

OPTIMIZACIÓN
DE
SUSPENSIONES HIDRONEUMÁTICAS
CON
AMORTIGUADOR INTEGRADO

TESIS

presentada para la obtención del

GRADO DE DOCTOR INGENIERO INDUSTRIAL

por

Salvador Augusto de las Heras Jiménez

Ingeniero Industrial



UPC
BIBLIOTECA RECTOR DON JUAN FERRATE
Campus Nord

Escola Tècnica Superior d'Enginyers Industrials de Terrassa
UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

Diciembre 1996

IV.1.2.3 Ecuación de compatibilidad de sistemas discontinuos

Imagínese que en un instante cualquiera la suspensión de la Figura IV.2 se está comprimiendo¹⁰ de forma que, en principio, parece que el flujo másico entre las cámaras neumáticas debiera pasar de (1) a (2). La cámara (1) está trabajando en descarga mientras que la (2) lo hace en carga, siendo válidas las ecuaciones [IV.20] y [IV.23], o sus equivalentes [IV.21] y [IV.24], para describir los correspondientes incrementos de energía interna específica. Teniendo presente el cambio de subíndices para la cámara (2), y que sobre ésta no se efectúa trabajo frontera alguno por lo que no se presenta irreversibilidad asociada al movimiento, sustituyendo [IV.21] y [IV.24] en [IV.17], con [IV.19] y tras simplificar los términos comunes, se obtiene

$$\delta Q_1^{\text{int}} + \delta Q_2^{\text{int}} + (u_1 - u_2) dm + |\delta W_{\text{irrev}}^{\text{flujo}}| = 0 \quad \text{[IV.25]}$$

o bien, con [IV.6] y [IV.22]

$$\delta Q_1^{\text{int}} + \delta Q_2^{\text{int}} + (h_1 - h_2) dm = 0 \quad \text{[IV.26]}$$

A las anteriores se las denominará como ecuaciones de *compatibilidad interna* para sistemas discontinuos. Deben verificarse sea cual sea el tipo de transferencia de energía con el exterior y siempre bajo las hipótesis admitidas en el desarrollo presentado.

Los diagramas de Sankey modificados interpretan de forma gráfica las ecuaciones [IV.25] y [IV.26]. El flujo de masa transporta la convección de calor neta con el término

$$\delta Q_{\text{conv}} = (u_1 - u_2) dm \quad \text{[IV.27]}$$

¹⁰ Se obtiene el mismo resultado al invertir el sentido del flujo dada la amplia generalidad del principio que se demuestra.

así como las irreversibilidades que se generan por su existencia, siempre positivas

$$\delta W_{irrev}^{flujo} = (p_1 v_1 - p_2 v_2) dm \quad [IV.28]$$

términos ambos, que sumados al calor conducido δQ_1^{int} , conforman el calor interno total que recibe el gas de la cámara (2) en carga. La ecuación [IV.28] corresponde la generalización necesaria de la [IV.1] para el flujo de fluidos compresibles, según la cual, por unidad de tiempo y en función de los respectivos caudales volumétricos, se tiene que

$$|\dot{W}_{irrev}^{flujo}| = (p_1 v_1 - p_2 v_2) \dot{m} = Q_{v1} p_1 - Q_{v2} p_2 > 0 \quad [IV.29]$$

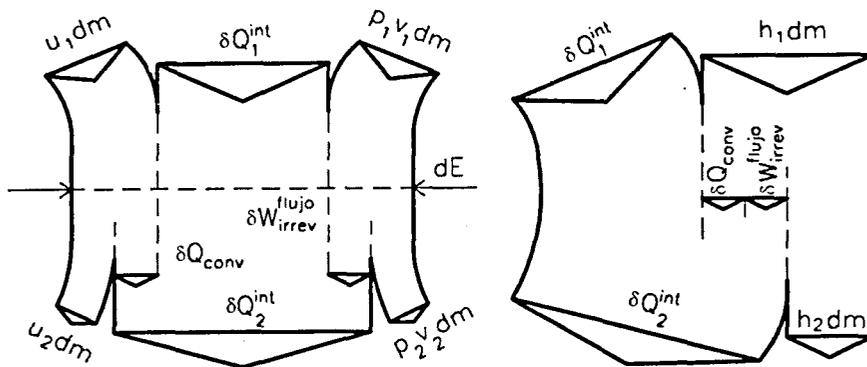


Figura IV.4. Diagramas de Sankey para la compatibilidad de un sistema discontinuo.

Como nota del método, es evidente de la ecuación [IV.29] que el trabajo de impulsión es la fuerza termodinámica que motiva la existencia de flujo másico, por lo que el algoritmo que lo calcule debería incluir, no sólo el flujo mecánico definido en función de la diferencia de presiones, sino también la difusión de masa correspondiente al gradiente de densidad existente entre cámaras. No se discute en este apartado la importancia relativa de cada uno de dichos términos. En primera aproximación se obtienen resultados correctos en orden de magnitud de IV.3, tal como se describe al final del capítulo.

De no tenerse en consideración el calor conducido o irradiado en las anteriores ecuaciones, las entalpías de ambas cámaras serían iguales siempre, no evidenciándose diferencia alguna entre este proceso y la estrangulación adiabática o expansión de Joule-Thompson en régimen permanente. En grandes líneas, dicho término será despreciable respecto a los demás, por lo que su inclusión no afectará de forma significativa a los cálculos que se obtengan de la simulación numérica. Resulta no obstante, que en su ausencia, no queda definido un estado de equilibrio único pues son infinitas las combinaciones posibles entre las variables de estado final $\langle T, p, v \rangle$ para una misma entalpía en el sistema discontinuo.

La anterior situación obedece al hecho de que para un fluido compresible en sistemas adiabáticos el número de grados de libertad es siempre inferior al número de variables. Si el sistema no es adiabático, como es en realidad todo sistema de algún modo, existe una fuerza impulsora que hace tender la temperatura del fluido a la ambiental, arrastrando consigo al resto de variables hacia el equilibrio marcado por las ecuaciones de estado y primer principio.

En un sistema discontinuo se multiplica por dos el número de variables habiéndose de incluir el calor conducido interior si se pretende llegar al equilibrio total del sistema. De no hacerlo, sería estable cualquier equilibrio que anulara el flujo másico entre cámaras¹¹, situación posible para múltiples combinaciones de las variables de estado.

La pregunta que falta por responder es si el presentado es el único, o el mejor modo de actuar, o quizás existan otros. Cree el autor que sería conveniente un teorema matemático exclusivo que resolviera tal indeterminación. Todas las variables coexisten, se interrelacionan y se acoplan para dar la respuesta real única. El sistema parece ser determinista pero ¿es esta solución única?

¹¹ O igualara el trabajo de impulsión específico pv de ambas cámaras. Para un gas ideal, serían iguales también las entalpías, aunque tal coincidencia carece de generalidad.

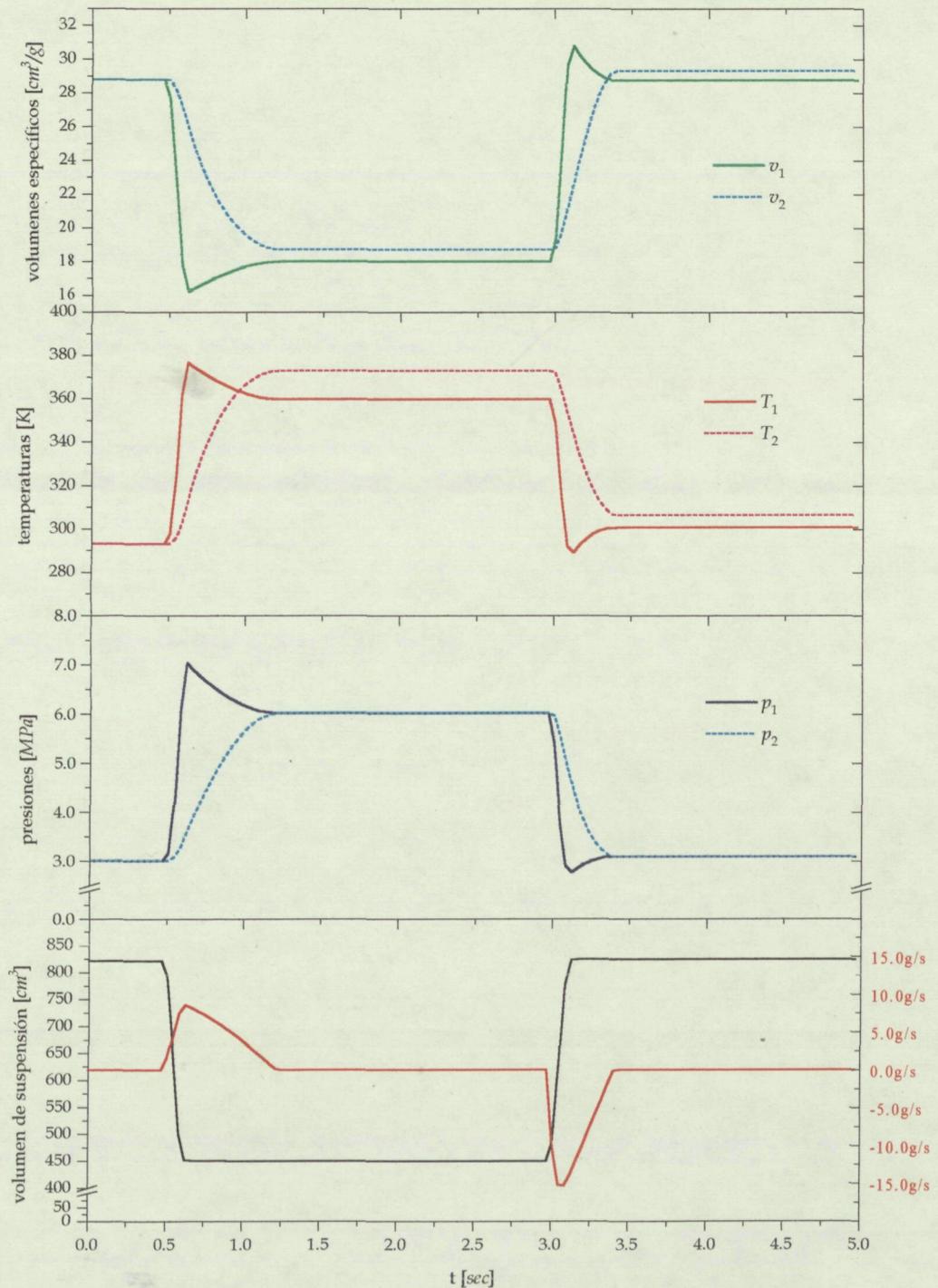


Figura IV.5. Respuesta a una compresión y expansión bruscas de las variables de estado en un sistema discontinuo, forzadamente adiabático, sin contabilizar el calor interno conducido o irradiado. Parece existir equilibrio mecánico pues $p_2 \approx p_1$. Lo que ocurre es que la diferencia de presiones es el término predominante en $m \ddot{x}$. Evidentemente, no existe equilibrio térmico.

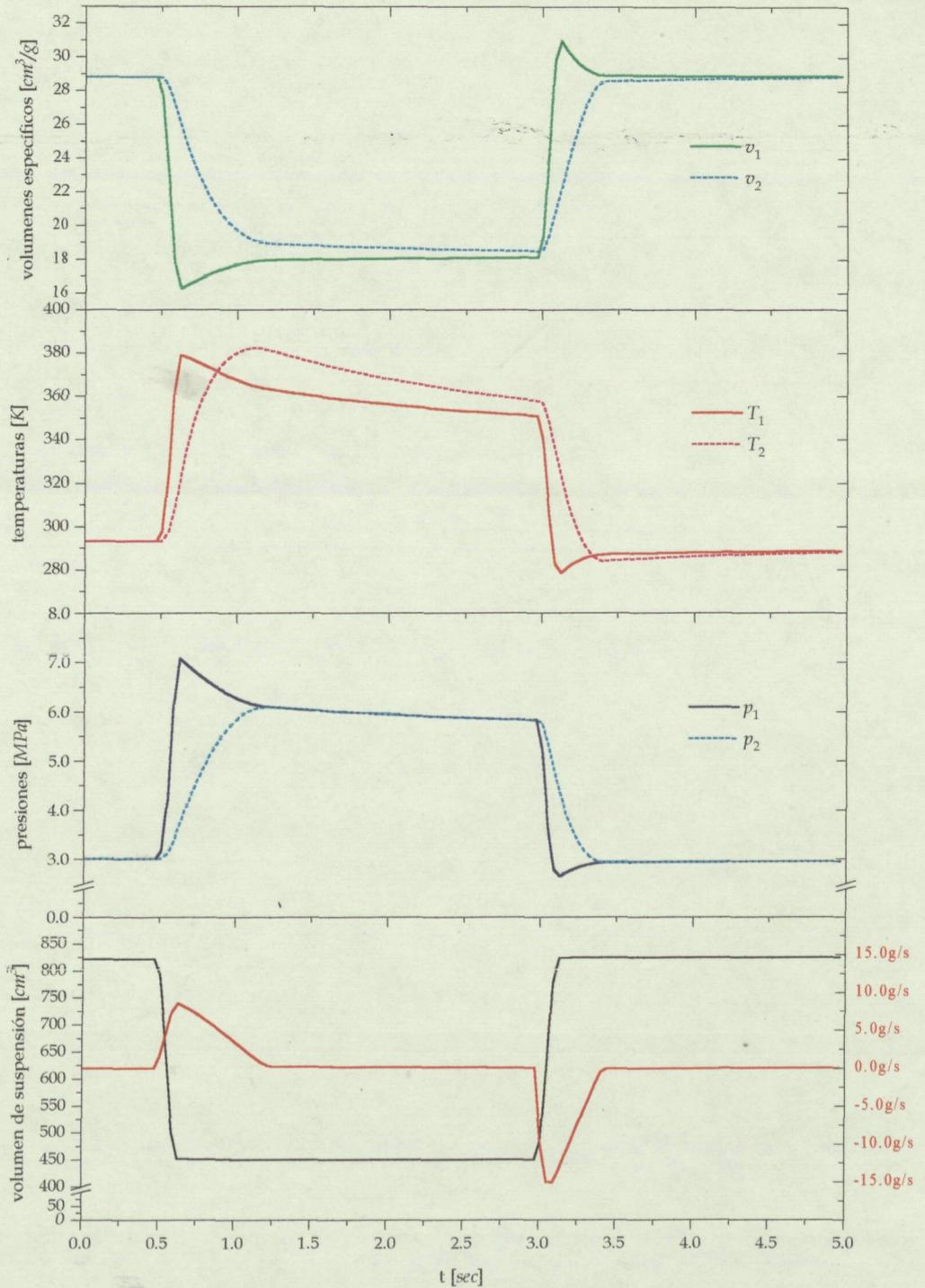


Figura IV.6. Respuesta a una compresión y expansión bruscas de las variables de estado en un sistema discontinuo, forzadamente adiabático también, pero contabilizando el calor interno conducido o irradiado. Obsérvese cómo se alcanza el equilibrio total en el que se verifica que $T_2 \cong T_1$, $p_2 \cong p_1$ y $v_2 \cong v_1$ con $m = 0$.

IV.1.3 LA ECUACIÓN DE LA ENTROPÍA

La entropía del sistema global debe aumentar según el segundo principio de la termodinámica y lo indicado en III.4. El incremento total de entropía de cada cámara neumática del sistema discontinuo se calcula ahora como en [IV.16] y [IV.17]

$$dS = mds + sdm \quad [IV.30]$$

pudiendo ser negativo para flujos másicos salientes.

IV.1.3.1 Depósito en carga

Con el depósito (1) recibiendo masa del (2) resulta, de la aplicación combinada de la ecuación de Gibbs [III.24] y la [IV.21]¹², que

$$m_1 T_1 ds_1 = \delta Q_1^{ext} + \delta Q_2^{int} + |\delta W_{irrev}^{mov}| + (h_1 - h_2) dm \quad [IV.31]$$

o bien, con [IV.22] y [IV.28]

$$m_1 T_1 ds_1 = \delta Q_1^{ext} + \delta Q_2^{int} + (u_1 - u_2) dm + |\delta W_{irrev}^{mov}| + |\delta W_{irrev}^{flujo}| \quad [IV.32]$$

ecuación que coincide en forma con la [III.47]. El aumento de entropía de la cámara se obtiene de sustituir [IV.32] en [IV.30], resultando

$$dS_1 = \frac{\delta Q_1^{ext} + \delta Q_2^{int} + (u_1 - u_2) dm}{T_1} + \frac{|\delta W_{irrev}^{mov}| + |\delta W_{irrev}^{flujo}|}{T_1} - s_1 dm \quad [IV.33]$$

con $dm < 0$.

¹² Recuérdese que $\dot{m} < 0$ con $p_2 v_2 > p_1 v_1$, según el criterio de signos adoptado en [IV.19].

IV.1.3.2 Depósito en descarga

Con el depósito de volumen variable en descarga, de sustituir de nuevo la ecuación [III.24], ahora en la [IV.24], se tiene que

$$m_1 T_1 ds_1 = \delta Q_1^{ext} + \delta Q_2^{int} + |\delta W_{irrev}^{mov}| \quad [IV.34]$$

que implica un incremento de entropía para la cámara en descarga de valor

$$dS_1 = \frac{\delta Q_1^{ext} + \delta Q_2^{int}}{T_1} + \frac{|\delta W_{irrev}^{mov}|}{T_1} - s_1 dm \quad [IV.35]$$

con $dm > 0$.

IV.1.3.3 El sentir de la propiedad irreversible

Al comparar las ecuaciones [IV.32] y [IV.34] se observa como las irreversibilidades internas asociadas al flujo incrementan la entropía específica de la masa contenida en la cámara que lo recibe. Esto resultaba ya evidente de la aplicación del principio de conservación de la energía a cada cámara según se desarrolló en los apartados IV.1.2.1 y IV.1.2.2, con las ecuaciones [IV.21] y [IV.24], pero es más explícito en la ecuación de la entropía. Como consecuencia directa de esta circunstancia, resulta que no se puede disponer de un algoritmo de cálculo por ordenador con una única ecuación de la energía reversible¹³ para cada cámara. Las ecuaciones que se implementen deben cambiar de forma en función del sentido del flujo, como respuesta al cambio de propiedad de la irreversibilidad que éste genera.

¹³ El criterio de reversibilidad no es termodinámico, sino analítico. Resulta que no es posible escribir una única ecuación en la que sus términos o variables cambien de signo automáticamente en función del sentido del proceso. Esto, que tácitamente se entendía que ocurría en la cámara simple, es lo que debe interpretarse de la explicación anterior.

Como caso curioso que merece la pena comentar, en la descarga libre y adiabática de un depósito de volumen constante se tiene, de la ecuación [IV.34], que

$$m_1 T_1 ds_1 = \delta Q_2^{\text{int}} \approx 0 \quad \text{[IV.36]}$$

la cual indica que la entropía específica del gas contenido en el depósito se mantiene prácticamente constante si es despreciable el calor que se conduce o irradia al exterior. La entropía total del volumen de control disminuye, ya que lo hace la cantidad de masa, tal como indica la ecuación [IV.35]. El proceso global es bastante irreversible, por lo que el cambio neto de entropía del volumen de control más sus alrededores¹⁴ debe ser positivo.

Conviene asimismo recalcar que existe flujo de masa si hay diferencia entre los trabajos de impulsión que ambas cámaras son capaces de realizar. Esto coincide, además, con el signo siempre positivo que deben tener las irreversibilidades internas que origina, como se detalló en [IV.29]. Una vez iniciada la corriente, el calor de convección es transportado con ella, pudiendo ser positivo o negativo en función de si se inyecta masa caliente o fría.

Por lo que se refiere a la pérdida de energía útil debida al movimiento del pistón, a la que se ha venido denominando $|\delta W_{\text{irrev}}^{\text{mov}}|$, se corresponde con el término de irreversibilidad interior de la ecuación [III.17], o de la [III.23], para la cámara neumática simple, y se presiente no significativa en comparación con la debida al flujo másico entre cámaras. Es evidente que pertenece a la cámara que cambia de volumen, habiéndose de cuantificar la relevancia de su no consideración del cotejo de resultados que de la simulación y la experiencia se obtenga.

¹⁴ Como resultaría de sumar las ecuaciones [IV.33] y [IV.35], tras el pertinente cambio de subíndices, y el incremento de entropía de la pared y el ambiente.

IV.2 APLICACIÓN DE LA ECUACIÓN DE LA ENERGÍA

De forma paralela a como se hizo en el Capítulo III, se desarrolla a continuación el algoritmo que permite estimar la temperatura del gas contenido en cada cámara. El ratio de incremento de temperatura, \dot{T} , es función de la transferencia de calor con el exterior, definida en función de la constante de tiempo térmica correspondiente; del cambio de volumen de la suspensión, \dot{V}_1 , como consecuencia de la acción de trabajo exterior; y, ahora también, del transporte de energía \dot{E} entre cámaras, con la alternancia o *switch* resultante del salto de la propiedad irreversible debida al cambio de sentido del flujo.

IV.2.1 COMPRESIÓN DE LA SUSPENSIÓN. FLUJO DE (1) A (2)

El flujo de masa debe ir de (1) a (2) en casi toda la carrera de compresión¹⁵ de la suspensión de la Figura IV.2. En esta circunstancia, la cámara (1) trabaja en descarga mientras la (2) lo hace en carga.

IV.2.1.1 Cámara de volumen variable (1)

Deben cumplirse las ecuaciones [IV.23] y [IV.24] indistintamente. Así, de cualquiera de ellas, recordando que para un gas real se verifica [III.30] por la que

$$du = c_v dT + \left[T \left[\frac{\partial p}{\partial T} \right]_v - p \right] dv \equiv T ds - p dv \quad \text{[IV.37]}$$

se tiene

$$m_1 c_{v1} dT_1 = \delta Q_1^{ext} - \delta Q^{int} + |\delta W_{irrev}^{mov}| - m_1 T_1 \left[\frac{\partial p_1}{\partial T_1} \right]_{v_1} dv_1 \quad \text{[IV.38]}$$

¹⁵ El flujo va de (1) a (2) cuando tenga que hacerlo (!).

de donde, con [IV.4] y el criterio de signos adoptado para \dot{m} , se deriva finalmente la expresión

$$\dot{T}_1 = \frac{\bar{T}_p - T_1}{\tau_1} + \frac{1}{m_1 c_{v1}} \left\{ -\dot{Q}^{\text{int}} + |W_{\text{irrev}}^{\text{mov}}| - T_1 \left[\frac{\partial p_1}{\partial T_1} \right]_{v_1} (\dot{V}_1 + v_1 \dot{m}) \right\} \quad \text{[IV.39]}$$

IV.2.1.2 Cámara de volumen constante (2)

En esta ocasión, el incremento de energía interna específica viene definido por la ecuación [IV.21]. Como la cámara (2) es de volumen constante, resulta que

$$m_2 c_{v2} dT_2 = \delta Q_2^{\text{ext}} + \delta Q^{\text{int}} + (h_1 - h_2) dm - m_2 T_2 \left[\frac{\partial p_2}{\partial T_2} \right]_{v_2} dv_2 \quad \text{[IV.40]}$$

de donde, ahora

$$\dot{T}_2 = \frac{\bar{T}_p - T_2}{\tau_2} + \frac{1}{m_2 c_{v2}} \left\{ \dot{Q}^{\text{int}} + (u_1 - u_2) \dot{m} + |W_{\text{irrev}}^{\text{flujo}}| + T_2 \left[\frac{\partial p_2}{\partial T_2} \right]_{v_2} v_2 \dot{m} \right\} \quad \text{[IV.41]}$$

IV.2.2 EXPANSIÓN DE LA SUSPENSIÓN. FLUJO DE (2) A (1)

Con el flujo transitando de (2) a la (1), la cámara (2) se descarga mientras la (1) se carga de masa. Es de esperar que la suspensión se esté expandiendo, aunque se insiste en que el sentido del flujo viene definido por el balance entre las fuerzas impulsoras de cada cámara.

IV.2.2.1 Cámara de volumen constante (2)

De la ecuación [IV.24], sustituyendo la [III.30] como se hizo en IV.2.1.1

$$m_2 c_{v2} dT_2 = \delta Q_2^{\text{ext}} + \delta Q^{\text{int}} - m_2 T_2 \left[\frac{\partial p_2}{\partial T_2} \right]_{v_2} dv_2 \quad \text{[IV.42]}$$

de la que se tiene que, con $\dot{m} < 0$

$$\dot{T}_2 = \frac{\bar{T}_r - T_2}{\tau_2} + \frac{1}{m_2 c_{v2}} \left\{ \dot{Q}^{\text{int}} + T_2 \left[\frac{\partial p_2}{\partial T_2} \right]_{v_2} v_2 \dot{m} \right\} \quad [\text{IV.43}]$$

IV.2.2.2 Cámara de volumen variable (1)

Como hasta ahora, sustituyendo [III.30] en [IV.21], con [IV.22] y [IV.28], se tiene

$$m_1 c_{v1} dT_1 = \delta Q_1^{\text{ext}} - \delta Q^{\text{int}} + (u_1 - u_2) dm + |\delta W_{\text{irrev}}^{\text{mov}}| + |\delta W_{\text{irrev}}^{\text{flujo}}| - m_1 T_1 \left[\frac{\partial p_1}{\partial T_1} \right]_{v_1} dv_1 \quad [\text{IV.44}]$$

de la que, con [IV.4] y [IV.19], pues (1) recibe el flujo

$$\dot{T}_1 = \frac{\bar{T}_r - T_1}{\tau_1} + \frac{1}{m_1 c_{v1}} \left\{ -\dot{Q}^{\text{int}} + (u_1 - u_2) \dot{m} + |\dot{W}_{\text{irrev}}^{\text{int}}| - T_1 \left[\frac{\partial p_1}{\partial T_1} \right]_{v_1} (\dot{V}_1 + v_1 \dot{m}) \right\} \quad [\text{IV.45}]$$

IV.2.3 NOTAS SOBRE EL ALGORITMO GENERAL

Conocida la temperatura en un instante determinado por integración de \dot{T} , la presión se calcula de la ecuación de estado teniendo en cuenta que el volumen contenedor es una entrada al modelo¹⁶. La condición inicial de los integradores debe ajustarse para que la masa, m_g , y la presión inicial coincidan entre modelo y ensayo. La masa total se reparte entre ambas cámaras según [IV.14].

¹⁶ Las relaciones causales entre las distintas variables se muestran en el BondGraph de la Figura VI.9 en el Capítulo VI.

La masa de cada cámara se calcula de la inicial por integración del flujo másico. Así, recordando la definición [IV.19]

$$m_1 = m_1^0 - \int_0^t \dot{m} dt \quad [IV.46]$$

y

$$m_2 = m_2^0 + \int_0^t \dot{m} dt \quad [IV.47]$$

El calor interior conducido por unidad de tiempo es proporcional al área efectiva de la tobera, A , a la diferencia de temperatura del gas de cada cámara, e inversamente proporcional a la distancia entre ambas, L . Definido positivo cuando fluye de (1) a (2) al igual que el flujo másico, será

$$\dot{Q}^{\text{int}} \propto A (T_1 - T_2) \frac{1}{L} \quad [IV.48]$$

Aunque de escasa cuantía, se requiere un valor aproximado del mismo para permitir la relajación del sistema hacia el equilibrio total en ausencia de excitación. La conductividad media del nitrógeno en el rango de trabajo es del orden

$$\bar{k} \approx 30 \frac{\text{mW}}{\text{mK}} \quad [IV.49]$$

según los datos del nitrógeno tomados de [21,N₂].

Una ventaja del método presentado es que puede ser suplementado con tantas no linealidades como se desee. Por ejemplo, con la intención de incluir en el cálculo el correspondiente ratio de calentamiento del conjunto del cilindro de la suspensión, se incluye en la Figura VI.7 el campo **RS** bipuerto, correspondiente a la generación irreversible de calor por rozamiento mecánico entre las diferentes partes en movimiento relativo.

Como nota final, se usan los flujos o ratios temporales $\dot{V}, \dot{T}, \dot{U}, \dot{Q}$, en lugar de las diferencias, porque se adaptan mejor al trabajo con ordenador.

IV.3 MODELO ANALÍTICO PARA \dot{m}

Disponer de un método de cálculo preciso del flujo másico a través de la tobera es fundamental para la correcta cuantificación de los términos contemplados en las ecuaciones anteriores. El modelo analítico que se utiliza en esta Tesis Doctoral está extraído de la Norma Internacional ISO 6358, la cual es de directa aplicación a todo tipo de componente neumático destinado a regular, medir, dirigir o conducir el flujo de aire en circuitos neumáticos.

El modelo constituye una simplificación de la ecuación teórica, obtenida en primer lugar por Saint-Venant en 1839 para el gasto másico isentrópico de fluido compresible a través de toberas convergentes, que se adapta a la característica real del elemento mediante el empleo de dos coeficientes experimentales: la conductancia C y la relación de presiones crítica b .

IV.3.1 FLUJO ISENTRÓPICO IDEAL EN UNA TOBERA CONVERGENTE

Saint-Venant y Wentzel fueron los primeros en desarrollar un modelo teórico para el cálculo del flujo másico en régimen permanente a través de toberas. Notaron, no obstante, que la expresión analítica encontrada difería de la evidencia práctica, pues parecía indicar que el gas no podía fluir hacia el vacío. Su trabajo fue redescubierto unos 30 años después por otros investigadores que obtuvieron idénticos resultados corroborando de esta forma sus experiencias, según las cuales, se rebatía la teoría cuando la presión aguas abajo descendía de un determinado valor. Así, en 1856 Joule y Thompson en Inglaterra, o Weisback en Alemania, derivaron sus mismas ecuaciones mientras Napier, en 1867, indicó por primera vez que el flujo másico era independiente de la presión aguas abajo cuando la relación de presiones era inferior aproximadamente a 0,5. Parece ser que fue Osborne Reynolds quien en 1886 realizara la más importante contribución al fenómeno desde el trabajo de Saint-Venant y Wentzel, reconociendo que la velocidad del gas en el punto

de área mínima de la corriente, cuya presión cae de forma continua, es igual a la velocidad del sonido en dicho punto. Aurel Stodola constató a principios de siglo la existencia de flujo supersónico en la tobera de Laval convergente-divergente.

El método parte del supuesto de que el proceso es adiabático y reversible, es decir isentrópico, y hace uso de la ecuación [IV.76] con el exponente γ correspondiente, y de la ecuación de estado de gas ideal. El volumen del depósito impulsor se supone grande como para que la salida del gas por la tobera durante los intervalos de tiempo que se consideran no ocasione una disminución apreciable de la presión del gas en el mismo. Yendo el flujo de (1) a (2), tomando como presión del gas a la salida de la tobera la de (2), y haciendo uso de la expresión [IV.10] para el trabajo disponible en una corriente¹⁷, se tiene que la velocidad media de salida del flujo por la tobera es

$$c_2 = \left\{ 2 \int_{p_2}^{p_1} v dp + c_1^2 \right\}^{1/2} \quad \text{[IV.50]}$$

Si la velocidad del flujo a la entrada de la tobera puede despreciarse por su pequeñez en comparación con c_2 , con [IV.76], la [IV.50] se escribe de la forma

$$c_2 = \left\{ 2 \frac{\gamma}{\gamma - 1} p_1 v_1 \left[1 - r^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\}^{1/2} \quad \text{[IV.51]}$$

Se observa en esta ecuación que la velocidad de salida del gas aumenta al disminuir la relación de presiones r , definida como

$$r = \frac{p_2}{p_1} \quad \text{[IV.52]}$$

¹⁷ Corriente reversible, que no realice trabajo técnico y de trabajo potencial despreciable. El flujo podría no ser adiabático en [IV.51]

Como el flujo másico es por definición

$$\dot{m} = \frac{Q_{v2}}{v_2} = \rho_2 A c_2 \quad [\text{IV.53}]$$

de aquí se deduce, con [IV.51], que

$$\dot{m} = A \left\{ 2 \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_1}{v_1} \left[r^{\frac{2}{\gamma}} - r^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad [\text{IV.54}]$$

o bien, con la ecuación de estado,

$$\dot{m} = A \frac{p_1}{\sqrt{T_1}} \left\{ 2 \frac{\gamma}{R(\gamma - 1)} \left[r^{\frac{2}{\gamma}} - r^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad [\text{IV.55}]$$

La expresión [IV.55] alcanza un máximo¹⁸ cuando se verifica la condición¹⁹

$$\frac{2}{\gamma} r^{\frac{2}{\gamma}-1} - \frac{\gamma+1}{\gamma} r^{\frac{1}{\gamma}} = 0 \quad [\text{IV.56}]$$

Llamando b a la relación r que hace máximo el flujo, se sigue que

$$b = \frac{p_{2s}}{p_1} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad [\text{IV.57}]$$

Esta expresión muestra que el valor de la relación crítica b depende de γ , pero esta dependencia es débil: así, para $\gamma = 1,4$ es $b = 0,53$ mientras que para $\gamma = 1,3$ resulta ser $b = 0,55$.

¹⁸ Partiendo de un instante inicial en equilibrio de presiones en el que el flujo es nulo, éste aumentará al descender la presión a la salida de la tobera. Tras alcanzar un máximo, la ecuación [IV.55] indica que desciende hasta extinguirse cuando $p_2 \equiv 0$, es decir en el vacío.

¹⁹ De acuerdo con las reglas de buscar extremos y teniendo en cuenta la constancia de magnitudes en el depósito impulsor.

El flujo másico máximo se calcula evidentemente sustituyendo [IV.57] en [IV.54], resultando

$$\dot{m}_s = A \left\{ 2 \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \text{[IV.58]}$$

o en [IV.55],

$$\dot{m}_s = A \frac{p_1}{\sqrt{T_1}} \left\{ \frac{\gamma}{R} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{2+1}{\gamma-1}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \text{[IV.59]}$$

La velocidad correspondiente a tal condición se encuentra del mismo modo con [IV.51], obteniéndose

$$c_s = \left\{ 2 \frac{\gamma}{\gamma + 1} p_1 v_1 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad \text{[IV.60]}$$

que se puede arreglar con [IV.57] y la relación politrópica [IV.76], en función de las condiciones locales²⁰ en (2) que hacen que el flujo sea máximo, para concluir con

$$c_s = \sqrt{\gamma p_{2s} v_{2s}} \quad \text{[IV.61]}$$

que es también la velocidad del sonido de la ecuación de Laplace para el gas perfecto. La anterior expresión justifica la divergencia de la teoría con la experiencia. Cuando un gas se expande en una tobera convergente no puede obtenerse una presión p_2 inferior al valor p_{2s} que corresponde al flujo másico máximo, pues la onda de enrarecimiento debida a la disminución de p_2 no retrocede aguas arriba. El gas que se descarga no sabe que la presión aguas abajo ha disminuido por lo que el flujo se mantiene constante y máximo.

²⁰ Como se ve en [IV.61], la velocidad del sonido es distinta para distintos puntos de la tobera cuando la corriente no es isoterma y varían la presión y el volumen específicos. Por esto precisamente se utiliza la expresión *velocidad local del sonido*.

Cuanto se ha expuesto hasta el momento para \dot{m} se resume en los gráficos de la Figura IV.7. Obsérvese como la Figura IV.7 (a) presenta una forma casi simétrica al ser $b \approx 0,5$ para la corriente adiabática y reversible de gas ideal.

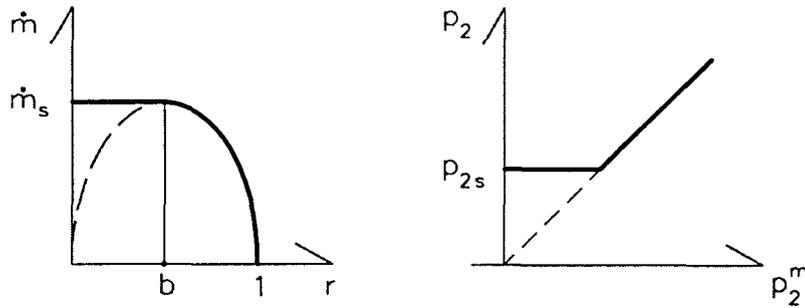


Figura IV.7 Dependencias para el flujo isentrópico ideal en una tobera convergente. A la derecha se representa la presión del gas a la salida respecto a la del medio al que descarga. Como se ve en esta gráfica, cuando $p_2 > p_{2s}$ la presión del gas en la sección de salida es igual a la presión del medio p_2^m . Cuando es $p_2^m < p_{2s}$, entonces la presión del gas que descarga es constante e igual a p_{2s} .

IV.3.2 NORMA ISO PARA EL CÁLCULO DEL FLUJO MÁSICO

El carácter no ideal de los gases reales y que el proceso de expansión no pueda considerarse isentrópico desvían el comportamiento real de la tobera de la característica teórica de la Figura IV.7 (a). Con bajas densidades las ecuaciones [IV.55] y [IV.59] ajustan mejor la realidad pues el gas es más ideal. Resulta que a las presiones de trabajo de los componentes neumáticos²¹, la aproximación es aceptable y de ahí el campo de aplicación de la *International Standard*. En la Figura IV.8 se representa una característica real de la tobera neumática de la suspensión ensayada.

²¹ Entre 5 y 10bar aproximadamente.

IV.3.2.1 Flujo subsónico

La curva descendiente de la Figura IV.7 (a) es casi elíptica, por lo que resulta razonable simplificar la ecuación [IV.55] definiendo el término

$$\omega = \sqrt{1 - \left(\frac{r-b}{1-b}\right)^2} \quad \text{[IV.62]}$$

que la convierte en la ecuación de una elipse en el tramo de trabajo para el que $p_2 > bp_1$, quedando de la forma

$$\dot{m} = AK \frac{p_1}{\sqrt{T_1}} \omega \quad \text{[IV.63]}$$

donde K es una constante característica del gas, función de γ y R .

Otra ventaja del empleo de la ecuación [IV.62] es que permite observar la influencia de b de forma rápida, tal como se enseña en la Figura IV.8.

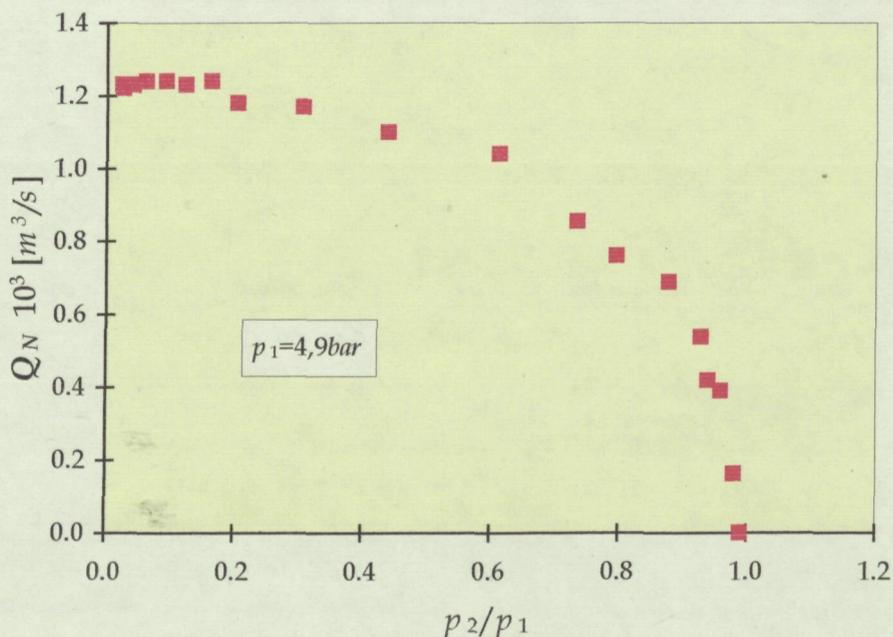


Figura IV.8. Característica caudal vs r para la tobera neumática con un diámetro de 1,5mm.

IV.3.2.2 Flujo sónico. *Choked flow*

Cuando se verifica que $p_2 \leq bp_1$ el flujo es sónico, resultando que $\omega = 1$ y que el gasto másico es máximo y de valor

$$\dot{m}_s = AK \frac{p_1}{\sqrt{T_1}} \quad [\text{IV.64}]$$

del que se calcula el flujo en volumen correspondiente a la condición sónica como

$$Q_v = \dot{m}_s v_{2s} = AK \frac{p_1}{\rho_{2s} \sqrt{T_1}} \quad [\text{IV.65}]$$

o, refiriéndose a condiciones nominales²² para las que

$$\dot{m}_s = \rho_N Q_N = \rho_{2s} Q_v \quad [\text{IV.66}]$$

se puede escribir [IV.65] como

$$Q_N = AK \frac{p_1}{\rho_N \sqrt{T_1}} \quad [\text{IV.67}]$$

La anterior ecuación indica que el término $Q_N \sqrt{T_1}$ es proporcional a la presión de impulsión en condiciones sónicas. En la Figura IV.10 se representa tal circunstancia.

Definir las características de flujo de los componentes neumáticos en función de las condiciones normales permite su comparación aún en diferentes circunstancias de funcionamiento. El caudal másico se calcula de forma inequívoca de la expresión [IV.66], por lo que no hay motivo alguno para la confusión.

²²

$T_N = 293K$
 $p_N = 1,013 \cdot 10^5 Pa$

IV.3.2.3 Parámetro C. Conductividad

A la relación entre el caudal volumétrico en condiciones nominales de ensayo y la presión de entrada a la tobera se denomina *conductividad* o *conductancia* del elemento neumático. Es decir, según se muestra en la Figura IV.10,

$$C = \frac{Q_N}{p_1} \quad \text{[IV.68]}$$

que combinada con la ecuación [IV.67] indica que, por definición

$$C = \frac{K}{\rho_N \sqrt{T_N}} A \quad \text{[IV.69]}$$

demostrando que el único factor intrínseco del elemento neumático que afecta a la conductividad C es el área efectiva A . En la Figura IV.9 se muestra la dependencia experimental de C para la tobera de la suspensión hidroneumática ensayada. Se representa el promedio efectuado para diferentes p_1 en cada sentido de flujo.

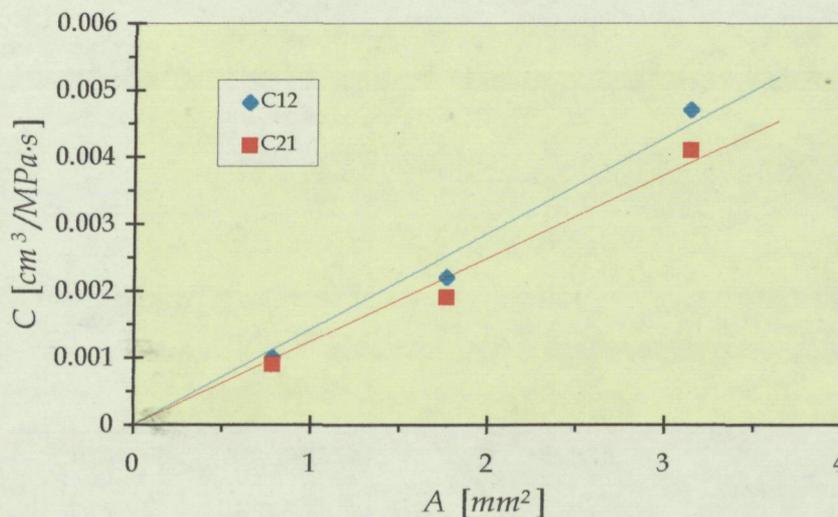


Figura IV.9. Relación experimental de C y la sección de la tobera de la suspensión.

IV.3.2.4 Corrección de la temperatura de estancamiento

La conductancia C se obtiene directamente de la medida del flujo volumétrico en condiciones sónicas si el experimento se realiza con gas a temperatura normal a la entrada. Si la temperatura se aleja de las condiciones estándar, se hace necesario corregir el caudal medido con el factor $\sqrt{T_1}$. Esto es así, pues de la ecuación [IV.67], para un ensayo realizado a T_1 , se tiene

$$Q_N \sqrt{T_1} = AK \frac{p_1}{\rho_N} \quad [\text{IV.70}]$$

que puede combinarse con la definición [IV.69] para pasar a

$$Q_N \sqrt{T_1} = C p_1 \sqrt{T_N} \quad [\text{IV.71}]$$

de la que

$$C = \frac{Q_N}{p_1} \sqrt{\frac{T_1}{T_N}} \quad [\text{IV.72}]$$

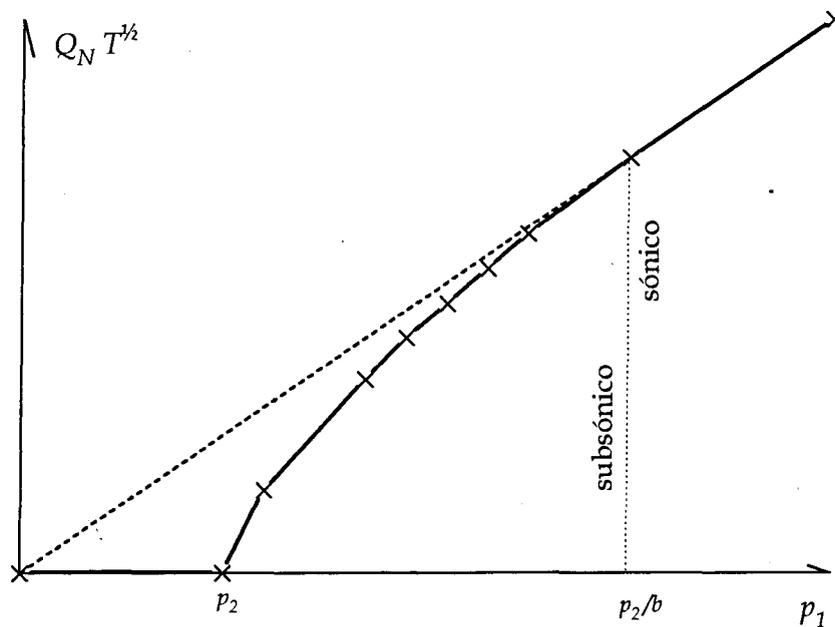


Figura IV.10. Característica proporcional del flujo volumétrico en condiciones sónicas.

La ecuación [IV.72] se aplica sólo en caso sónico permitiendo el cálculo del flujo másico en función de condiciones normales. En general, el método presenta la siguiente formulación: el flujo másico es

$$\dot{m} = C K_T \rho_N p_1 \omega \quad [\text{IV.73}]$$

con $\omega = 1$ en el caso sónico y ω de [IV.62] en el subsónico, siendo

$$K_T = \sqrt{\frac{T_N}{T_1}} \quad [\text{IV.74}]$$

el factor de corrección de la temperatura de remanso.

IV.3.2.5 Parámetro b . Relación de presiones crítica

El parámetro b es la relación de presiones crítica tal como se introdujo en [IV.57]. Su valor difiere en la práctica del teórico, pudiéndose determinar aproximadamente por inspección visual de la Figura IV.8 o bien de forma analítica como se indica en la citada norma. A continuación se muestran los valores encontrados para b en la tobera de la suspensión.

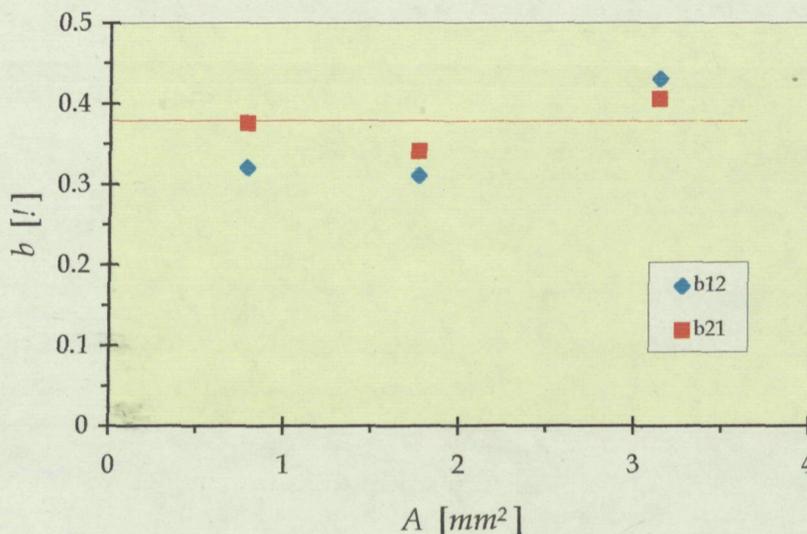


Figura IV.11. Relación crítica de presiones para la tobera neumática. Ambos sentidos.

IV.4 REDEFINICIÓN DEL ÍNDICE POLITRÓPICO

Se describió de forma amplia y sistemática en el capítulo anterior la relación existente entre el índice politrópico instantáneo y las irreversibilidades internas al gas en un proceso de compresión, deduciéndose las expresiones de conexión pertinentes. Producto del desarrollo expuesto fue, por ejemplo, la ecuación [III.73], según la cual, y haciendo uso de la ecuación de la entropía [III.47], se podría generalizar que el índice politrópico resulta ser para el gas ideal confinado en un sistema cerrado,

$$n = \gamma - \frac{R}{c_v} \left\{ \frac{T \dot{S}}{p \dot{V}} \right\} \quad \text{[IV.75]}$$

en donde se observa que n es función del cociente entre el calor total recibido por el fluido y el trabajo frontera que realiza.

Resulta frecuente encontrarse con autores que estiman que el proceso de compresión transcurre según un politrópico intermedio ($1 < n < 1,4$) de valor constante. Los límites naturales²³ del índice politrópico para cualquier gas en un sistema cerrado se hallan en el proceso isoterma y en el adiabático siendo, tal como se indicó en III.5.2, γ su extremo superior para el gas ideal en procesos cuasiestáticos. La anterior expresión, como la [III.73], demuestra que el índice politrópico instantáneo definido en esta Tesis puede superar en muchas ocasiones el valor admitido, tácita y erróneamente por extensión, como límite superior²⁴. Definitivamente, γ es el exponente politrópico correspondiente a un proceso isentrópico con gas ideal, que no adiabático.

²³ Se encuentran los límites en el proceso más lento y más rápido realizable.

²⁴ Un proceso *real* isentrópico no es adiabático por la ocurrencia de irreversibilidades. De la misma forma, un proceso adiabático irreversible, lo será con $\dot{S} > 0$.

Cuando la masa del volumen de control varía durante el proceso, ya no se cumple [IV.3] sino [IV.5], mereciendo el esfuerzo encontrar las relaciones para n , análogas a la [IV.50] o sus recíprocas del Capítulo III, en su caso.

El proceso de compresión en el sistema discontinuo era tal que se producía trabajo de expansión según IV.1.1.1 cuando cambiaba el volumen específico del gas. El índice politrópico correspondiente a un proceso isocoro es infinito, y cero para el isobárico, tal como se observa en tendencia de las líneas isotrópicas²⁵. La expresión correcta para describir un proceso politrópico cualquiera, sea en sistemas cerrados o en presencia de flujo, es

$$pv^n = C^{te} \quad [IV.76]$$

por lo que [III.1] es un caso particular para los sistemas de masa constante.

De la misma manera, las definiciones de politrópico que deriven de [III.1] deben ser modificadas sustituyendo el volumen contenedor V por el volumen específico v . En general, para sistemas de masa variable, es necesario utilizar magnitudes intensivas.

IV.4.1 CONEXIÓN CON LAS IRREVERSIBILIDADES DEL FLUJO. GAS IDEAL

Con la ecuación [IV.75] y las [IV.32] y [IV.34] es inmediato encontrar las siguientes expresiones para n siguiendo el mismo procedimiento que en III.6.1. Así, partiendo de la ecuación de estado para el gas ideal, y la ecuación de Gibbs [III.24] por unidad de masa, se llega siempre a

$$pdv + vdp = RdT = \frac{R}{c_v} (Tds - pdv) \quad [IV.77]$$

²⁵ Esta afirmación es absolutamente cierta para cualquier gas. El proceso isoterma, en cambio, es de politrópico unidad sólo en el caso ideal.

y, consecuentemente, a

$$n = \gamma - \frac{R}{c_v} \left\{ \frac{T ds}{p dv} \right\} \quad \text{[IV.78]}$$

IV.4.1.1 Expresión general de n para la cámara (1) en carga

Sustituyendo en la ecuación anterior la [IV.32] y la [IV.5] expresadas ambas por unidad de tiempo, se despeja

$$n = \gamma - \frac{R}{c_v} \left\{ \frac{\dot{Q}_1^{ext} + \dot{Q}_2^{int} + (u_1 - u_2) \dot{m} + |\dot{W}_{irrev}^{mov}| + |\dot{W}_{irrev}^{flujo}|}{p_1 (\dot{V}_1 + v_1 \dot{m})} \right\} \quad \text{[IV.79]}$$

Valorando el orden de magnitud de los términos de la anterior ecuación, es posible simplificarla a la forma

$$n \approx \gamma - \frac{R}{c_v} \left\{ \frac{\dot{Q}_1^{ext} + |\dot{W}_{irrev}^{flujo}|}{p_1 (\dot{V}_1 + v_1 \dot{m})} \right\} \quad \text{[IV.80]}$$

IV.4.1.2 Expresión general de n para la cámara (1) en descarga

De nuevo, de sustituir en [IV.53] la ecuación [IV.34], se deduce que

$$n = \gamma - \frac{R}{c_v} \left\{ \frac{\dot{Q}_1^{ext} + \dot{Q}_2^{int} + |\dot{W}_{irrev}^{mov}|}{p_1 (\dot{V}_1 + v_1 \dot{m})} \right\} \quad \text{[IV.81]}$$

de donde

$$n \approx \gamma - \frac{R}{c_v} \left\{ \frac{\dot{Q}_1^{ext}}{p_1 (\dot{V}_1 + v_1 \dot{m})} \right\} \quad \text{[IV.82]}$$

La extensión consecuente para la cámara (2) de estas ecuaciones, implicaría anular aquellos términos correspondientes al cambio de volumen contenedor así como invertir el signo de \dot{m} .

IV.4.2 EL ÍNDICE POLITRÓPICO EXPERIMENTAL

El índice politrópico se muestra como una buena herramienta para valorar la bondad de cualquier algoritmo de cálculo para los fenómenos de compresión, siempre que se compare con resultados experimentales y se disponga de un método adecuado para estimar la transferencia de calor con la pared. El algoritmo más complejo será el más preciso y, por ende, ajustará más el politrópico.

Ocurre no obstante, que aunque las expresiones encontradas contribuyen a un mejor entendimiento del fenómeno, no permiten calcular el índice a partir de magnitudes físicas de medida experimental directa, como son la presión o la carrera de suspensión.

La formula más adecuada para computar n resulta de la expresión [III.55] pues los ratios \dot{V} y \dot{P} no son cuantificables experimentalmente y la temperatura es difícil de medir²⁶. De la misma forma, m es conocido de la simulación, por lo que no se puede conocer la masa contenida en cada cámara durante un experimento.

Desconocida la densidad, el índice politrópico experimental, con el que compararan los resultados de la simulación por ordenador, se define en función del volumen total de suspensión y de la presión en la cámara de volumen variable (1) como

$$n^{\text{exp}} = \frac{\log\left(\frac{p_1^{t+\Delta t}}{p_1^t}\right)}{\log\left(\frac{V_{TOT}^t}{V_{TOT}^{t+\Delta t}}\right)} \quad [\text{IV.83}]$$

que no corresponde exactamente con ninguna de las ecuaciones anteriores.

²⁶ Ni siquiera el empleo de termopares hace posible medir con precisión la temperatura media del gas en tiempo real. Además, las expresiones para n que la utilizan son sólo exactas para el gas ideal.

IV.5 COTEJO DE RESULTADOS Y PRIMERAS CONCLUSIONES

En los capítulos III y IV se han venido desarrollando las relaciones fundamentales que permiten describir el fenómeno de compresión mediante un conjunto reducido de ecuaciones. Las magnitudes termodinámicas se han supuesto repartidas uniformemente en el volumen de control de forma que se cumpliera el supuesto de equilibrio local, tal como se explicó en III.4.1, incluyéndose el desequilibrio existente mediante los correspondientes términos de pérdida de energía útil en valor absoluto. La veracidad de estas hipótesis ha sido corroborada por los resultados experimentales²⁷ en la zona de trabajo normal de la suspensión, siendo sólo cuestionable la similitud entre la simulación y la experiencia en estados muy alejados del equilibrio y para presiones bastante elevadas.

La suspensión hidroneumática CESIA 250-3 con la que se realizaron los experimentos corresponde al esquema de la Figura IV.2. Es por tanto, una suspensión con cámara neumática discontinua, para la que la relación entre el volumen fijo contenido en la cámara (2) y el volumen total máximo de suspensión es del orden

$$\frac{V_2}{V_{TOT}} = 11\% \quad [IV.84]$$

La tobera neumática instalada es de 1,5mm de diámetro de paso, y sus coeficientes C y b pueden deducirse de las Figuras IV.9 y IV.11.

La relación de pruebas experimentales realizadas se detalla en el Capítulo VII, Tablas VII.1 y VII.2. Evidentemente, y supuesta la bondad del modelo, es de esperar que cuánto más completo sea éste, mayor la exactitud de los resultados que se obtengan. En la Figura IV.12 se ilustra esta circunstancia

²⁷ Como se muestra en el Apéndice A5.

pues se incluyen en un mismo gráfico cuatro simulaciones distintas, obtenidas de sendas hipótesis de funcionamiento, y los resultados experimentales correspondientes. Es evidente cómo el politrópico aumenta a medida que se incluyen fuentes de irreversibilidad en el programa, de forma que es mayor: para el gas real que el ideal, como también se deduce de la Figura III.9; y en el sistema discontinuo que en el simple, por incluir las irreversibilidades del flujo.

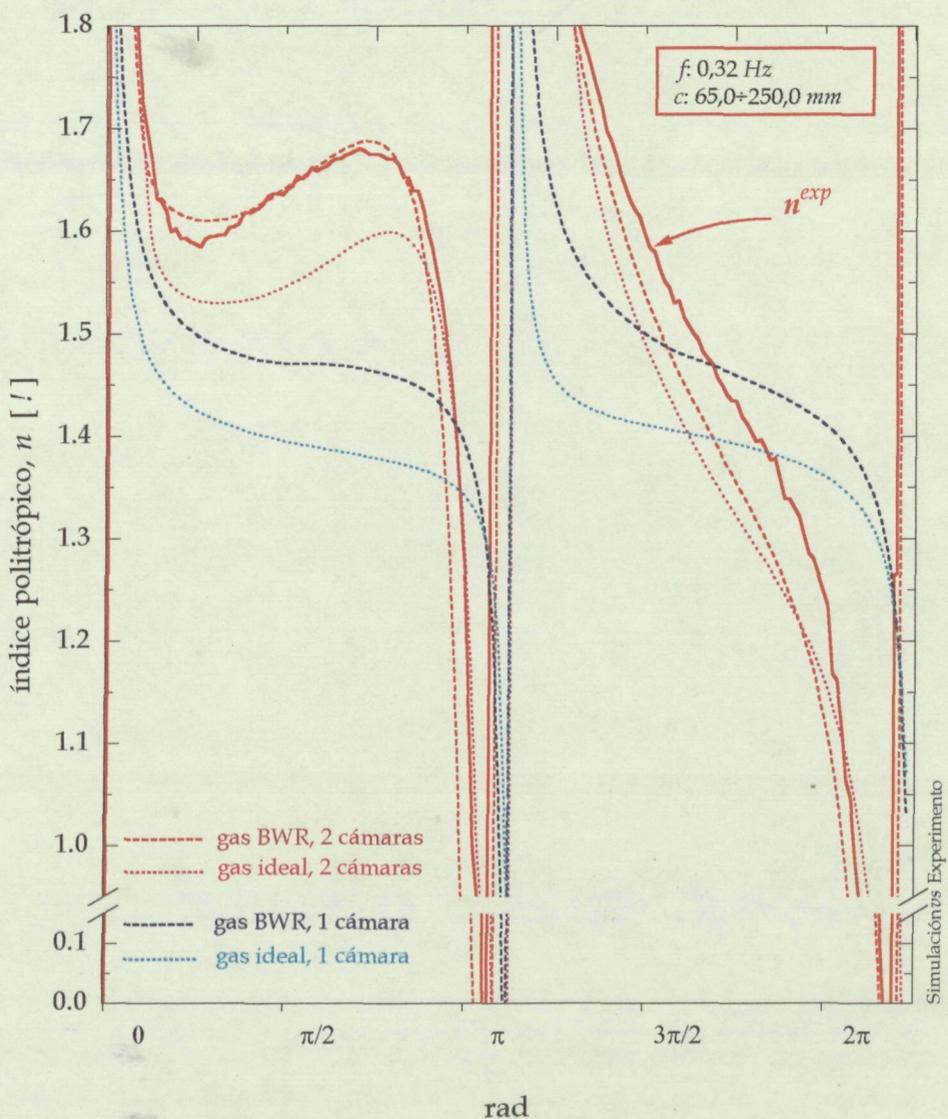


Figura IV.12 Comparación de los resultados para diferentes modelos. Obsérvese como el ajuste entre la curva experimental y el modelo más completo utilizado, que incluye gas BWR, propiedades físicas reales y dos cámaras neumáticas en sistema discontinuo, es magnífico. Con los demás, los resultados empeoran a medida que se desahcan condiciones reales de trabajo.

Es momento ahora de plantearse qué pasaría si el diámetro de la tobera pudiera cambiarse a voluntad²⁸. Ya se adelantó al principio del capítulo que la manipulación desde el exterior de las pérdidas irreversibles internas constituye un método para el gobierno de la rigidez dinámica de la suspensión. Esto, que entonces se postulaba hipotéticamente vista la analogía con el flujo incompresible en un elemento hidráulico, ha sido refrendado por las expresiones encontradas para el índice politrópico de ambas cámaras neumáticas en función de la pérdida asociada al flujo compresible. Por lo tanto, la primera consecuencia de poder variar los parámetros C y b en tiempo real es que se dispondría de un sistema de comportamiento diferente actuando sobre un único elemento. De inmediato surgen algunas cuestiones:

1. El incremento en las prestaciones del sistema debe justificar que se tomen medidas encaminadas a realizar físicamente cualquier modificación. Para ello, es necesario que el parámetro sobre el que se actúa, en este caso la rigidez neumática, cambie lo suficiente como para ser de utilidad. Además, debe hacerlo en el rango y sentido adecuados. Si resultara que la conductancia de la tobera fuera una variable débil del fenómeno, sería ingenuo perder más tiempo en esta dirección y la Tesis concluiría con un ligero sinsabor.
2. En caso de decidirse por la implantación de un sistema de control semejante a un *semi*-activo tradicional, deben superarse los problemas constructivos asociados, de forma que la complejidad del conjunto no dificulte su puesta en práctica. Es decir, la disponibilidad del sistema a cambiar su funcionamiento ha de ser gobernable desde el exterior mediante señales eléctricas sin que ello afecte al resto de funciones. Por ejemplo, resulta que la tobera es un elemento bastante oculto y de difícil acceso. La cámara neumática de volumen

²⁸ El diámetro de la tobera difícilmente podrá cambiarse, pero el razonamiento es válido para cualquier válvula neumática cuya sección de paso tenga definidos un C y un b .

constante puede colocarse en el interior del émbolo libre o, como se indica en la Figura IV.2, en la parte alta de la suspensión, junto a la rótula. En el primer caso, resulta impracticable alcanzar a la tobera mediante cableado alguno y las soluciones que pudieran plantearse no parecen prácticas en absoluto; en el segundo caso, la ubicación de la cámara constante reduce la carrera útil de la suspensión²⁹ aunque, en cambio, sería sencillo llegar a la tobera desde el exterior.

3. Una vez comprobado que el rango de actuación es el adecuado y diseñado un cilindro que permita el acceso a la tobera desde el exterior, falta por decidir ¿en base a qué estrategia se efectuará el control sobre C?. Acerca de este punto hay que señalar que no existe en la literatura especializada referencia alguna que plantee, mediante control óptimo o cualquier otro método imaginable, un algoritmo que modifique el coeficiente de amortiguación y la rigidez neumática al unísono. Los trabajos existentes versan sobre el diseño de suspensiones *semi-activas* con coeficientes de amortiguación variables y no actúan sobre la rigidez por no haberse encontrado el método de variarla en efecto, ni con resortes helicoidales ni neumáticamente. Lo más sencillo sería construir una suspensión adaptativa.

En las gráficas de las Figuras IV.13 y IV.14 se resuelve que la conductancia C de la tobera neumática sí afecta, y de forma decisiva además, al comportamiento de la suspensión. Se muestran en dichas gráficas la rigidez dinámica, el índice politrópico experimental y la presión neumática para diferentes valores de C y dos ratios $\frac{V_2}{V_{TOT}}$. Se comparan los resultados con dos curvas extremas muy significativas: curvas de conductancia nula y de conductancia

²⁹ La carrera útil de la suspensión depende del volumen de nitrógeno desplazado. La reducción puede ser minorada mediante el diseño de un émbolo en forma cónica.

infinita. El primer caso es equivalente a suponer una cámara neumática formada exclusivamente por (1), puesto que (2) estaría aislada del movimiento del émbolo por una impedancia infinita: tobera cerrada. La suspensión sólo percibe la existencia de un volumen neumático

$$V_{TOT} = V_1 \quad [IV.85]$$

El segundo es el caso opuesto: la cámara (2) siente como suyo cualquier cambio en (1) puesto que la tobera no impide la transmisión de información a su través. La cámara neumática resultante está formada por la suma de ambos volúmenes, por lo que la suspensión se comporta como si tuviera una cámara neumática simple de volumen

$$V_{TOT} = V_1 + V_2 \quad [IV.86]$$

Los resultados indican que el rango de actuación sobre C está limitado por los dos casos extremos. Evidentemente, la influencia de C es mayor al aumentar el porcentaje del volumen constante respecto del total pues entonces se alejan ambos extremos. Parece tentador aumentar dicho porcentaje para así aprovechar más la influencia de C . Esto puede llevar a engaño por lo que se recuerda la relación directa entre el volumen desplazado y la carrera de suspensión, razón que unida a los requisitos de espacio, parece indicar la existencia de un compromiso.

La franja de valores de C sobre los que es conveniente actuar para obtener respuestas distinguibles entre sí son aceptables³⁰ ya que el orden de magnitud de las secciones correspondientes es accesible. Por debajo y por encima de ciertos límites no tiene sentido disminuir o aumentar el valor de C , o la sección correspondiente, pues no se varía la respuesta de forma significativa.

³⁰ Compruébense los valores de C para la tobera ensayada a diferentes secciones. Figura IV.9.

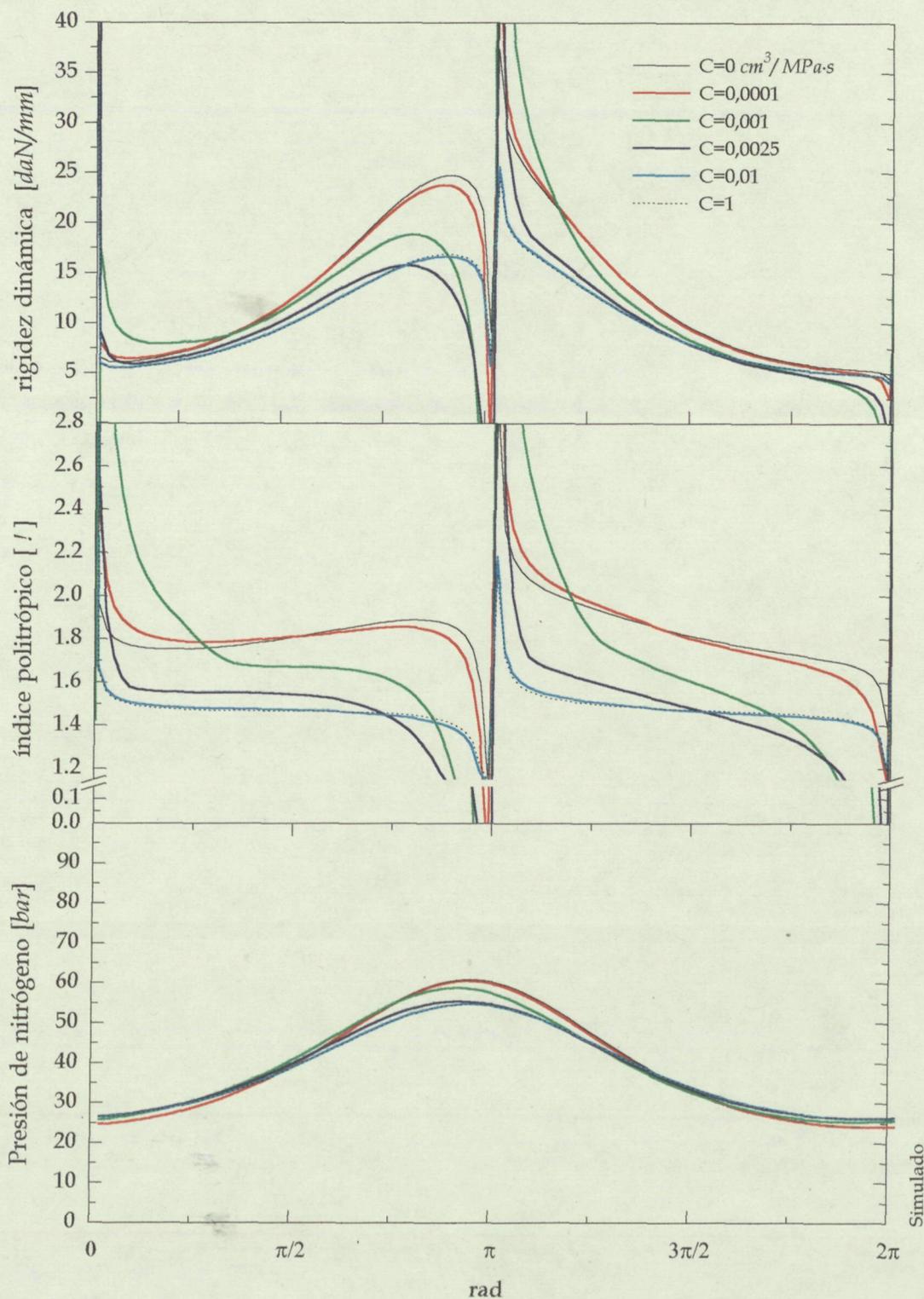


Figura IV.13 Rigidez neumática, índice politrópico y presión de la cámara (1) para una suspensión como la ensayada, CESIA 250-3, para la que se cumple que $\frac{V_2}{V_{TOT}} = 11\%$.

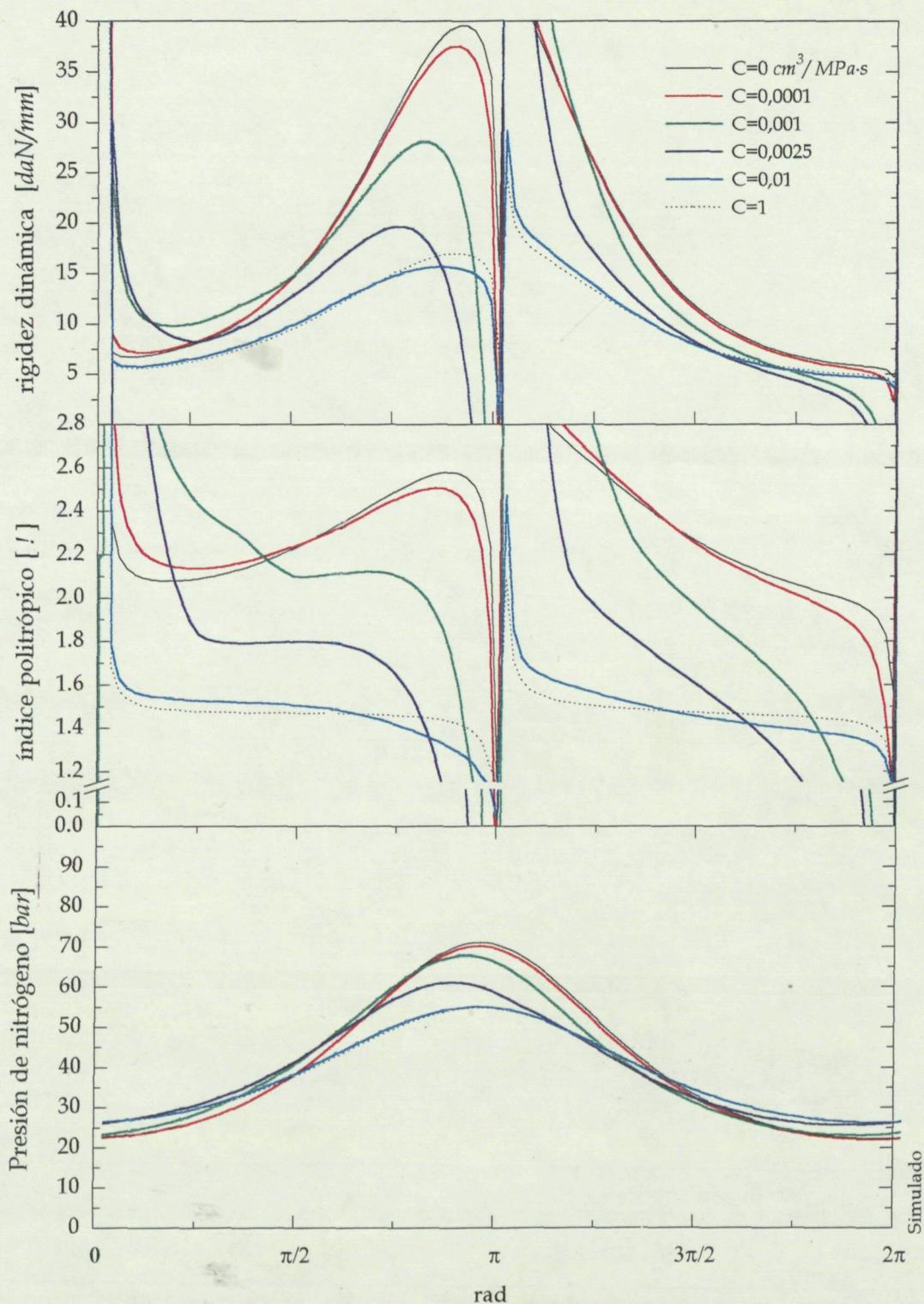


Figura IV.14 Rigidez neumática, índice politrópico y presión de la cámara (1) para una suspensión en la que se cumple que $\frac{V_2}{V_{TOT}} = 22\%$, para diferentes valores de C .

IV.6 RESUMEN DEL CAPÍTULO

En el capítulo que acaba se han descrito los principios y ecuaciones que rigen el comportamiento dinámico de una cámara neumática discontinua. En la cámara simple no existían muchas alternativas para la generación irreversible, por lo que la rigidez neumática definida por la ecuación [I.46] resultaba ser una función invariable de la carrera de la suspensión para unas condiciones de funcionamiento dadas. Una cámara discontinua permite el control de la pérdida irreversible mediante la estrangulación del flujo másico a través de la tobera, de forma que es posible disponer de un elemento de rigidez variable para unas mismas condiciones de trabajo o geometría interna.

Los resultados obtenidos mediante la simulación por ordenador ajustan perfectamente la experiencia cuando se utilizan los parámetros característicos reales, C y b , de la tobera. Validado el modelo, y siempre con la precaución requerida cuando se extrapolan resultados, se realizaron diferentes estudios tendientes a encontrar la influencia de las distintas variables por separado, así como el rango de valores de C que producían cambios apreciables y significativos en la rigidez dinámica. Todo parece indicar que debe alcanzarse un compromiso entre la relación de volúmenes [IV.84], el campo de variación de la rigidez que se desee conseguir y la carrera de suspensión o el volumen máximo desplazable. Esto es, la suspensión con una cámara discontinua y una tobera *activa* trabaja entre las situaciones límites marcadas por las ecuaciones [IV.85] y [IV.86], así que, para un mismo volumen total de suspensión, cualquier aumento del ratio [IV.84] conlleva la inevitable disminución de la carrera útil.

La importancia de la tobera neumática obliga a disponer de un método para el cálculo del flujo másico compresible. En esta Tesis Doctoral se ha utilizado el procedimiento marcado por la Norma Internacional ISO 6358, el cual constituye una generalización del caso ideal isentrópico estudiado en primer lugar por Saint-Venant. El campo de aplicación de la norma incluye

elementos neumáticos en régimen permanente, por lo que es de esperar que los resultados simulados y experimentales diverjan con el aumento de la presión o la frecuencia. En cualquier caso, este método de cálculo constituye una aproximación del flujo de masa total pues no incluye otros efectos que se estimaron menores a priori como: la difusión por gradiente de concentración, el acoplamiento de propiedades de transporte molecular, termodifusión, etc. Consecuencia de estas simplificaciones es que la fuerza termodinámica que motiva la aparición de flujo másico es el trabajo de impulsión, de modo que las irreversibilidades del flujo de [IV.6] o [IV.29] se definan siempre positivas.

Otra consecuencia del estudio realizado es la deducción de la ecuación de compatibilidad de un sistema discontinuo [IV.26]. Esta ecuación indica que el flujo total de energía a través de la tobera neumática no lo es sólo de entalpía, sino que incluye también el calor interno conducido o irradiado. Si bien este término es en cuantía despreciable respecto a los demás, resulta que es necesaria su inclusión si se pretende implementar en el programa de cálculo la situación de equilibrio total, marcada por la igualdad de todas las variables en ambas cámaras.

En general, los resultados obtenidos parecen indicar que las hipótesis asumidas son válidas, o al menos no están fuera de lugar en condiciones normales de trabajo. Los siguientes estudios en este área deben ir encaminados a:

1. encontrar un modelo para el cálculo del flujo de masa más exacto, que incluyera altas presiones y efectos inerciales y transitorios;
2. diseñar un cilindro de suspensión provisto de una tobera neumática *activa* para la corroboración experimental de los resultados expuestos;
3. definir una estrategia de control sencilla que convierta al elemento hidroneumático en adaptativo; y, en definitiva,
4. la realización de otra Tesis Doctoral.

V. EL EFECTO AMORTIGUADOR

Amortiguar es dejar como muerto. La misión de un amortiguador es reducir la intensidad de una pulsación hasta que ésta resulte imperceptible. Afirmar que de la amortiguación de una suspensión hidroneumática se encarga la parte *hidro* del elemento sería una postura tosca e imprudente ante el problema, pues supone ignorar otros fenómenos, no estrictamente hidráulicos, tal como se indica en el capítulo que comienza.

El modelo lineal de suspensión definido por la ecuación [I.7] para un cuarto de vehículo es, por su sencillez, la base de casi todos los estudios sobre suspensiones que se realizan. Es aceptado incluso para suspensiones hidroneumáticas en las que el coeficiente de amortiguación no es en absoluto constante, infiriéndose aquellas relaciones que definen C en función de la velocidad u otras variables de estado para mantener [I.7].

Un ejemplo de este tratamiento lo ofrece Rakheja *et al.* en [38,Rakh], donde se deriva una expresión para C en función de la velocidad¹. Es obvio que el modelo deja de ser lineal, aunque como indica Wallaschek [51,Wall], incluso un modelo no lineal como

$$\ddot{x}(t) + f\{x(t), \dot{x}(t)\} = F_s(t) \quad [\text{V.1}]$$

no es más que una aproximación del comportamiento real del sistema de suspensión.

¹ Se trabaja en la referencia indicada con una válvula amortiguadora formada por orificios rectos a través de los cuales se asume flujo turbulento completamente desarrollado. La única hipótesis adicional que se realiza es acerca del elevado módulo de compresibilidad del aceite. Hipótesis ambas insuficientes para concluir que C es proporcional a la velocidad.

En la década de ochenta, principios de los noventa, se desarrollaron ingenios no hidráulicos para la amortiguación. Karnopp utiliza en [23,Karn] esquemas de BondGraph para poner en evidencia la analogía del diseño hidráulico con otros campos de la técnica. En particular, Karnopp propone dos sistemas: uno con discos de freno electromecánicos, convertible en semiactivo mediante el empleo de embragues; y otro, usando un motor lineal eléctrico combinado con resistencias variables y diodos.

El intercambio causal provocado por el cambio de dominio² hace que los problemas prácticos asociados sean duales. En un sistema semiactivo conforme a las estrategias explicadas en el Capítulo II, interesa disponer de la mínima -nula- fuerza realizable por el amortiguador en parte del ciclo de trabajo. En los sistemas hidráulicos se obtiene la mínima fuerza con la válvula amortiguadora completamente abierta, por lo que siempre habrá cierta resistencia hidráulica y en consecuencia una fuerza residual. En el caso eléctrico en cambio, una impedancia elevada implica mínima intensidad y así escasa fuerza. En cambio, el límite superior de la fuerza está en conflicto con la mínima resistencia interna del circuito eléctrico, no eliminable. En conclusión, un amortiguador eléctrico no es capaz de generar fuerzas grandes mientras que el hidráulico no puede producir pequeñas.

En [24,Karn], el mismo Karnopp realiza un estudio más exhaustivo del sistema de amortiguación con motores lineales electrodinámicos, en el que se incluyen algunas de las limitaciones inherentes a los mismos: la resistencia eléctrica interna de las bobinas y su propia masa. Con las propiedades del cobre y asumiendo valores correctos para el campo magnético obtenible, se deduce que la constante de tiempo más rápida del sistema es del orden de milisegundos, lo que permite amortiguar oscilaciones de periodo algo superior. La importancia del artículo radica en la posibilidad teórica de la construcción de un amortiguador eléctrico de dimensiones reducidas.

² De hidráulico a eléctrico, de presión a intensidad, de *transformers* a *gyrators*, de "0" a "1".

V.1 CONCEPTOS Y DEFINICIONES FUNDAMENTALES

Los sistemas de suspensión pasivos son inherentemente deficientes a la hora de atender a diferentes sollicitaciones por tener siempre los mismos parámetros característicos, y especialmente una amortiguación invariable. Un vehículo con un sistema altamente amortiguado tiende a controlar la amplitud de la respuesta sólo en el campo de frecuencias cercanas a la natural, mientras que deteriora sensiblemente el aislamiento en el rango de frecuencias altas. En el otro extremo, es preferible no amortiguar en absoluto cuando la base de excitación se encuentra en frecuencias alejadas de la natural³.

Sometiendo al amortiguador a ciclos armónicos de una frecuencia concreta y observando la evolución de la fuerza desarrollada, velocidad instantánea de la excitación, presiones, etc., se pone de manifiesto el carácter no lineal de la amortiguación.

Los gráficos fuerza *vs* velocidad aparecen primero en la literatura alemana en la que se los cataloga de "diagramas característicos" de un amortiguador. Otra forma de presentar su característica es mediante gráficos fuerza *vs* desplazamiento. Ambos son necesarios para el estudio de la característica presión *vs* caudal de la válvula amortiguadora en un sistema hidráulico.

La presencia de histéresis en la característica tiene un efecto contraproducente en el comportamiento global de la suspensión, tal como exponen Hall y Gill en [16,Hall], representando un incremento significativo del nivel *rms* de aceleración en el vehículo. Por ello, si se pretende que la simulación por ordenador de un amortiguador sea ajustada y de provecho, es necesario detallar al máximo las circunstancias que ocasionan un fuerte lazo de histéresis.

³ Véase I.4.2. y la Figura I.4 para una explicación mayor.

Segel y Lang [41,Sege] basándose en el PhD Tesis de este último, revelan que el área de histéresis es consecuencia de la compresibilidad del aceite y la existencia de aire retenido o aceite en fase de vapor en ciertos instantes del ciclo. Resulta que cuanto mas compresible es el aceite y menos rígidas las paredes mayor es la histéresis. También aumenta con la frecuencia.

Respecto a la existencia de alguna fase en estado gaseoso, el estudio desarrollado por Segel y Lang resuelve que, si bien su aparición viene motivada por niveles instantáneos de presión cercanos a la de vapor, es consecuencia directa de la expansión del gas previamente disuelto en el aceite más que de la vaporización de este último. No puede hablarse técnicamente de cavitación, y aunque no es factible contabilizar exactamente la cantidad de aire disuelto, Segel y Lang concluyen que se puede tener en cuenta dicho efecto en la simulación por ordenador sin más que suponer una presión de vapor algo superior a la real⁴ y un caudal extra de aceite generado por la formación de burbujas de aire de gran tamaño.

Cuanto menor es la presión de vapor⁵ menor la histéresis. Para producirse histéresis por esta causa es necesario que el nivel de la presión local baje de forma considerable. Se colige que no debe ser un fenómeno primordial en suspensiones de alta presión para vehículos pesados, en las que la presión estática ronda los 30bar y en contadas ocasiones se desciende por debajo de 10bar.

Otro efecto fundamental no contemplado por Segel y Lang es el del rozamiento mecánico en *stick*. Tal rozamiento es el causante de la diferencia entre las fuerzas del amortiguador en sendos sentidos cuando se pasa por la zona de velocidad nula. Al final del capítulo se introduce un método analítico y de fácil implementación para su inclusión en cualquier modelo de ordenador.

⁴ De forma que se ajuste la experiencia. El aire disuelto se expande de forma progresiva evitando que la presión local descienda a los niveles de saturación (0,2psi).

⁵ Mejor dicho, la presión a la que supone la expansión abrupta del aire disuelto. Se ha mantenido la denominación de vapor por así hacerse en la referencia consultada.

V.1.1 EL COEFICIENTE DE AMORTIGUACIÓN

El coeficiente de amortiguación se define como el cociente entre la fuerza de amortiguación y la velocidad instantánea del actuador. Así,

$$C = \frac{F_a}{\dot{x}} \quad [\text{V.2}]$$

También puede ser definido el correspondiente coeficiente de amortiguación dinámico, asociado al gradiente de la función en cada punto, como

$$c_{din} = \frac{dF_a}{d\dot{x}} \quad [\text{V.3}]$$

cuya interpretación se observa en la Figura V.1. La no linealidad presente en el fenómeno responde en principio a diferentes causas, siendo la fuerza de amortiguación final una función bastante complicada de la velocidad.

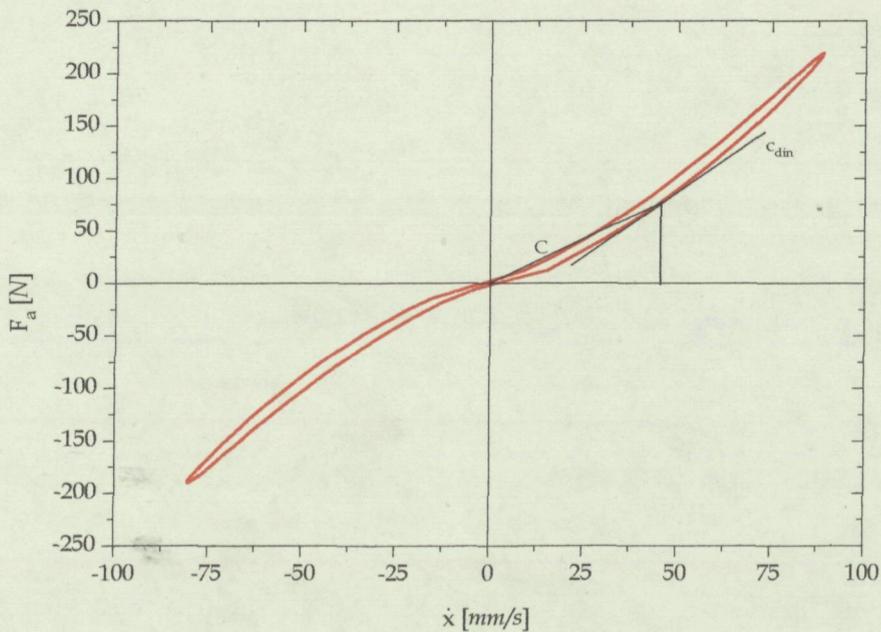


Figura V.1. Diferentes definiciones del coeficiente de amortiguación.

V.1.2 EFECTOS NO-LINEALES DE LA AMORTIGUACIÓN HIDRÁULICA

Las diferencias que la literatura consultada encuentra entre los resultados predichos por la teoría y los experimentales son atribuibles a diferentes causas. Aunque parece que muchos investigadores han identificado las fuentes generales de no linealidad en los amortiguadores, no parece que ninguno haya publicado un análisis o postulado un modelo que describa satisfactoriamente el comportamiento hidráulico de un cilindro amortiguador en el rango completo de condiciones de trabajo. El rozamiento y la cavitación parecen ser muy relevantes, demostrándose en esta Tesis que la relación dimensional entre las secciones internas juega un papel importante en la fuerza total de amortiguación a bajas velocidades.

Los fenómenos más comunes que contribuyen a su generación son:

1. las fuerzas de Coulomb en forma de rozamiento mecánico en las juntas y otras partes móviles;
2. la amortiguación viscosa degenerativa ($F_a \propto \dot{x}^q \propto Q^q$ $0 < q < 1$) debida al caudal de fugas;
3. amortiguación viscosa por flujo laminar ($F_a \propto \dot{x} \propto Q$);
4. la exponencial ($F_a \propto \dot{x} \propto Q^q$ $1 < q < 2$) debida al flujo turbulento a través de intersticios y huelgos irregulares, y por último,
5. la amortiguación hidráulica turbulenta ($F_a \propto \dot{x}^2 \propto Q^2$) a través de orificios.

Admitiendo que $F_a \propto Q^q$, es posible estimar de forma aproximada dicha relación si se conoce la característica caudal *vs* presión de la válvula amortiguadora en ambos sentidos. Es conveniente además prestar especial atención a la geometría interna de la suspensión, tal y como se explica en la próxima sección.

V.1.3 INFLUENCIA DE LA RELACIÓN ENTRE SECCIONES

La fuerza de amortiguación definida de la ecuación [V.2] resulta de sentido opuesto a la velocidad siempre que el coeficiente de amortiguación sea positivo. Esto concuerda con el concepto de amortiguación, pues en principio, la misión de un amortiguador es disipar energía oponiéndose al movimiento.

Desde un punto de vista más general, Rakheja [39,Rakh] pone de manifiesto que el amortiguador pasivo, con un coeficiente de amortiguación C positivo, tiende a aumentar la amplitud de la aceleración de la masa suspendida al menos en la mitad del periodo de oscilación en el que su fuerza es del mismo sentido que la del muelle. Esto es así, argulle Rakheja, pues la fuerza de un amortiguador pasivo y lineal es proporcional a la velocidad relativa entre sus extremos y no a la velocidad absoluta de la masa suspendida. Este fenómeno fue ya explicado por Karnopp [22,Karn] en 1974 al desarrollar el concepto de *skyhook damper*, quien sugiere que lo mejor que podría hacer un amortiguador cuando debiera suministrar energía al sistema es no hacer nada⁶.

Admiten ambos investigadores, entre otros, que el coeficiente de amortiguación de un cilindro hidráulico debe ser potencial para abarcar los fenómenos de flujo, pero indican que ello no afecta al razonamiento anterior pues no se modifica el sentido de la fuerza sino sólo su módulo. Esta afirmación no es correcta siempre, pues pueden encontrarse situaciones de trabajo de un amortiguador hidráulico en las que el coeficiente de amortiguación definido en I.38 sea negativo. A continuación se demuestra cómo, si bien la característica presión *vs* caudal es de importancia superior por lo que a la amortiguación se refiere, un modelo más completo debe comprender también la geometría interna del amortiguador definida en función de la relación entre las secciones básicas.

⁶ El concepto de *skyhook damper* y los criterios asociados a la construcción *semi-activa* se explican con detalle en el Capítulo II.

V.1.3.1 Suspensiones hidroneumáticas de baja presión

Observando la Figura V.2, en la compresión se desplaza un caudal en volumen asociado al movimiento de valor

$$Q_d = A_1 \dot{x} \quad [V.4]$$

La fuerza de amortiguación debida a las presiones en ambas cámaras es, bajo las mismas hipótesis que en [I.42],

$$F_a^c = p_1 A_1 - p_2 A_2 \quad [V.5]$$

Si es conocida la relación funcional⁷ $p_1 - p_2 = K_c Q_A^{q_c}$, entonces con [V.4] y [V.5], y, teniendo presente que $Q_A = Q_d$, se despeja

$$C_c = \frac{F_a^c}{\dot{x}} = \frac{p_1 A_1 - p_2 A_2}{Q_A / A_1} = A_1^2 \left(\frac{p_1 - p_2 \varphi}{Q_A} \right) \quad [V.6]$$

que puede arreglarse para tener la forma

$$C_c = A_1^2 K_c Q_A^{q_c - 1} + A_1^2 \frac{p_2 (1 - \varphi)}{Q_A} \quad [V.7]$$

Si las secciones son aproximadamente iguales, entonces $\varphi = \frac{A_2}{A_1} \approx 1$, y la expresión anterior se simplifica para obtenerse al final, que la fuerza de amortiguación debida al flujo por el estrangulador en la compresión, es

⁷ Se desarrolla la demostración para un término potencial. En el caso de válvulas amortiguadoras del tipo *limitadora*, la relación es lineal en un sentido del movimiento.

$$F_a^c \approx A_1 K_c Q_A^{q_c} \quad [V.8]$$

Un desarrollo paralelo al anterior para la expansión, conduciría a un coeficiente de amortiguación de valor

$$C_c = A_1^2 \varphi K_c Q_A^{q_c-1} + A_1^2 \frac{p_1(\varphi-1)}{Q_A} \quad [V.9]$$

o, en términos de p_2 ,

$$C_c = A_1^2 K_c Q_A^{q_c-1} - A_1^2 \frac{p_2(1-\varphi)}{Q_A} \quad [V.10]$$

y a una fuerza de amortiguación, con $\varphi \approx 1$, igual a

$$F_a^c \approx A_1 K_c Q_A^{q_c} \quad [V.11]$$

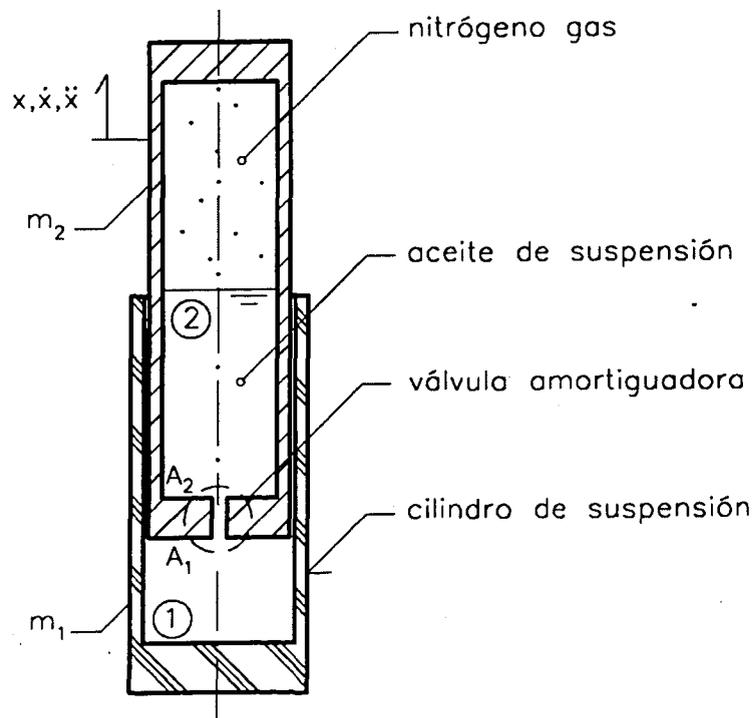


Figura V.2. Diseño común de un cilindro de suspensión a baja presión.

Las anteriores fórmulas han sido obtenidas de forma simplificada al admitir la validez de [V.5]. Evidentemente, esto es cierto sólo cuando la velocidad del proceso es constante y se desprecia el efecto del rozamiento mecánico. Las velocidades deben ser además bajas como para que no se presente cavitación. Aún así, permiten extraer conclusiones de utilidad inmediata:

1. La amortiguación no depende exclusivamente de la característica presión *vs* caudal de la válvula amortiguadora. Para una misma relación de secciones, es más fuerte la amortiguación en aquella suspensión de mayor diámetro. Para un mismo tamaño de cilindro, la influencia de la relación de secciones se muestra en la Figura V.3. Como $\varphi = 1$ no es posible en la práctica para una construcción como la de la Figura V.2, pueden encontrarse coeficientes de amortiguación negativos durante la expansión, según muestra [V.10], como consecuencia del balance de presiones [V.5] con secciones diferentes⁸. Parece conveniente haber de estrangular más durante la expansión para evitar dicho fenómeno.
2. La dureza de la amortiguación aumenta con la presión de trabajo. En principio, como las suspensiones para vehículos pesados⁹ trabajan con más presión y, por lógica, también tienen mayor diámetro, resulta que se combinan dos factores que hacen aumentar su coeficiente de amortiguación innato. Esto conduce a trabajar sobre el primer sumando de las ecuaciones [V.7] y [V.10] para contrarrestar dicho efecto.

⁸ Con la construcción de la Figura V.2 se plantea la siguiente dilema. El flujo de aceite a través de la válvula amortiguadora es siempre de la cámara de mayor presión a la de menos. En la compresión, es superior la presión en la cámara inferior desplazándose un caudal Q_d hacia arriba. Al ser el área A_1 mayor que A_2 se tiene que, en conjunto, la fuerza de amortiguación de la ecuación [V.5] es resistiva. Durante la expansión en cambio, ha de ser mayor la presión en la cámara superior, pero ahora actúa sobre un área inferior, por lo que el sentido de la fuerza de amortiguación es, cuando menos, incierto.

⁹ Se realiza un estudio particular para estas suspensiones en el apartado siguiente. Se demostrará cómo el comentario que ahora se realiza es correcto también en su caso.

3. Bajo las hipótesis de cálculo admitidas, la presión de aceite en la cámara superior, p_2 , es aproximadamente igual a la presión de nitrógeno. Esto indica que la amortiguación de un cilindro de suspensión no es un fenómeno aislado, sino que existe un vínculo directo con la rigidez neumática según se deduce del desarrollo anterior. Esto es consecuencia del acoplamiento entre ambos fenómenos y demuestra las limitaciones de [I.7] para sistemas con un alto grado de no linealidad.

De cualquier forma, es evidente que al ser imposible $\phi = 1$ para la suspensión estudiada, no es aceptable pensar que la fuerza de amortiguación es una función única de la velocidad, pues no se anula cuando ésta lo hace. Como conclusión, las suspensiones hidroneumáticas tienen la tendencia natural de estirarse¹⁰ en ausencia de carga externa que las comprima, hecho que se pone en evidencia al ser infinito el coeficiente de amortiguación en el cambio de sentido del movimiento, tal como se muestra en la Figura V.3.

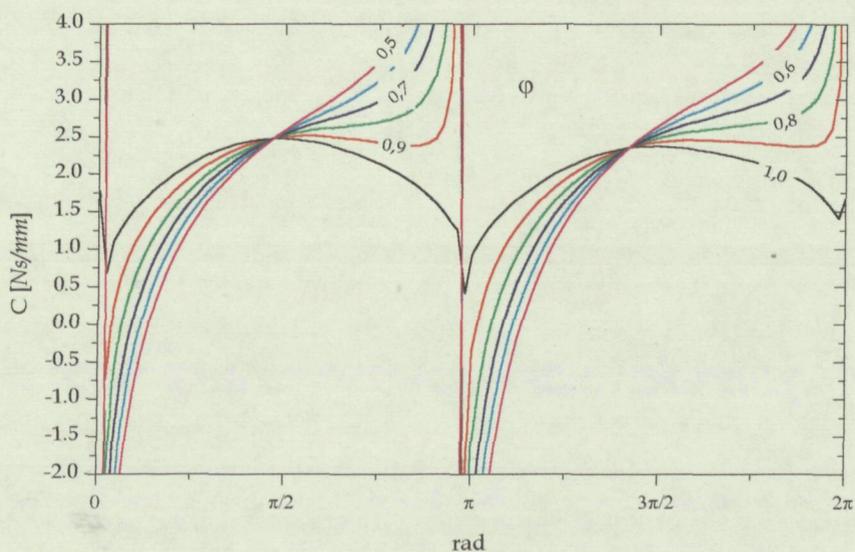


Figura V.3. Influencia de ϕ sobre el coeficiente de amortiguación.

¹⁰ Afirmación cierta si el aceite está precargado y siempre que no la retenga el *stick-slip*.

V.1.3.2 Suspensiones hidroneumáticas de alta presión

Para la suspensión de la Figura I.6 resulta que el caudal desplazado Q_d en el movimiento no coincide con el caudal que atraviesa la válvula amortiguadora Q_A . Es fácil constatar que se verifica¹¹ la ecuación

$$Q_A = Q_d - \dot{V} = A_1 \dot{x} - A_s \dot{x} = A_2 \dot{x} \quad [\text{V.12}]$$

en donde \dot{V} es el ratio de cambio de volumen del nitrógeno, tal como se utilizó en los Capítulos III y IV, y A_s es el área efectiva de la suspensión definida en [I.50].

Si A_N es el área normal del émbolo en contacto con el gas, el coeficiente de amortiguación durante la compresión resulta ser, de [V.2] y con [I.48]

$$C_c = \frac{p_1(A_1 - A_N) - p_2 A_2}{\dot{x}} = \frac{A_1 A_2}{Q_A} \left[p_1 \left(1 - \frac{A_N}{A_1} \right) - p_2 \frac{A_2}{A_1} \right] \quad [\text{V.13}]$$

y llamando de nuevo a

$$\varphi = \frac{A_2}{A_1} \quad [\text{V.14}]$$

$$\zeta = \frac{A_N}{A_1} \quad [\text{V.15}]$$

la [V.13] se arregla como

$$C_c = \varphi A_1^2 K_c Q_A^{q_c - 1} + \varphi A_1^2 \left[\frac{p_2(1 - \varphi) - p_1 \zeta}{Q_A} \right] \quad [\text{V.16}]$$

expresión en la que se ha supuesto¹² que la característica presión vs caudal es del tipo potencial: $p_1 - p_2 = K_c Q_A^{q_c}$.

¹¹ Menospreciando el efecto de la compresibilidad del aceite contenido.

Para la expansión se entiende que

$$C_e = \frac{p_2 A_2 - p_1 (A_1 - A_N)}{\dot{x}} = \varphi A_1^2 \left[\frac{p_2 \varphi - p_1 (1 - \zeta)}{Q_A} \right] \quad [V.17]$$

de donde, al separar los términos significativos, se llega a

$$C_e = \varphi A_1^2 K_c Q_A^{q_c - 1} - \varphi A_1^2 \left[\frac{p_2 (1 - \varphi) - p_1 \zeta}{Q_A} \right] \quad [V.18]$$

Obsérvese cómo, gracias a la presentación que aquí se hace de las fórmulas [V.16] y [V.18] al igual que con las [V.7] y [V.10], es fácil advertir que el coeficiente de amortiguación presenta una simetría respecto al término potencial debido al flujo. Así, aún cuando las características de caudal de la válvula fueran exactas en ambos sentidos del mismo, se obtendrían coeficientes de amortiguación asimétricos como consecuencia de las relaciones geométricas φ , ζ , o las que hubiera lugar en cada caso.

Respecto al signo del coeficiente, no resulta inmediato de [V.16] y [V.18]. Utilizando las expresiones [V.13] y [V.17] en cambio, y teniendo en cuenta que durante la compresión

$$p_1 > p_2 \quad [V.19]$$

que en la expansión

$$p_1 < p_2 \quad [V.20]$$

y que siempre es

$$A_1 - A_N > A_2 \quad [V.21]$$

se deduce que el coeficiente de la compresión es siempre positivo mientras que el de la expansión vuelve a presentar un resultado incierto.

¹² En las válvulas tipo limitadora no es así en uno de los sentidos, siendo conveniente corregir las anteriores fórmulas en función de su característica propia.

V.2 VÁLVULAS AMORTIGUADORAS

La tendencia debe ser diseñar válvulas que respondan inteligentemente según estrategias de control. La electrónica digital juega un papel importante en este sentido según se ha explicado, pero no hay que perder de vista que al final del lazo de control actúa siempre una válvula con el cometido de hacer a la suspensión *semi-activa*. Parece innegable que el conocimiento preciso de la respuesta *mecánica* del sistema pasa por interpretar, localizar y cuantificar de forma precisa los parámetros que definen su comportamiento, y entre ellos, a la válvula amortiguadora¹³.

V.2.1 RESEÑA DE LOS TIPOS CONSTRUCTIVOS MÁS COMUNES

Esta sección describe el funcionamiento básico de algunos de los posibles tipos de válvulas amortiguadoras existentes. Se centra la atención en el estudio de la válvula limitadora de anillo en términos de su característica presión *vs* caudal, pues es el tipo instalado en el cilindro de suspensión al que se refieren los resultados que se exponen en esta Tesis. Incluyendo en el modelo la dinámica de apertura del anillo obturador, se obtienen conclusiones acordes con la literatura consultada para diferentes frecuencias de excitación. La variación con la temperatura de la característica experimental de la válvula complementa el estudio.

V.2.1.1 Válvula limitadora. Tipo anillo

Se denomina limitadora a las válvulas amortiguadoras de construcción semejante a la de la Figura V.4 dada su similitud con los elementos oleohidráulicos de mismo nombre.

¹³ Que en este sentido podría nombrarse "de control".

Con el anillo en la posición inferior, el caudal se ve forzado a atravesar la válvula a través del orificio central de radio R . A este caudal se denominará Q_2 . Cuando el balance de las fuerzas aplicadas sobre el anillo amortiguador lo levante, será posible el tránsito de aceite de (A) a (B), y de (A) a (c), por lo que el caudal total Q_A que atraviese la válvula dejará de coincidir con Q_2 . El caudal que fluya de (A) a (c) lo hará también a través del huelgo lateral. Al caudal de (A) a (B) se denominará Q_1 , siendo el de mayor cuantía cuando la válvula está abierta.

La configuración en limitadora permite disponer de coeficientes de amortiguación diferentes para la compresión y la expansión, lo cual no equivale a decir que se disponga de dos coeficientes de amortiguación en ambos sentidos¹⁴.

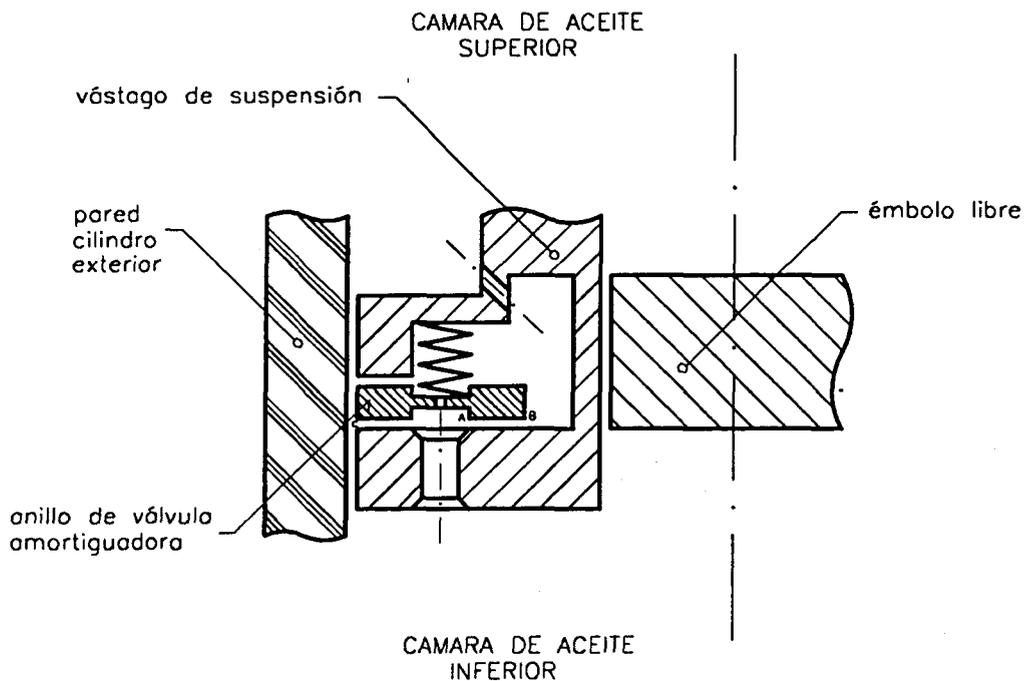


Figura V.4. Válvula amortiguadora tipo anillo.

¹⁴ Una cuestión de *argot*.

V.2.1.2 Válvula limitadora. Tipo de flejes

El principio básico de funcionamiento es semejante a la anterior construcción. Es evidente que pueden tenerse características distintas en ambos sentidos por lo que no se hace más comentario al respecto. Véase la Figura V.5

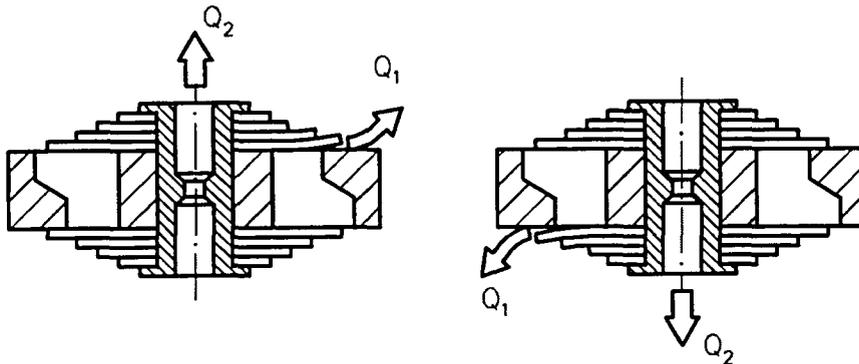


Figura V.5. Válvula amortiguadora de flejes. Circulación en ambos sentidos.

V.2.1.3 Válvulas proporcionales. Tipo de disco

La técnica proporcional, común en oleohidráulica, es adaptable¹⁵ hoy día a las válvulas corrientes para su uso comercial. Las electroválvulas destinadas a proveer control *semi*-activo deben ser compactas, baratas, rápidas y fiables. Cualquiera de los montajes anteriores puede convertirse sin mucha dificultad en proporcional con la pretensión de conseguir elementos regulables desde el exterior y así controlar la fuerza de amortiguación¹⁶.

¹⁵ Debido básicamente a la consecución de bobinas más fuertes y de menor consumo, permitiendo con ello montajes más reducidos.

¹⁶ Según se explicó en V.1.3, la fuerza de amortiguación no depende exclusivamente de esta característica sino también de la construcción interna del elemento. Sorprende encontrarse bibliografía que ignora dicho fenómeno y que aún así ajustan bien la experiencia. Ciertamente es que, a grandes velocidades, grandes caudales desplazados y por tanto, debe predominar el efecto correspondiente a la válvula ¿Es por ello que presentan los resultados a partir de una velocidad mínima?

De entre los diseños encontrados en la literatura especializada destaca el presentado por Sun y Parker [48,Sun] cuya ventaja, según los autores, es que el flujo a través de la válvula es siempre en el mismo sentido sea cual sea la dirección del movimiento del cilindro de suspensión. Utilizan para ello dos válvulas antirretorno como se muestra en el esquema de la Figura V.6.

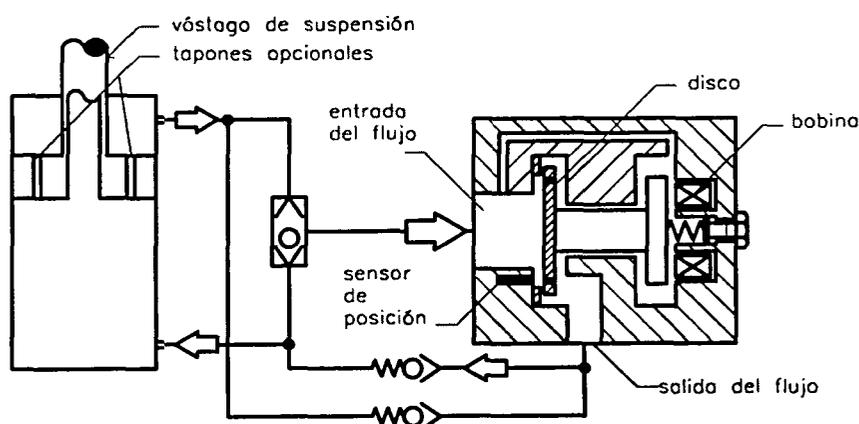


Figura V.6. Ejemplo de configuración *uni-flujo* con una válvula de disco.

El conducto interno superior garantiza el equilibrio al comunicar la presión estática a ambas caras de los discos. El muelle mantiene cerrada la válvula en ausencia de corriente en las bobinas, de forma que se verifique la condición de falla segura, es decir, que el coeficiente de amortiguación sea el máximo posible. En algunas circunstancias parece conveniente prever en paralelo un estrangulador para tal función, aunque también es admisible permitir una pequeña fuga a través de unos orificios practicados sobre el disco obturador sin que se perjudique el funcionamiento normal de la válvula.

El estudio desarrollado por Sun y Parker demuestra que cuando la relación entre el diámetro del orificio de entrada y el diámetro del disco supera cierto valor, el efecto de la viscosidad es despreciable y entonces la configuración disco-orificio se simplifica a una del tipo tobera-paleta. Las prestaciones dinámicas del sistema mejoran pues el sistema resulta más rápido.

V.2.2 INFLUENCIA DE LA TEMPERATURA DE TRABAJO

Con el trabajo prolongado, la suspensión incrementa su temperatura a un ritmo que tiene tendencia a decrecer a medida que se alcanza la temperatura de funcionamiento o de régimen. Con la temperatura cambia la viscosidad del aceite de suspensión y al hacerlo ésta, también la característica presión *vs* caudal de la válvula amortiguada.

Tanto en la carrera de compresión como en la de expansión, o lo que es más propio en este caso, en ambos sentidos de circulación a través de la válvula, es de esperar que el régimen del flujo sea *transición a turbulento*. La geometría interna de la válvula tipo limitadora de la Figura V.4 no es sencilla, por lo que la pérdida de carga asociada debe ser una función compleja del caudal y otros parámetros como

$$\Delta P \left\langle Q_A^a, \mu^b, \rho^c, \text{ geometria } \right\rangle \quad [V.22]$$

Dada la complejidad de la determinación teórica de una expresión que relacionara el caudal con la diferencia de presión entre ambas cámaras hidráulicas, se prefirió efectuar un ajuste funcional de la característica experimental encontrada en el laboratorio para diferentes temperaturas de aceite en régimen permanente. Resulta obvio que el trabajo que se presenta es de aplicación sólo para la válvula ensayada y con el aceite utilizado en la experiencia. Para otra pareja, se tendrá otra correlación, y será necesario repetir el procedimiento.

En cualquier caso, es importante reflexionar sobre la variación de la característica presión *vs* caudal que presenta la construcción de válvula limitadora ensayada. La diferencia con la temperatura en ambos sentidos de flujo es notable, llamando la atención que, trabajando como limitadora, a más temperatura más pérdida de presión para un mismo caudal, mientras que en el

sentido inverso, es decir, con la válvula como estrangulador, la característica se hace más plana.

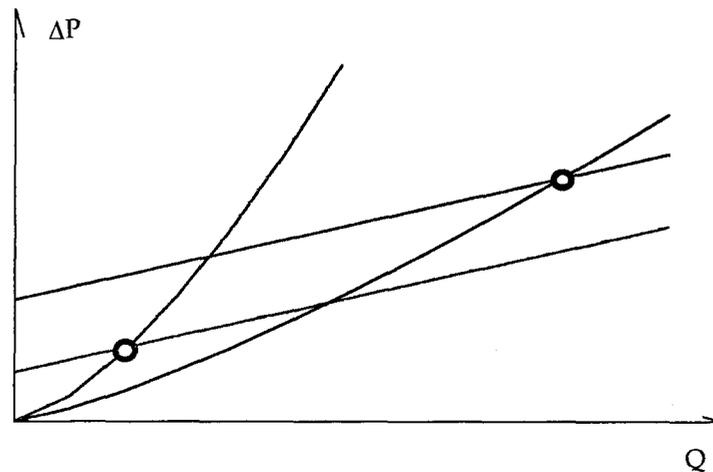


Figura V.7. Curvas típicas para la compresión con diferentes temperaturas y misma abertura de la válvula. El equilibrio se desplaza a lo largo de una línea imaginaria que uniera sendos puntos: el frío y el caliente. Las líneas rectas son la característica resultante de una limitadora típica, mientras que las potenciales son la relación presión *vs* caudal para una posición fija a dos temperaturas distintas.

Esto tiene una explicación muy sencilla si se entiende que la característica lineal representada para la válvula trabajando como limitadora es, en el fondo, producto del tránsito del punto de trabajo para diferentes posiciones de la válvula. Para cada posición, la válvula tiene una característica presión *vs* caudal típica como cualquier estrangulador, incluso como el correspondiente al sentido inverso del flujo¹⁷. El punto de equilibrio es función del balance de fuerzas¹⁸ sobre el anillo amortiguador de la Figura V.4, resultando que, cuanto mayor es la temperatura, menor es la densidad y la relevancia del

¹⁷ Es de esperar, por tanto, que para una misma posición, la curva presión *vs* caudal se haga más plana a medida que aumenta la temperatura también para la válvula como limitadora.

¹⁸ No es fin de esta Tesis desarrollar en más extensión de la necesaria este concepto. En el apartado siguiente se muestran los resultados de la simulación por ordenador del comportamiento dinámico de la válvula, eso sí, no considerando por ejemplo las fuerzas de estancamiento, de flujo, o las ocasionadas por su desprendimiento. Será motivo de otros trabajos el evaluar el peso de cada una de las fuerzas que actúan sobre el anillo.

término de cantidad de movimiento, siendo necesaria más diferencia entre las presiones para alcanzar la misma posición de equilibrio. El caudal se hace mayor.

Para la expansión, el ajuste resulta del tipo $\Delta P = aQ^b$ siendo **a** y **b** los especificados en la Figura V.8.

Para la compresión en cambio es $\Delta P = a + bQ$ con **a** y **b** de la Figura V.9.

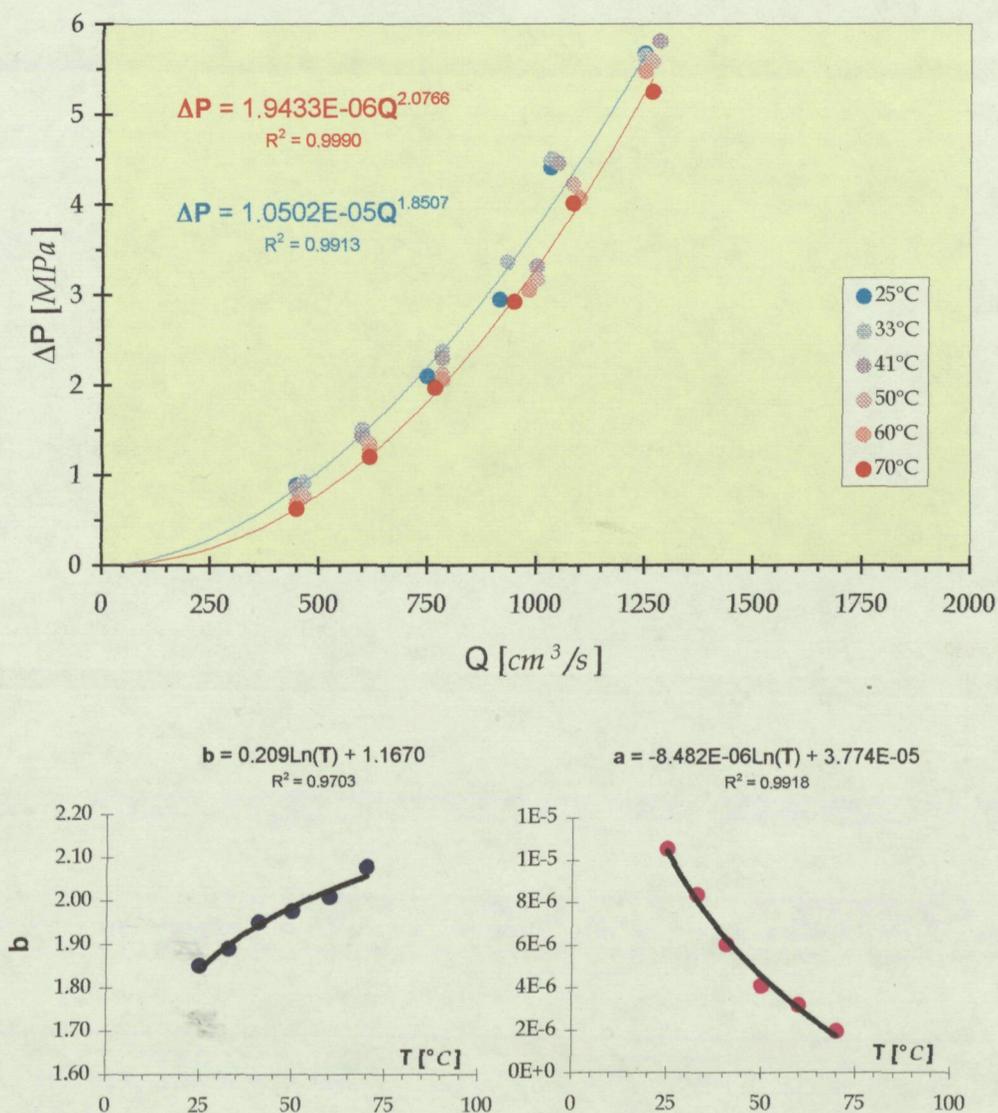


Figura V.8. Resultados para la expansión, con ajuste funcional de parámetros.

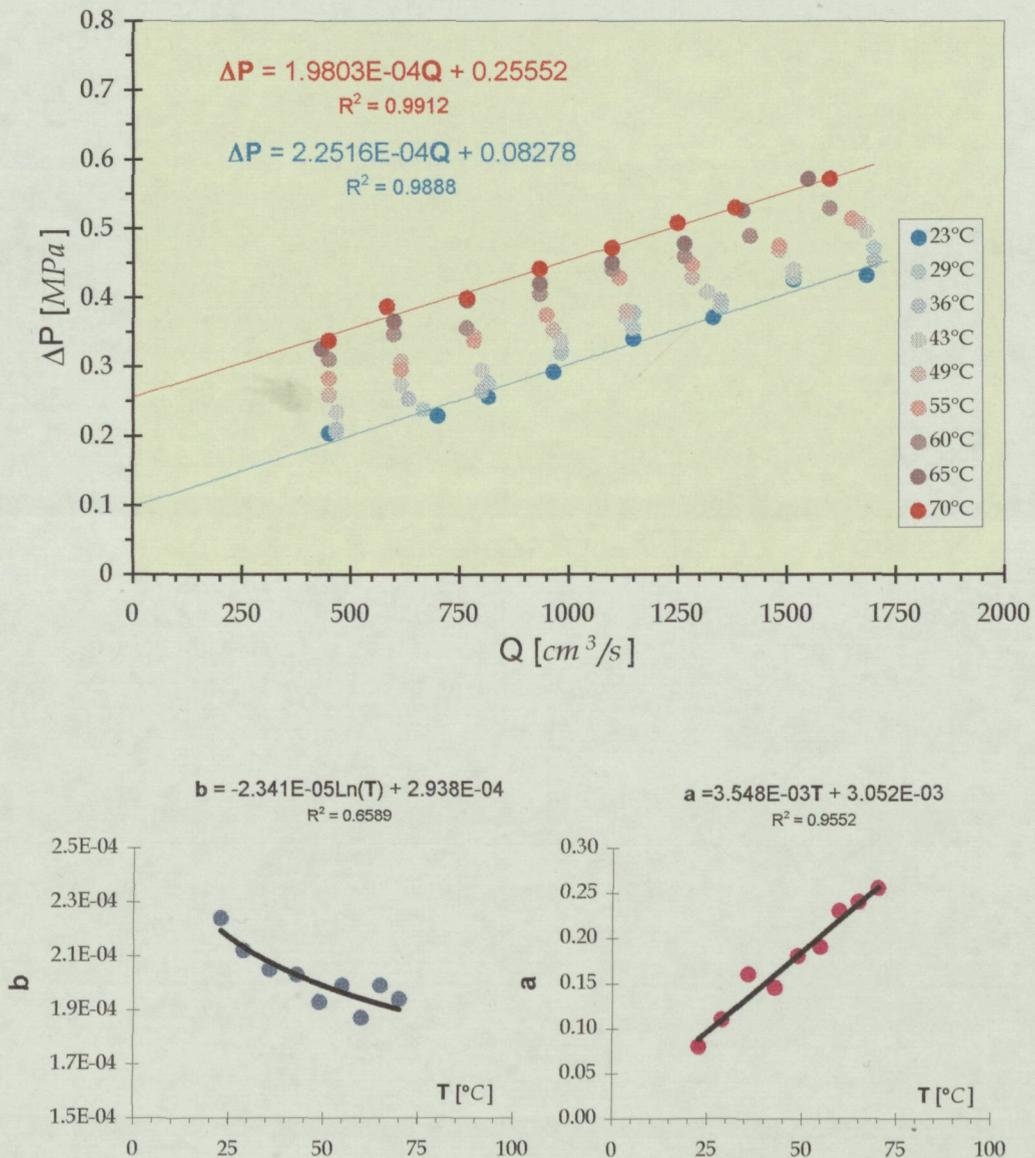


Figura V.9. Resultados para la compresión, con ajuste funcional de parámetros.

El método presentado permite obtener una expresión analítica para la característica presión vs caudal, sin discontinuidades, función de la temperatura dentro del rango indicado y en ambos sentidos de flujo. Utilizando el mismo procedimiento se obtuvieron expresiones analíticas para las propiedades del nitrógeno, tal como se indica en el Apéndice A1.

V.2.3 COMPORTAMIENTO DINÁMICO DE UNA VÁLVULA LIMITADORA

En esta sección se presentan los resultados de la simulación por ordenador de la dinámica de abertura y cierre de la válvula amortiguadora tipo limitadora. El modelo es una simplificación analítica del fenómeno, para el que se admite flujo laminar en todas las áreas de paso y se desprecian otras fuerzas sobre el anillo que no sean las de presión o el muelle. Son numerosas las áreas en las que la simulación que se formula puede ser mejorada. Mayor ajuste debe encontrarse de ampliar el modelo o de estimar los parámetros incluidos por el mismo mediante experimentos adicionales efectuados ex profeso. En cualquier caso, el método predice y explica los rasgos básicos del sistema, proveyendo al diseñador de una guía sustancial para tomar las acciones necesarias que modifiquen las propiedades de amortiguación a su antojo.

La asimetría existente entre el comportamiento dinámico del amortiguador para la compresión y la expansión acostumbra a ser descrito mediante el empleo de dos coeficientes de amortiguación distintos. Wallachek [51,Wall] indica que, aunque esto puede dar buenos resultados en algunos casos, este método es muy pobre para justificar las características de flujo a través de la válvula de amortiguación. Wallachek introduce en el modelo un juego de nueve coeficientes para regímenes y frecuencias diferentes. Obtiene, según él, excelentes resultados para una amplia región de trabajo, pero evidentemente, no se puede hablar de un modelo sencillo.

Como se introdujo al principio del capítulo, Segel [41,Sege] apunta que el área encerrada por el lazo de histéresis de la Figura V.1 aumenta con la frecuencia de excitación. El incremento es más pronunciado en aquella zona del ciclo más afectada por el cambio en la compresibilidad del aceite. Además, continua Segel, aunque la inercia de la válvula podría tener cierta relevancia, se encuentra experimentalmente que debería ser un orden mayor para producir un efecto detectable en la región de frecuencias entre 5 y 10Hz.