

MODELADO NUMÉRICO DEL COMPORTAMIENTO ACÚSTICO DE DISPOSITIVOS DE ESCAPE DE VEHÍCULOS CON GRADIENTE DE TEMPERATURA Y FLUJO MEDIO NO UNIFORME

Referencia PACS: 43.50.Gf, 43.20.Mv, 43.20.Bi

Sánchez-Orgaz, E.M.; Denia, F.D; Martínez-Casas, J.; Fuenmayor, F.J.

Centro de Investigación de Tecnología de Vehículos, Universitat Politècnica de València

Camino de Vera s/n, 46022, Valencia, España.

Tel: +34 963877007 Ext: 76225

Fax: +34 963877659

Email: evsnor@upvnet.upv.es; fdenia@mcm.upv.es; jomarc12@mcm.upv.es; fuenmay@mcm.upv.es

ABSTRACT

In this work, a finite element model is implemented to analyse the acoustic behaviour of dissipative silencers including two effects simultaneously: (1) Temperature gradients in the central duct and in the outer dissipative chamber; (2) A perforated duct carrying axially-varying mean flow. The temperature gradients lead to heterogeneities in the absorbent material and air properties, as well as in the mean flow velocity. A mixed finite element approach combining velocity potential and acoustic pressure is presented. The results show the influence of the temperature gradient and the Mach number on the acoustical performance of silencers.

RESUMEN

En este trabajo se implementa un modelo de elementos finitos para analizar el comportamiento acústico de silenciadores disipativos considerando dos efectos simultáneamente: (1) Gradientes de temperatura en el conducto central y la cámara disipativa; (2) Variaciones axiales de flujo medio en el conducto perforado. El gradiente de temperatura introduce heterogeneidades en las propiedades del material absorbente y del aire, así como en la velocidad de flujo medio. Se considera una formulación mixta de elementos finitos que combina potencial de velocidad y presión acústica. Los resultados muestran la influencia del gradiente de temperatura y el número de Mach en las prestaciones acústicas de los silenciadores.

1. INTRODUCCIÓN

La presencia de propiedades heterogéneas en conductos y silenciadores modifica su comportamiento acústico. Estas variaciones espaciales en silenciadores disipativos pueden ser originadas, por ejemplo, por irregularidades en el proceso de compactación de la fibra [1-3], campos de flujo medio no uniformes [4] y gradientes de temperatura [5-7]. En el último caso, se pueden encontrar trabajos en los cuales la influencia de la temperatura y los gradientes asociados han sido estudiados en silenciadores reactivos [8,9]. Los efectos de la temperatura también han sido estudiados en silenciadores disipativos con material absorbente en ausencia de flujo medio [6,7]. Sin embargo, no se han encontrado referencias en las que se hayan considerado de forma simultánea los efectos de la temperatura y el flujo medio. El objetivo del presente trabajo es, por tanto, analizar la propagación del sonido en configuraciones disipativas, incluyendo: (1) un conducto central con flujo medio no uniforme y (2) variaciones de temperatura en el conducto central y la cámara exterior. Para ello se desarrolla una herramienta basada en el método de los elementos finitos que considera, por un lado, la ecuación de ondas convectiva para medio de propagación no homogéneo en presencia de flujo medio. Dicha ecuación se expresa en términos de un potencial de velocidad acústica y está asociada al conducto central. Por otro lado se recurre a una ecuación de ondas estándar formulada en presiones y correspondiente a la región disipativa en ausencia de flujo medio. Se analiza la influencia de ciertos parámetros en la atenuación acústica, incluyendo el efecto de la temperatura y el número de Mach.

2. MODELO MATEMÁTICO

La Figura 1 muestra el esquema de un silenciador disipativo, consistente en un conducto central perforado que canaliza el flujo medio (subdominio Ω_a) y una cámara con material absorbente (subdominio Ω_m). Las variaciones de temperatura provocan variaciones de las propiedades en el medio de propagación Ω_a , denotadas como ρ_a y c_a (densidad y velocidad del sonido en el aire), así como en Ω_m (región disipativa), cuyos valores acústicos equivalentes vienen dados por ρ_m y c_m . Además, se consideran variaciones axiales de la velocidad de flujo medio U_{fm} debidas al gradiente térmico.

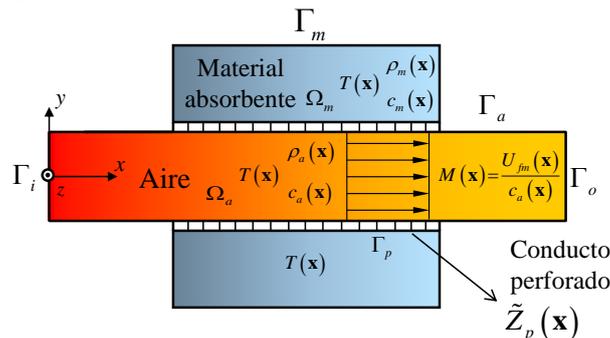


Figura 1 – Silenciador disipativo con flujo medio y variación de temperatura

2.1. Conducto central

Al igual que en estudios anteriores [10-13], el flujo medio se asume unidireccional, con $U_{fm} \neq 0$, $V_{fm} = W_{fm} = 0$, y uniforme sobre la sección transversal del conducto. Por tanto, no existe dependencia de las coordenadas (y , z). Sin embargo, se considera flujo medio no homogéneo, en dirección axial, debido a la presencia de un gradiente térmico en el conducto central perforado, lo que conduce a $U_{fm} = U_{mf}(x)$.

En el pasaje central, la propagación del sonido está gobernada por [14]

$$\nabla \cdot (\rho_a \nabla \Phi_a) - \rho_a D_t \left(\frac{1}{c_a^2} D_t \Phi_a \right) = 0 \quad (1)$$

donde se considera fluido no homogéneo (aire) y flujo que varía con la posición. En la Ecuación (1), Φ_a es el potencial de velocidad acústica y D_t la derivada total dada por [10,14]

$$D_t = \frac{\partial}{\partial t} + U_{jm} \frac{\partial}{\partial x} \quad (2)$$

Tras aplicar la definición anterior, la Ecuación (1) queda como

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho_a \nabla \Phi_a) - \frac{\rho_a U_{jm}^2}{c_a^2} \frac{\partial^2 \Phi_a}{\partial x^2} - \frac{2 \rho_a j \omega U_{jm}}{c_a^2} \frac{\partial \Phi_a}{\partial x} - \rho_a U_{jm}^2 \frac{\partial (1/c_a^2)}{\partial x} \frac{\partial \Phi_a}{\partial x} \\ - \frac{\rho_a U_{jm}}{c_a^2} \frac{\partial U_{jm}}{\partial x} \frac{\partial \Phi_a}{\partial x} - \rho_a j \omega U_{jm} \frac{\partial (1/c_a^2)}{\partial x} \Phi_a + \frac{\rho_a \omega^2}{c_a^2} \Phi_a = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

La discretización de elementos finitos y la interpolación (con funciones de forma \mathbf{N}) combinadas con el método de los residuos ponderados y la formulación de Galerkin [15], conducen a

$$\begin{aligned} \sum_{e=1}^{N_a^e} \left(\int_{\Omega_a^e} \rho_a \nabla^T \mathbf{N} \mathbf{M} \nabla \mathbf{N} d\Omega + j \omega \int_{\Omega_a^e} \rho_a \frac{2U_{jm}}{c_a^2} \mathbf{N}^T \mathbf{I} \nabla \mathbf{N} d\Omega - j \omega \int_{\Omega_a^e} \rho_a \frac{2U_{jm}}{c_a^3} \frac{\partial c_a}{\partial x} \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega \right. \\ \left. - \omega^2 \int_{\Omega_a^e} \rho_a \frac{1}{c_a^2} \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega \right) \tilde{\Phi}_a^e = \sum_{e=1}^{N_a^e} \int_{\Gamma_a^e} \rho_a \mathbf{N}^T \left(\left(1 - \frac{U_{jm}^2}{c_a^2} \right) \frac{\partial \Phi_a}{\partial x} n_x + \frac{\partial \Phi_a}{\partial y} n_y + \frac{\partial \Phi_a}{\partial z} n_z \right) d\Gamma \end{aligned} \quad (4)$$

donde $\tilde{\Phi}_a^e$ contiene los potenciales incógnita en nodos, N_a^e representa el número de elementos del subdominio Ω_a (aire), n_x, n_y y n_z son las componentes de \mathbf{n} , vector unitario normal al contorno Γ en sentido saliente, y \mathbf{M} e \mathbf{I} vienen dadas respectivamente por

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{U_{jm}^2}{c_a^2} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{I} = \begin{Bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix}^T \quad (5,6)$$

La densidad y la velocidad del sonido ρ_a y c_a pueden ser fácilmente evaluadas en cada punto de integración para una distribución de temperatura dada asumiendo la ley de los gases ideales.

2.2. Cámara externa

La propagación de ondas en el material absorbente heterogéneo está gobernada por [3]

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho_m} \nabla P_m \right) + \frac{\omega^2}{\rho_m c_m^2} P_m = 0 \quad (7)$$

donde se considera una formulación en presiones en ausencia de flujo medio [14]. En la Ecuación (7), P_m es la presión acústica y ρ_m y c_m son la velocidad y la densidad equivalente del sonido [16,17]. El enfoque en elementos finitos queda

$$\sum_{e=1}^{N_m^e} \left(\int_{\Omega_m^e} \frac{1}{\rho_m} \nabla^T \mathbf{N} \nabla \mathbf{N} d\Omega - \omega^2 \int_{\Omega_m^e} \frac{1}{\rho_m c_m^2} \mathbf{N}^T \mathbf{N} d\Omega \right) \tilde{\mathbf{P}}_m^e = \sum_{e=1}^{N_m^e} \int_{\Gamma_m^e} \frac{1}{\rho_m} \mathbf{N}^T \frac{\partial P_m}{\partial n} d\Gamma \quad (8)$$

donde $\tilde{\mathbf{P}}_m^e$ contiene las presiones incógnita en nodos y N_m^e representa el número de elementos del subdominio Ω_m (material absorbente).

La densidad y la velocidad equivalentes del sonido ρ_m y c_m se pueden calcular de la siguiente forma. En la presente investigación se considera una extensión del modelo propuesto por Delany y Bazley [16,17] para la impedancia característica $Z_m = \rho_m c_m$ y el número de onda $k_m = \omega/c_m$, dados por [3,7]

$$Z_m(\mathbf{x}) = Z_a(\mathbf{x}) \left(1 + a_5 \left(\frac{f \rho_a(\mathbf{x})}{R(\mathbf{x})} \right)^{-a_6} \right) + j \left(-a_7 \left(\frac{f \rho_a(\mathbf{x})}{R(\mathbf{x})} \right)^{-a_8} \right) \quad (9)$$

$$k_m(\mathbf{x}) = k_a(\mathbf{x}) \left(\left(1 + a_3 \left(\frac{f \rho_a(\mathbf{x})}{R(\mathbf{x})} \right)^{-a_4} \right) + j \left(-a_1 \left(\frac{f \rho_a(\mathbf{x})}{R(\mathbf{x})} \right)^{-a_2} \right) \right) \quad (10)$$

donde R es la resistividad del material, f es la frecuencia, y el subíndice a denota las propiedades del aire, con $Z_a = \rho_a c_a$ y $k_a = \omega/c_a$. Los coeficientes a_i , $i = 1, 2, \dots, 8$, dependen del material fibroso y se pueden ajustar mediante medidas experimentales. Los valores $a_1 = 0.18897$, $a_2 = 0.595$, $a_3 = 0.16$, $a_4 = 0.577$, $a_5 = 0.09534$, $a_6 = 0.754$, $a_7 = 0.08504$ y $a_8 = 0.732$, correspondientes a la fibra de vidrio de Owens Corning [18] se consideran en todos los cálculos realizador en este trabajo. El valor de resistividad en las Ecuaciones (9) y (10) a temperatura ambiente es $R = 4896$ rayl/m para una densidad de compactación de $\rho_f = 100$ kg/m³ [18,19]. El algoritmo de cálculo de la resistividad R , Z_m y k_m a distintas temperaturas se describirá en la Sección 3.

2.3. Condiciones de contorno

Las secciones de entrada y salida Γ_i y Γ_o admiten varias condiciones de contorno para evaluar el comportamiento acústico del silenciador [10]. Se pueden aplicar condiciones de potencial de velocidad, velocidad/presión acústica e impedancia. Las primeras se introducen directamente en las ecuaciones de elementos finitos, mientras que las condiciones de Neumann y de Robin [15] se implementan teniendo en cuenta las siguientes relaciones

$$\mathbf{U}_a = \nabla \Phi_a, \quad U_a = \frac{\partial \Phi_a}{\partial x} \quad (11,12)$$

$$P_a = -\rho_a D_t \Phi_a = -\rho_a \left(\frac{\partial \Phi_a}{\partial t} + U_{fm} \frac{\partial \Phi_a}{\partial x} \right) = -\rho_a (j \omega \Phi_a + U_{fm} U_a) \quad (13)$$

La derivada normal del potencial sobre Γ_{bc} en el vector de carga de la Ecuación (4) puede ser reemplazada por:

$$\frac{\partial \Phi_a}{\partial n} = \tilde{U}_a \quad \text{Condición velocidad acústica} \quad (14)$$

$$\frac{\partial \Phi_a}{\partial n} = -\frac{\tilde{P}_a}{\rho_a U_{fm}} - \frac{j \omega \Phi_a}{U_{fm}} \quad \text{Condición presión acústica} \quad (15)$$

$$\frac{\partial \Phi_a}{\partial n} = -\frac{\rho_a j \omega \Phi_a}{Z_a + \rho_a U_{fm}} \quad \text{Terminación anecoica} \quad (16)$$

donde la tilde en \tilde{P}_a y \tilde{U}_a denota un valor prescrito y $Z_a = \rho_a c_a$.

2.4. Superficie perforada

El acoplamiento entre el tubo central y la cámara se lleva a cabo mediante la impedancia acústica correspondiente a la superficie perforada. La impedancia se define como el ratio entre la diferencia de presiones y la velocidad acústica normal U_n ,

$$\tilde{Z}_p = \frac{P_a - P_m}{U_n} \quad (17)$$

Se pueden considerar distintos modelos en función de los fenómenos acústicos que tienen lugar en las proximidades del conducto perforado. Asumiendo continuidad de la velocidad acústica [11], la integral sobre Γ_p en el vector de carga de la Ecuación (4) puede ser escrita como

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_a &= \sum_{e=1}^{N_a^e} \int_{\Gamma_a^e \cap \Gamma_p} \rho_a \mathbf{N}^T \frac{\partial \Phi_a}{\partial n} d\Gamma = \sum_{e=1}^{N_a^e} \int_{\Gamma_a^e \cap \Gamma_p} \rho_a \mathbf{N}^T \frac{P_a - P_m}{\tilde{Z}_p} d\Gamma \\ &= \sum_{e=1}^{N_a^e} \int_{\Gamma_a^e \cap \Gamma_p} \rho_a \mathbf{N}^T \left(\frac{-\rho_a j \omega \Phi_a - \rho_a U_{fm} \partial \Phi_a / \partial x}{\tilde{Z}_p} - \frac{P_m}{\tilde{Z}_p} \right) d\Gamma \end{aligned} \quad (18)$$

Finalmente, el vector de carga de la Ecuación (8) asociada al material absorbente es

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_m &= \sum_{e=1}^{N_m^e} \int_{\Gamma_m^e \cap \Gamma_p} \frac{1}{\rho_m} \mathbf{N}^T \frac{\partial P_m}{\partial n} d\Gamma = \sum_{e=1}^{N_m^e} \int_{\Gamma_m^e \cap \Gamma_p} \frac{1}{\rho_m} \mathbf{N}^T \frac{\rho_m j \omega (P_a - P_m)}{\tilde{Z}_p} d\Gamma \\ &= \sum_{e=1}^{N_m^e} \int_{\Gamma_m^e \cap \Gamma_p} \mathbf{N}^T \left(\frac{\rho_a \omega^2 \Phi_a - \rho_a j \omega U_{fm} \partial \Phi_a / \partial x}{\tilde{Z}_p} - \frac{j \omega P_m}{\tilde{Z}_p} \right) d\Gamma \end{aligned} \quad (19)$$

Los cálculos de la impedancia acústica de la superficie perforada en presencia de flujo medio y variaciones de temperatura se presentan en la Sección 3.

3. PROPIEDADES Y TEMPERATURA. MATERIAL ABSORBENTE Y SUPERFICIE PERFORADA

Las Ecuaciones (9) y (10) se pueden utilizar para evaluar las propiedades del material absorbente para una distribución de temperatura conocida. En primer lugar, las propiedades del aire (ρ_a , c_a , Z_a y k_a) pueden ser evaluadas en cada punto de integración asumiendo la ley de los gases ideales. La resistividad se puede calcular en un punto \mathbf{x} a partir de los datos a una temperatura de referencia T_0 según la expresión [20]

$$R(T(\mathbf{x})) = R(T_0) \frac{\mu(T(\mathbf{x}))}{\mu(T_0)} \quad (20)$$

donde μ es la viscosidad dinámica. Los valores de referencia para $T_0 = 25^\circ\text{C}$ son $R(T_0) = 4896$ rayl/m (densidad de compactación $\rho_f = 100$ kg/m³, ver Sección 2.2) y $\mu(T_0) = 1.837 \cdot 10^{-5}$ Pa·s. Para obtener el campo de temperaturas $T(\mathbf{x})$, la viscosidad $\mu(T(\mathbf{x}))$ puede ser evaluada mediante la ecuación de Sutherland [21]

$$\mu(T(\mathbf{x})) = 1.46 \cdot 10^{-6} \frac{(273.15 + T(\mathbf{x}))^{1.5}}{273.15 + T + S} \quad (21)$$

donde la constante S de Sutherland es característica del gas. Para el aire, se considera un valor de 110 K.

El cálculo de la impedancia acústica correspondiente a la superficie perforada se puede obtener considerando una expresión que incluya flujo medio. Ésta se denota mediante Z_p , donde la tilde se ha omitido intencionadamente en comparación con la Ecuación (17) para indicar que el efecto del material absorbente no se ha incluido todavía en el comportamiento acústico de los perforados. Se consideran los resultados presentados por Lee e Ih [22], teniendo en cuenta que en la presente investigación el flujo medio varía con la posición. Además, se considera la influencia del material absorbente sobre la impedancia acústica [23,24]. Se logra una buena concordancia entre las pérdidas de transmisión (TL) numéricas y experimentales considerando una expresión de la forma

$$\tilde{Z}_p(\mathbf{x}) = Z_p(\mathbf{x}) + \rho_a(\mathbf{x})c_a(\mathbf{x}) \frac{j0.425k_a(\mathbf{x})d_h(\rho_m(\mathbf{x})/\rho_a(\mathbf{x})-1)F(\sigma)}{\sigma} \quad (22)$$

donde d_h es el diámetro del orificio, σ la porosidad y $F(\sigma)$ está relacionada con la interacción entre orificios [11,19].

4. RESULTADOS

En la Figura 2 se muestra el esquema de un silenciador circular perforado disipativo. Las dimensiones más relevantes de la configuración axisimétrica bajo estudio son $R_1 = 0.0268$ m, $R_2 = 0.091875$ m, $L_m = 0.4$ m, y $L_i = L_o = 0.1$ m. Los parámetros que caracterizan el conducto perforado son: porosidad $\sigma = 0.2$, espesor $t_p = 0.001$ m y diámetro de los orificios $d_h = 0.0035$ m. Estos valores se consideran en todos los cálculos de aquí en adelante. Las mallas de elementos finitos consisten en elementos cuadriláteros cuadráticos axisimétricos de 8 nodos cuyo tamaño (uniforme) es de 0.005 m aproximadamente.

Se propone una variación de temperatura axial. Los conductos de entrada y salida se encuentran a temperatura constante, T_i y T_o respectivamente. En el pasaje central y la cámara, la temperatura varía linealmente con la coordenada axial entre T_i y T_o .

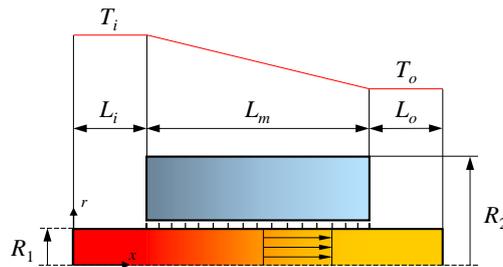


Figura 2 – Geometría axisimétrica analizada

4.1. Validación

Para validar la formulación mixta (potencial de velocidad acústica/presión), los resultados obtenidos con gradiente de temperatura axial y medio estacionario se comparan con las predicciones dadas por la formulación en presión [7]. En la Figura 3 se puede observar una excelente concordancia, ya que las curvas de pérdida de transmisión aparecen prácticamente superpuestas en todo el rango de frecuencias de interés.

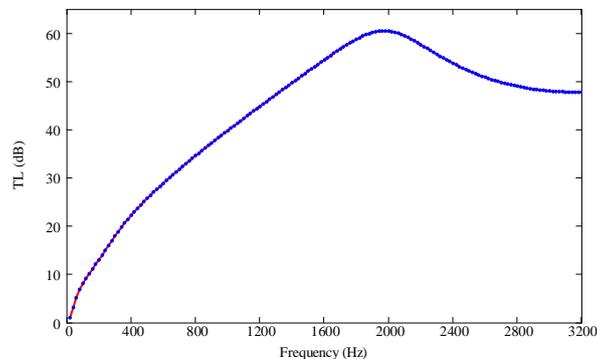


Figura 3 – TL de un silenciador disipativo perforado con gradiente de temperatura ($T_i = 300$ °C y $T_o = 150$ °C) sin flujo medio: —, formulación en presiones; ···, formulación híbrida

4.2. Efecto del gradiente de temperatura

Se han estudiado dos casos: (1) Gradiente de temperatura axial con la misma temperatura media; (2) Gradiente de temperatura axial con la misma temperatura de salida y diferentes temperaturas de entrada. Se considera en los cálculos un flujo medio que varía axialmente, como consecuencia de los gradientes térmicos mencionados anteriormente. En todos los casos, se ha considerado en la sección de entrada un número de Mach dado por $M_i = 0.1$. Las variaciones axiales de dicho flujo se han calculado considerando la conservación de flujo másico [10].

En la Tabla 1 se muestran las distribuciones axiales de temperatura en el conducto central y la cámara con material absorbente, para el primer caso analizado. Como se puede observar en la Figura 4 mayores gradientes producen una menor atenuación acústica en todo el rango de frecuencias estudiado. Así pues, se sobrestima la atenuación del silenciador cuando se considera despreciable la variación de temperatura.

Tabla 1 – Variación axial de temperatura con temperatura media constante $T = 275 \text{ }^\circ\text{C}$

Caso	$T_i \text{ (}^\circ\text{C)}$	$T_o \text{ (}^\circ\text{C)}$	$T(x) \text{ (}^\circ\text{C)}$
1	350	200	387.5 - 375 x
2	400	150	462.5 - 625 x
3	450	100	537.5 - 875 x
4	500	50	612.5 - 1125 x

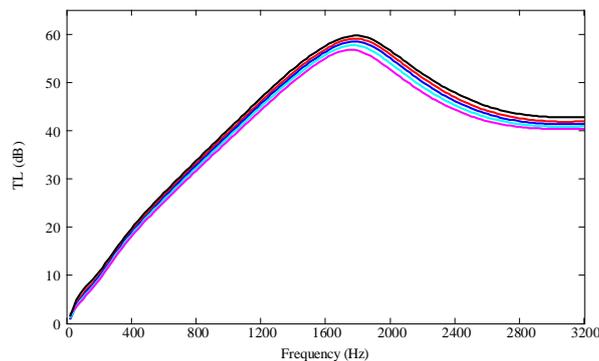


Figura 4 – TL de un silenciador disipativo perforado con gradiente de temperatura, igual temperatura media y $M_i = 0.1$: —, caso 1; —, caso 2; —, caso 3; —, caso 4; —, $T = 275 \text{ }^\circ\text{C}$

La Figura 5 muestra las curvas del TL para el segundo caso estudiado. Los detalles de la distribución axial de temperatura con temperatura constante a la salida vienen dados por la Tabla 2. Como se puede ver en la figura, menores gradientes de temperatura producen mayores TL en los rangos de baja y media frecuencia. A altas frecuencias se puede observar la tendencia opuesta, donde se logran mejores valores de TL con mayores gradientes de temperatura.

Tabla 2 – Variación axial de temperatura con temperatura constante a la salida $T_o = 150 \text{ }^\circ\text{C}$

Caso	$T_i \text{ (}^\circ\text{C)}$	$T_o \text{ (}^\circ\text{C)}$	$T(x) \text{ (}^\circ\text{C)}$
1	200	150	212.5 - 125 x
2	300	150	337.5 - 375 x
3	400	150	462.5 - 625 x
4	500	150	587.5 - 875 x

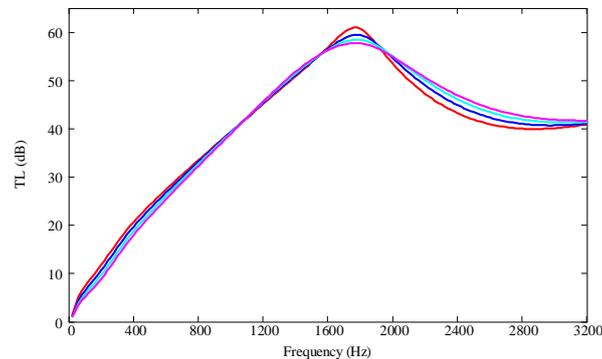


Figura 5 – TL de un silenciador disipativo perforado con gradiente de temperatura, igual temperatura de salida y $M_i = 0.1$: —, caso 1; —, caso 2; —, caso 3; —, caso 4

4.3. Efecto del número de Mach

Se han realizado tres cálculos para estudiar la influencia del número de Mach sobre el TL de un silenciador disipativo en el que varía la temperatura. En el primer caso se ha realizado el cálculo en ausencia de flujo medio, mientras que en los dos restantes se ha incluido flujo medio definido por el número de Mach en la sección de entrada del silenciador $M_i = 0.1$ y $M_i = 0.2$ respectivamente. Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 6. Como se puede observar, la pérdida de transmisión es menor a medida que aumenta el número de Mach excepto para altas frecuencias, donde se puede observar la tendencia opuesta.

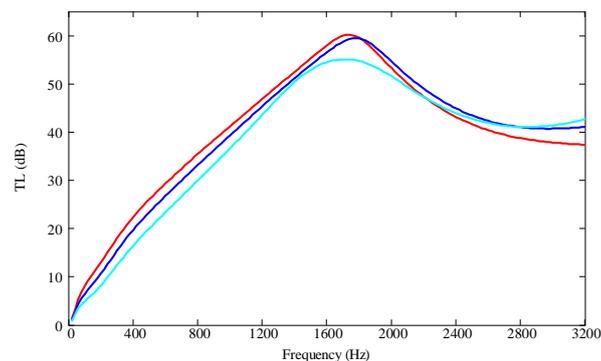


Figura 6 – TL de un silenciador disipativo perforado con $T_i = 300\text{ °C}$ y $T_o = 150\text{ °C}$: —, sin flujo medio; —, $M_i = 0.1$; —, $M_i = 0.2$

5. CONCLUSIONES

Se ha desarrollado e implementado un modelo de elementos finitos para estudiar la influencia de los gradientes de temperatura y el flujo medio en el comportamiento acústico de silenciadores disipativos. La presencia de una distribución de temperatura no uniforme provoca variaciones en la densidad, la velocidad del sonido y la velocidad de flujo medio en el conducto central. Además, las propiedades que definen el material absorbente desde un punto de vista acústico, como la densidad y la velocidad del sonido equivalentes, varían con las coordenadas debido a la dependencia de la resistividad y la viscosidad respecto de la temperatura. Por tanto, las ecuaciones que gobiernan el comportamiento acústico y las matrices de elementos finitos se han modificado para incluir estas heterogeneidades adecuadamente. El acoplamiento entre el conducto central y la cámara disipativa se ha llevado a cabo considerando una superficie perforada. La impedancia acústica considerada se ha modificado para incluir la influencia del material absorbente heterogéneo y el flujo medio no uniforme. Finalmente se han

presentado algunos resultados para evaluar la influencia de la temperatura y los gradientes térmicos en silenciadores disipativos con flujo medio. La no consideración de dichos efectos puede originar predicciones que sobrestimen las prestaciones de atenuación de ruido.

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen el apoyo recibido del Ministerio de Economía y Competitividad (proyecto DPI2010-15412), Conselleria d'Educació, Cultura i Esport (proyecto Prometeo/2012/023) y Programa de Apoyo a la Investigación y Desarrollo (PID-05-12, proyecto SP20120452) de la Universitat Politècnica de València.

REFERENCIAS

- [1] A. Selamet, M. B. Xu, I. J. Lee and N. T. Huff, "Dissipative expansion chambers with two concentric layers of fibrous materials", *Int. J. Vehicle Noise Vib.*, 1, 341-357 (2005).
- [2] A. Selamet, M. B. Xu, I. J. Lee and N. T. Huff, "Effects of voids on the acoustics of perforated dissipative silencers", *Int. J. Vehicle Noise Vib.*, 2, 357-372 (2006).
- [3] A. G. Antebas, F. D. Denia, A. M. Pedrosa and F. J. Fuenmayor, "A finite element approach for the acoustic modeling of perforated dissipative mufflers with non-homogeneous properties", *Math. Comput. Model.*, 57, 1970-1978 (2013).
- [4] K.S. Peat and K.L. Rathi, "A finite element analysis of the convected acoustic wave motion in dissipative silencers", *J. Sound Vib.*, 184, 529-545 (1995).
- [5] K.S. Peat, "Convected acoustic wave motion along a capillary duct with an axial temperature gradient", *J. Sound Vib.*, 203, 855-866 (1997).
- [6] F. D. Denia, A. G. Antebas, J. Martínez-Casas and F. J. Fuenmayor, "Transmission loss calculations for dissipative mufflers with temperature gradients", *Proc. ICA 2010, 20th Int. Cong. Acoust.*, 2117-2122 (2010).
- [7] F. D. Denia, F. J. Fuenmayor, A. J. Torregrosa, A. Selamet, "Numerical modelling of thermal effects on the acoustic attenuation of dissipative mufflers", *Proc. INTER-NOISE 2012*, 1548-1559 (2012).
- [8] Y. H. Kim, J. W. Choi and B.D. Lim, "Acoustic characteristics of an expansion chamber with constant mass flow and steady temperature gradient (theory and numerical simulation)", *J. Vib. Acoust.*, 112, 460-467 (1990).
- [9] Y. H. Kim, J. W. Choi, "General solution of acoustic wave equation for circular reversing chamber with temperature gradient", *J. Vib. Acoust.*, 113, 543-550 (1991).
- [10] M. L. Munjal, *Acoustics of Ducts and Mufflers* (Wiley, New York, 1987).
- [11] R. Kirby and F. D. Denia, "Analytic mode matching for a circular dissipative silencer containing mean flow and a perforated pipe", *J. Acoust. Soc. Am.*, 122, 3471-3482 (2007).
- [12] R. Kirby, "A comparison between analytic and numerical methods for modelling automotive dissipative silencers with mean flow", *J. Sound Vib.*, 325, 565-582 (2009).
- [13] J. Albelda, F. D. Denia, F. J. Fuenmayor, M. J. Martínez, "A transversal substructuring modal method for the acoustic analysis of dissipative mufflers with mean flow", *Proc. EURONOISE 2008, 7th Euro. Conf. Noise Con.*, 3813-3818 (2008).
- [14] A. D. Pierce, "Wave equation for sound in fluids with unsteady inhomogeneous flow", *J. Acoust. Soc. Am.*, 87, 2292-2299 (1990).
- [15] O. C. Zienkiewicz, R. L. Taylor and J. Z. Zhu, *The Finite Element Method: Its Basis and Fundamentals* (Elsevier Butterworth-Heinemann, Burlington, 2005).
- [16] M. E. Delany, E. N. Bazley, "Acoustical properties of fibrous absorbent materials," *App. Acoust.*, 3, 105-116 (1970).
- [17] J. F. Allard and N. Atalla, *Propagation of Sound in Porous Media: Modelling Sound Absorbing Materials* (Wiley, Chichester, 2009).
- [18] A. Selamet, I. J. Lee and N.T Huff, "Acoustic attenuation of hybrid silencers", *J. Sound Vib.*,

- 262, 509-527 (2203).
- [19] F. D. Denia, A. Selamet, F. J. Fuenmayor and R. Kirby, "Acoustic attenuation performance of perforated dissipative mufflers with empty inlet/outlet extensions", *J. Sound Vib.*, 302, 1000–1017 (2007).
- [20] F. P. Mechel, *Formulas of Acoustics* (Springer, Berlin, 2004).
- [21] H. Schlichting, *Boundary-layer Theory* (McGraw-Hill, New York, 1979).
- [22] S. H. Lee and J. G. Ih, "Empirical model of the acoustic impedance of a circular orifice in grazing mean flow", *J. Acoust. Soc. Am.*, 114, 98-113 (2003).
- [23] R. Kirby and A. Cummings, "The impedance of perforated plates subjected to grazing gas flow and backed by porous media", *J. Sound Vib.*, 217, 619-636 (1998).
- [24] I. J. Lee, A. Selamet and N. T. Huff, "Acoustic impedance of perforations in contact with fibrous material", *J. Acoust. Soc. Am.*, 119, 2785-2797 (2006).