

Análisis de una cámara reverberante mediante herramientas de simulación numérica



Alfredo Bermúdez¹, Andrés Prieto², Laura del Río^{2*}

¹ Departamento de Matemática Aplicada. Universidade de Santiago de Compostela, España.

² CITIC, Departamento de Matemáticas. Universidade da Coruña, España

* Facultad de Informática, Campus Elviña s/n, A Coruña 15071, España.

laura.rmartin@udc.es

PACS: 43.55.-n, 43.55.Br, 02.60.Lj

Resumen

Las cámaras reverberantes son instalaciones experimentales que permiten la caracterización acústica de materiales absorbentes en presencia de un campo difuso. En el presente trabajo, se aborda de una forma sencilla cómo las herramientas estándar de simulación numérica permiten estudiar el comportamiento acústico de dichas cámaras cuantificando la isotropía y homogeneidad del campo, además de determinar numéricamente el tiempo de reverberación en presencia o no de materiales absorbentes.

Palabras clave: cámara reverberante, campo difuso, método de elementos finitos.

Abstract

Reverberation Rooms are experimental installations that allow the acoustic characterization of absorbent materials in the presence of a diffuse field. In this work, it is easily addressed how standard numerical simulation tools allow studying the acoustic behaviour of these chambers quantifying the isotropy and homogeneity of the field, in addition to numerically determining the reverberation time in the presence or not of absorbent materials.

Keywords: Reverberation Room, diffuse field, finite element method.

1. Introducción

El estudio y la caracterización acústica de materiales usados en el sector de la construcción, el automóvil o la aeronáutica es una de las tareas más importantes a las que se debe enfrentar un nuevo producto o sistema mecánico en su fase de diseño y posterior fabricación. Entre los diferentes métodos de ensayo, las cámaras reverberantes proporcionan una metodología útil para conocer las propiedades de absorción de los materiales bajo un campo difuso. En el presente trabajo, se analiza esta estrategia de medida desde el punto de vista de la simulación numérica, en el que se cuantifica el carácter difuso de un campo de presiones generado en el interior de una cámara reverberante y, en segundo lugar, se propone una metodología sencilla para calcular la tasa de decaimiento y, por tanto, el tiempo de reverberación de un recinto cerrado con paredes rígidas o absorbentes. Para realizar este estudio a bajas y medias frecuencias, se ha utilizado un método de elementos finitos combinado con un esquema de avance en tiempo implícito (de tipo New-

mark) que garantiza la precisión y la estabilidad de los resultados obtenidos.

2. Cuantificación de un campo difuso

El objetivo principal de esta sección consiste en la cuantificación de la difusividad de un campo de presión generado dentro de una cámara reverberante. Un estudio, tanto experimental como teórico, se puede encontrar en los recientes trabajos de Nolan *et al.* [1-3]. Para ello, se introduce la definición de campo difuso y algunos indicadores con los que cuantificar cómo de difuso es un campo de presiones. A continuación, se ilustra el cálculo numérico de estos indicadores en un dominio bidimensional. Posteriormente, se considera una cámara reverberante tridimensional en la que se cuantifica la difusión del campo generado en su interior.

Un campo sonoro difuso involucra la propagación de un número infinito de ondas planas con amplitudes de fase compleja aleatorias, que llegan desde distintas

direcciones distribuidas uniformemente [4]. En primer lugar, es necesario definir adecuadamente el concepto de difusividad y, por lo tanto, se deben introducir algunos indicadores numéricos. Para cuantificar la difusión de un campo acústico es necesario medir la isotropía y la homogeneidad del campo. Un campo es isótropo si las amplitudes de las ondas planas se distribuyen uniformemente en todas las direcciones del espacio. Por otra parte, el campo se denomina homogéneo si las fases de las amplitudes de las ondas planas se distribuyen aleatoriamente, es decir, su promedio es nulo. A continuación, se describen en detalle dos de los posibles indicadores de isotropía y homogeneidad asociados a un campo acústico.

2.1. Indicadores de isotropía y homogeneidad

Para generar un campo difuso en el interior de una cámara reverberante es habitual utilizar una o varias fuentes de excitación. Gracias a la geometría de la cámara, que típicamente posee paredes no paralelas, y a la colocación de difusores en su interior, las fuentes son capaces de generar un campo de presión acústica que asumiremos que ha alcanzado un estado armónico estacionario para una frecuencia angular fijada. Teniendo en cuenta las excitaciones acústicas en el interior de la cámara, se calcula el campo de presiones Π del problema armónico y evaluando la presión en diferentes puntos de la cámara, se obtienen las amplitudes de las ondas planas que viajan en cada una de las N direcciones del espacio consideradas. Así, siguiendo [5], se puede asumir que el campo de presión viene dado por

$$\Pi(x, \omega) = \sum_{j=1}^N A_j(\omega) e^{i k_j(\omega) \cdot x} \quad (1)$$

donde $A \in \mathbb{C}$ son las amplitudes de las ondas planas y $k_j(\omega)$ son los vectores de número de onda distribuidos uniformemente en todas las direcciones espaciales. Usando (1) es fácil definir la isotropía y la homogeneidad de la siguiente manera.

Definición 1 (Isotropía). Si $B_1(\omega), \dots, B_N(\omega)$ son los máximos locales del conjunto de amplitudes $(|A_1(\omega)|, \dots, |A_N(\omega)|)$, la isotropía de un campo acústico (en términos de las presiones) para cada frecuencia angular fijada ω se define como

$$\text{Isotropía}(\omega) = 1 - \max_{1 \leq j \leq N} |B_j(\omega) - 1| \quad (2)$$

Teniendo en cuenta (2), tener una isotropía perfecta significa que el índice de isotropía tendría que ser igual a uno para cada frecuencia angular ω .

Definición 2 (Homogeneidad). El indicador de homogeneidad se define como el promedio de los argumentos complejos de las amplitudes $A_j(\omega)$, es decir, viene dado por

$$\text{Homogeneidad}(\omega) = \frac{1}{N\pi} \sum_{j=1}^N \arg(A_j(\omega)) \quad (3)$$

A la vista de (3), tener una homogeneidad perfecta significa que la homogeneidad es nula para cada frecuencia angular ω .

2.2. Ilustración de los indicadores en dos y tres dimensiones

En esta sección se ha estudiado la difusión del campo en un dominio bidimensional que consiste en un rectángulo en el que su base es un pistón rígido que actúa como excitador del sistema mecánico. El resto de los lados del rectángulo se consideran paredes rígidas. En este caso, es evidente que el campo de presiones generado en régimen armónico está muy lejos de ser difuso, ya que resultará ser una combinación de dos ondas planas que viajan en una única dirección (vertical). Tras realizar un cálculo bidimensional usando elementos finitos [6], se ha utilizado la definición de isotropía y homogeneidad para representar gráficamente el módulo de las amplitudes de las ondas planas involucradas en (1) con respecto al ángulo de incidencia de estas. En la Figura 1 se representa en la gráfica (a) el módulo y en la gráfica (b) la fase de las amplitudes de las ondas planas a 400 Hz. En la gráfica (a) se puede apreciar que solo hay dos direcciones privilegiadas (90 y 270 grados) y en la gráfica (b) se observa que la fase se distribuye aleatoriamente en todos los ángulos de fase.

En la Figura 2 se ha representado con respecto a la frecuencia en línea continua azul la isotropía (a), calculada mediante la expresión (2), y la homogeneidad (b), calculada mediante la expresión (3). Para que sirva de referencia, tanto la isotropía como la homogeneidad perfectas se trazan en línea roja discontinua.

Teniendo en cuenta las definiciones (2) y (3), a partir de la Figura 2 es evidente que, en el dominio bidimensional el campo no es difuso. De hecho, los indicadores muestran que el campo de presión está trabajando a una incidencia normal como se espera de la configuración geométrica, al igual que se ilustra en la Figura 5.

En segundo lugar, considérese una cámara reverberante de pequeño tamaño donde sus paredes no son paralelas y que presenta tres difusores colgados de su techo. Utilizando dicha configuración geométrica, se han seguido los mismos pasos que en el caso bidimensional

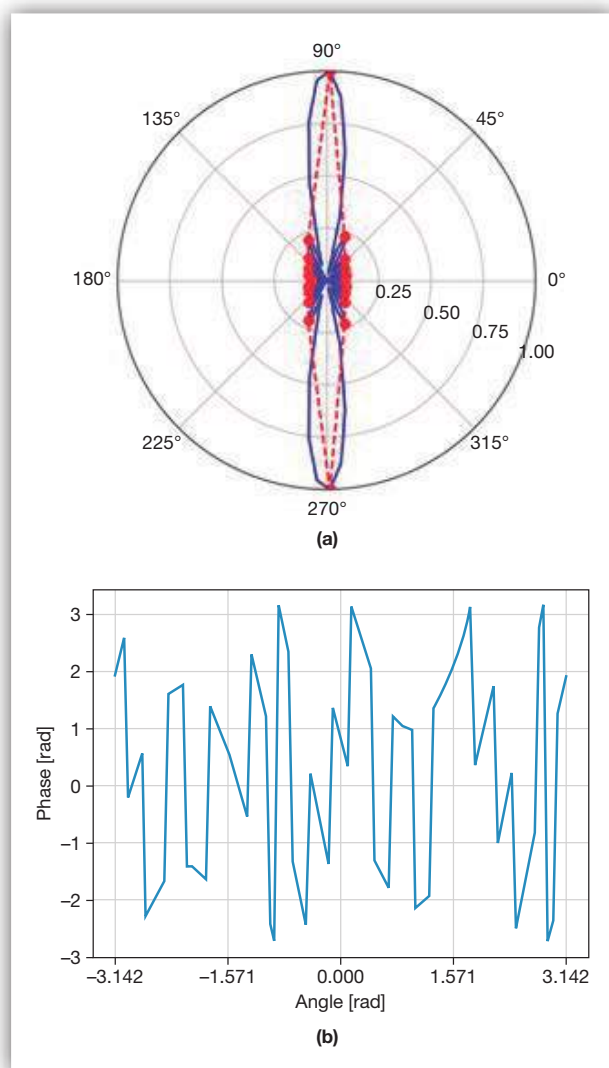


Figura 1. Módulo (a) y fase (b) de las amplitudes calculadas a partir del análisis de ondas planas de un campo de presiones generado en el interior de un dominio bidimensional.

y se estudia la isotropía y la homogeneidad del campo acústico generado en su interior.

En la Figura 3 se representa el módulo, en la gráfica (a), y la fase, en la gráfica (b), de las amplitudes de las ondas planas involucradas en la expresión (1), cuando la frecuencia se fija en 400 Hz. En la gráfica (a), la línea continua azul corresponde al módulo y la línea de puntos rojos son los valores máximos locales. En la gráfica (b) se muestra que la fase se distribuye aleatoriamente.

En la Figura 4 se representan con respecto a la frecuencia tanto la isotropía (gráfica (a) en línea continua azul), calculada mediante la expresión (2) y el indicador de la homogeneidad (gráfica (b) en línea continua azul), calculada mediante la expresión (3). En ambas gráficas, la

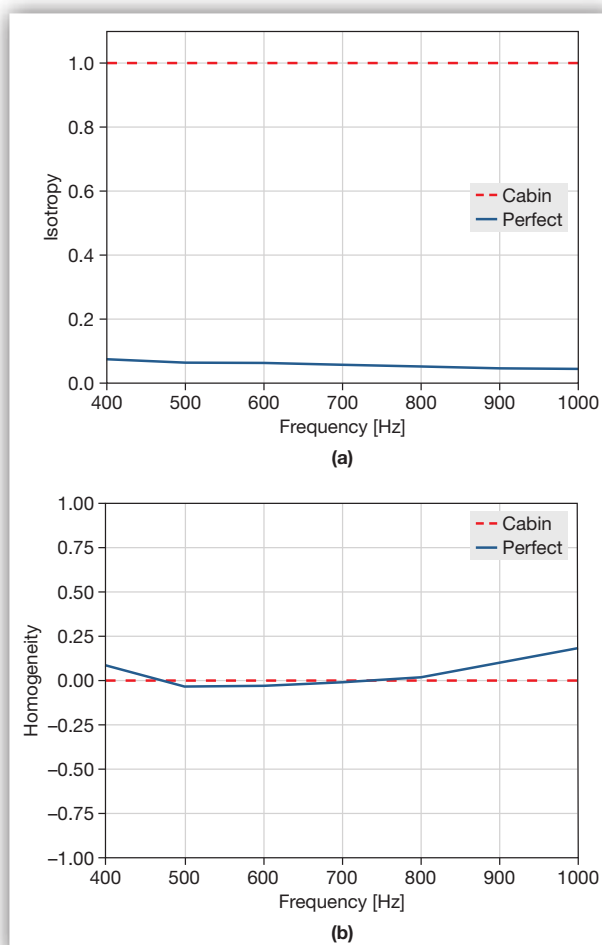


Figura 2. Isotropía (a) y homogeneidad (b) asociadas al campo de presiones generado en el interior de un dominio rectangular bidimensional, ambos indicadores representados con respecto a la frecuencia.

isotropía perfecta y la homogeneidad perfecta se representan en línea discontinua roja para fines de referencia.

Aunque la gráfica (a) en la Figura 3 muestra un círculo de unidad imperfecto, parece claro que el campo en la cámara reverberante es cualitativamente mucho más difuso en comparación con los resultados del campo que trabajaba en incidencia normal obtenido en el ejemplo bidimensional donde había dos direcciones privilegiadas.

3 Cálculo numérico del tiempo de reverberación

El objetivo principal de esta sección consiste en la descripción detallada de los procedimientos numéricos para calcular la tasa de decaimiento y, por tanto, del tiempo de reverberación de una cámara reverberante en presencia de una superficie absorbente. En primer lugar,

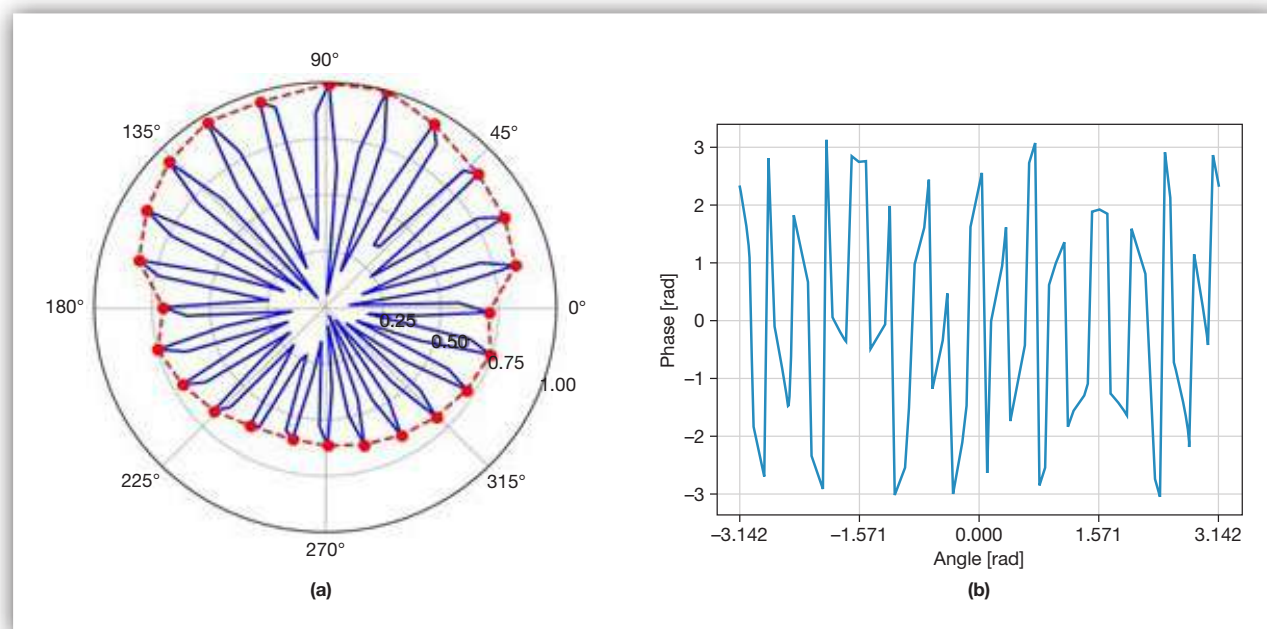


Figura 3. Módulo (a) y fase (b) de las amplitudes calculadas en la simulación tridimensional a 400 Hz a partir del análisis de ondas planas asumido en (1).

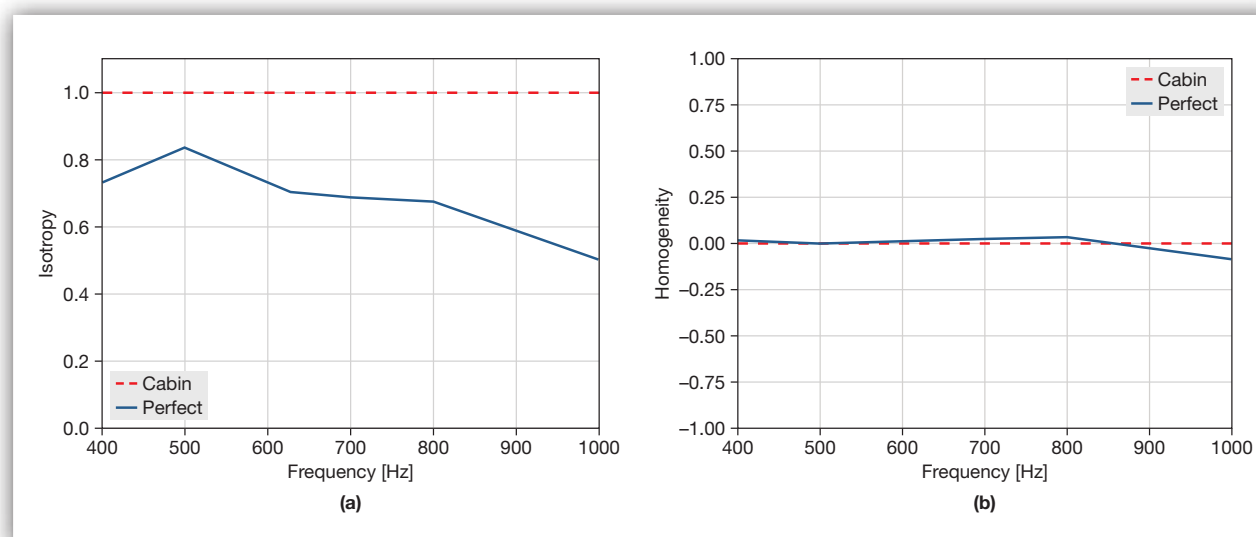


Figura 4. Isotropía (a) y homogeneidad (b) de un recinto reverberante tridimensional con paredes no paralelas y tres difusores colocados en el techo.

se describe una metodología numérica basada en una discretización completa del problema de propagación de ondas en el interior de la cámara. Gracias a este enfoque, es posible obtener resultados numéricos con los que predecir el comportamiento acústico de materiales absorbentes en el rango de medias y bajas frecuencias.

3.1. Problema de evolución en tiempo

Al igual que en el caso de la caracterización de la difusividad de un campo acústico se supone que se ha

generado un campo acústico en régimen armónico estacionario en el interior de la cámara usando una excitación acústica que trabaja a una única frecuencia fijada. Dicho campo acústico se describe en términos de su campo de desplazamientos y velocidades, aunque no se asume ningún grado de isotropía u homogeneidad. Si la excitación acústica no está presente en el sistema mecánico que constituye todos los elementos de la cámara reverberante, el nivel de presión sonora disminuirá y su tasa de decaimiento y, por tanto, el tiempo de reverberación,

podría calcularse midiendo la velocidad de decaimiento para cada frecuencia. Con este propósito, es necesario modelar matemáticamente el problema de evolución en tiempo de la propagación de ondas en el interior de la cámara. En este trabajo, entre las posibles alternativas, se ha escogido el campo de desplazamientos \mathbf{u} como la variable incógnita del modelo (aunque también sería posible haber trabajado con el campo de presiones). Con el fin de estudiar la evolución del tiempo del campo acústico en el interior de la cámara una vez la excitación acústica no está presente, se debe resolver el siguiente problema de ecuaciones en derivadas parciales en el intervalo de tiempo $[0, T]$:

$$\left\{ \begin{array}{ll} -\rho_0 c_0^2 \nabla(\operatorname{div} \mathbf{u}) + \rho_0 \ddot{\mathbf{u}} = 0 & \text{en } \Omega \times [0, T], \\ \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0 & \text{en } \Gamma_N \times [0, T], \\ -\rho_0 c_0^2 \operatorname{div} \mathbf{u} = 0 & \text{en } \Gamma_L \times [0, T], \\ -\rho_0 c_0^2 \operatorname{div} \mathbf{u} = \alpha_s \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} + \beta_s \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n} & \text{en } \Gamma_i \times [0, T], \\ \mathbf{u}(\mathbf{x}, 0) = \mathbf{u}_0 & \text{en } \Omega, \\ \dot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, 0) = \mathbf{v}_0 & \text{en } \Omega, \end{array} \right. \quad (4)$$

donde \mathbf{u}_0 y \mathbf{v}_0 son las condiciones iniciales para el campo de desplazamientos y el campo de velocidades, calculados a partir del problema fuente armónico con la excitación acústica actuando. Si suponemos que \mathbf{U} es la solución del problema armónico del problema fuente, las condiciones iniciales anteriores se pueden escribir como

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_0(\mathbf{x}) &= \operatorname{Re}(\mathbf{U}(\mathbf{x}) e^{i\omega t})|_{t=0} = \operatorname{Re}(\mathbf{U}(\mathbf{x})), \\ \mathbf{v}_0(\mathbf{x}) &= \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{Re}(\mathbf{U}(\mathbf{x}) e^{i\omega t})|_{t=0} = \operatorname{Re}(i\omega \mathbf{U}(\mathbf{x}) e^{i\omega t})|_{t=0} = \omega \operatorname{Im}(\mathbf{U}(\mathbf{x})) \end{aligned} \quad (5)$$

En el problema definido en las ecuaciones (4), además de estar involucrados la densidad de masa ρ_0 y la velocidad del sonido c_0 del aire que rellena la cámara en la ecuación de ondas, también se han modelado las paredes rígidas de la cámara (segunda ecuación en (4)), las superficies activas de las fuentes acústicas, que al estar en reposo aparecen como condiciones de contorno con datos nulos en la tercera ecuación del sistema (4), y la ecuación que gobierna el comportamiento acústico del material absorbente, en el que se ha utilizado un modelo de reacción local dependiente de los coeficientes α_s y β_s .

3.2. Discretización completa espacio-temporal

Para obtener una aproximación numérica de la solución del sistema de ecuaciones anterior, se ha introducido una discretización basada en el método de elementos finitos, adecuada para la formulación variacional en la que el campo de desplazamientos es la incógnita del problema. Este método involucra los elementos finitos de tipo Raviart-Thomas [7] del orden más bajo. En combina-

ción con esta discretización temporal se debe elegir un esquema de discretización de avance temporal para aproximar la evolución de la solución del campo acústico en tiempo. Dado que el problema dependiente del tiempo es de segundo orden (la aceleración aparece en el término inercial), se utiliza un esquema Newmark [8]. Este esquema es un método de segundo orden incondicionalmente estable. Después de discretizar en espacio mediante elementos finitos, el sistema (4) se puede escribir como un sistema de ecuaciones diferenciales lineales de segundo orden (6)

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{U}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{U}} + \mathbf{K}\mathbf{U} = \mathbf{R} \quad (6)$$

donde \mathbf{M} , \mathbf{C} y \mathbf{K} son las matrices de masa, amortiguación y rigidez, respectivamente y \mathbf{R} es el vector de cargas aplicadas externamente. En este esquema de discretización en tiempo, el desplazamiento \mathbf{U} y el campo de velocidades $\dot{\mathbf{U}}$ se aproximan mediante las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{U}}^{t+\Delta t} &= \dot{\mathbf{U}}^t + [(1-\delta)\ddot{\mathbf{U}}^t + \delta\ddot{\mathbf{U}}^{t+\Delta t}] \Delta t, \\ \mathbf{U}^{t+\Delta t} &= \mathbf{U}^t + \dot{\mathbf{U}}^t \Delta t + \left[\left(\frac{1}{2} - \alpha \right) \ddot{\mathbf{U}}^t + \alpha \ddot{\mathbf{U}}^{t+\Delta t} \right] \Delta t^2 \end{aligned} \quad (7)$$

donde $\Delta t = T/n$ es el valor del paso de tiempo, siendo n el número de pasos de tiempo usado en la simulación numérica completa, y α y δ son parámetros que deben ser determinados para obtener una integración en tiempo precisa y estable. A lo largo de este trabajo, se ha escogido $\alpha = 1/4$ y $\delta = 1/2$ para obtener un comportamiento incondicionalmente estable y una precisión de segundo orden. Al resolver (6) usando el esquema de Newmark en cada instante de tiempo, desde el tiempo 0 hasta el instante final T , se obtienen una secuencia de campos de desplazamiento aproximados, esto es, $\mathbf{U}^0, \mathbf{U}^{\Delta t}, \mathbf{U}^{2\Delta t}, \dots, \mathbf{U}^T$. Asociado a estos campos de desplazamiento, es sencillo calcular sus respectivas aproximaciones del campo de presión $\pi(\mathbf{x}, t)$ en diferentes pasos de tiempo, dados por (8)

$$\pi(\mathbf{x}, j\Delta t) = -\rho_0 c_0^2 \operatorname{div} \mathbf{U}^{j\Delta t}(\mathbf{x}) \quad (8)$$

para cada $j = 0, \dots, N$. Evidentemente, es posible utilizar otros esquemas de discretización temporal (tanto implícitos como explícitos). Más concretamente, se podría haber utilizado el esquema explícito de segundo orden de Noh-Bathe (véase [9] para más detalles). Sin embargo, esta elección no es computacionalmente ventajosa, ya que los resultados numéricos son similares a los obtenidos con el esquema Newmark y el coste computacional es mucho mayor que el esquema implícito, ya que

el método de Noh-Bathe sufre de una condición restrictiva de estabilidad de tipo CFL en el que el paso en tiempo está ligado al tamaño de la malla usada en el método de elementos finitos.

3.3. Cálculo numérico de la tasa de decaimiento

Una vez el problema dependiente del tiempo ha sido resuelto en cada instante de tiempo $t_j = j\Delta t$ tal y como propone la norma ASTM C423-09, se calculan una serie de promedios locales del nivel de presión sonora en varias ventanas de tiempo de longitud δt . El conjunto de promedios $\{L_{eq}(0), L_{eq}(1), \dots, L_{eq}(M_d - 1)\}$ se calculan de acuerdo con la ecuación (9):

$$L_{eq}(m) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \left(10 \log_{10} \int_{m\delta t}^{(m+1)\delta t} \frac{|\pi(x_j, t)|^2}{\pi_{ref}^2} dt \right) \quad (9)$$

para todo $m = 0, \dots, M_d - 1$, donde M es el número de micrófonos (o puntos de cálculo de la presión acústica en las simulaciones numéricas), $\pi_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa es el valor de referencia del campo de presiones y δt es la longitud de la ventana de tiempo. Puesto que el campo de presiones es solo una aproximación en cada paso de tiempo $j\Delta t$, la integral en tiempo que aparece en (6) se puede aproximar mediante una regla de integración numérica compuesta de tipo Simpson, con nodos de cuadratura separados por la distancia Δt .

Como recomienda la norma ASTM, la tasa de decaimiento es el valor absoluto de la pendiente de la regresión lineal de primer orden en los valores promedio del nivel de presión sonora, que se calcula mediante la expresión (10):

$$d_{rev} = \frac{6}{M_d(M_d - 1)\delta t} \left[(M_d + 1) \sum_{i=0}^{M_d-1} L_{eq}(i) - 2 \sum_{i=0}^{M_d-1} i L_{eq}(i) \right] \quad (10)$$

siendo M_d el número de valores L_{eq} calculados. Una vez la tasa de decaimiento asociada al fenómeno acústico de la reverberación ha sido calculada, el tiempo de reverberación que tarda en decaer 60dB el campo de presiones se puede calcular con la simple fórmula $t_{rev} = 60/d_{rev}$. Un cálculo análogo se podría realizar para obtener el tiempo de reverberación asociado a un decrecimiento de 20dB, 30dB, etc. De la misma forma, otras normas podrían ser seguidas para la obtención de la tasa de decaimiento, véase por ejemplo un estudio experimental detallado en [10].

Además de este procedimiento para calcular la tasa de decaimiento, también se han considerado otras dos alternativas numéricas asociadas a la evolución del tiempo del campo de presiones. En la primera de ellas se

calcula la regresión lineal del nivel de presión sonora en cada paso $t_j = j\Delta t$ sin tener en cuenta los promedios locales descritos anteriormente. En la segunda, el cálculo de la regresión lineal se realiza sobre los valores de la raíz de la media cuadrática del campo de presión calculada sobre el recinto interior completo en cada paso de tiempo. De este modo, no se restringirían los valores de presión solo a las posiciones de los micrófonos, como se ha hecho en las dos estrategias antes descritas.

3.4. Simulación numérica de un problema bidimensional simple

Para validar la metodología de cálculo y la implementación realizada de la discretización espacio-temporal, se ha considerado un problema simple en una geometría bidimensional. Con este objetivo, se ha utilizado un dominio rectangular Ω con una pared absorbente (Γ_I), la pared opuesta que actúa como un pistón rígido (Γ_L) y dos paredes rígidas (Γ_N). Se han fijado seis puntos en los que se mide el campo de presiones (micrófonos) en el interior del dominio Ω . La representación esquemática de este dominio se muestra en la Figura 5.

Esta simulación bidimensional se realiza con una superficie absorbente que consiste en recubrir una de las paredes de la cámara con una capa de material absorbente de espesor finito. Para resolver el problema (4), en primer lugar, es necesario conocer los valores de α_s y β_s asociados a este recubrimiento absorbente. Para caracterizar el material poroso, se ha utilizado el modelo de Miki [11], aunque también se podría haber utilizado cualquier otro modelo paramétrico de tipo fluido-equivalente para materiales porosos de matriz sólida rígida. En este modelo, se han utilizado como paráme-

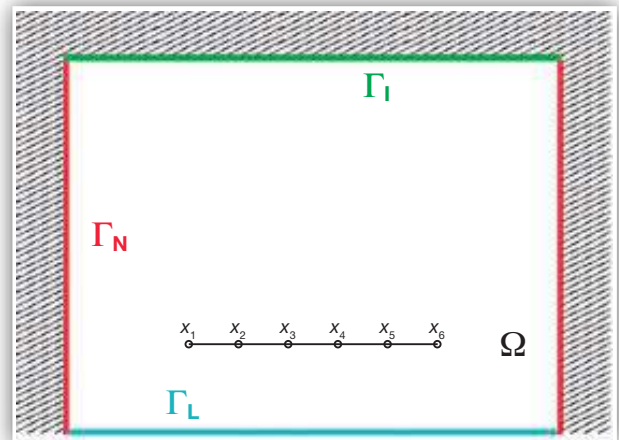


Figura 5. Dominio computacional formado por una cavidad rellena de un fluido compresible (aire) con una pared absorbente (Γ_I), una pared que actúa como pistón rígido (Γ_L) y dos paredes rígidas (Γ_N). Los seis micrófonos están situados en los puntos x_1, \dots, x_6 .

tros la porosidad 0.92, la resistencia al flujo $2.6 \times 10^5 \text{ N m}^{-4} \text{ s}$, una tortuosidad próxima a 1.0 y el factor de forma $M'' = 0.85$. Con estos valores incluidos en el modelo de Miki, es fácil calcular la impedancia superficial del material Z_j para cada frecuencia angular ω_j de interés. Por tanto, se debe resolver un problema de ajuste reflejado en la ecuación (11) para encontrar los valores óptimos α_s y β_s , los cuales minimizan la distancia entre los valores analíticos proporcionados por el modelo de reacción local y los proporcionados por el modelo de Miki en términos de la impedancia de superficie del recubrimiento absorbente de la cámara:

$$(\alpha_s^*, \beta_s^*) = \arg \min_{\alpha_s > 0, \beta_s > 0} \left(\frac{\sum_{j=1}^n |Z_j - Z_{\text{anl}}(\omega_j, \alpha_s, \beta_s)|^2}{\sum_{j=1}^n |Z_j|^2} \right) \quad (11)$$

donde $Z_{\text{anl}}(\omega_j, \alpha_s, \beta_s) = \beta_s + i\alpha_s / \omega_j$. Los valores obtenidos al resolver el problema de ajuste (11) son $\alpha_s = 265 \text{ N s m}^{-3}$ y $\beta_s = 6.0 \times 10^6 \text{ N s m}^{-3}$. Los resultados numéricos obtenidos en este ajuste se muestran en la Figura 6.

Al usar los valores óptimos de α_s y β_s obtenidos con el problema de ajuste (11) es posible resolver el problema de evolución temporal y calcular el nivel de presión sonora en cada frecuencia angular. En la Figura 7 se muestra en línea azul los valores del SPL calculado. La línea roja son los valores del nivel de presión sonora utilizando la raíz de la media cuadrática (norma L_2) del campo de presiones en lugar de la evaluación puntual del campo de presión en las ubicaciones de los micrófonos.

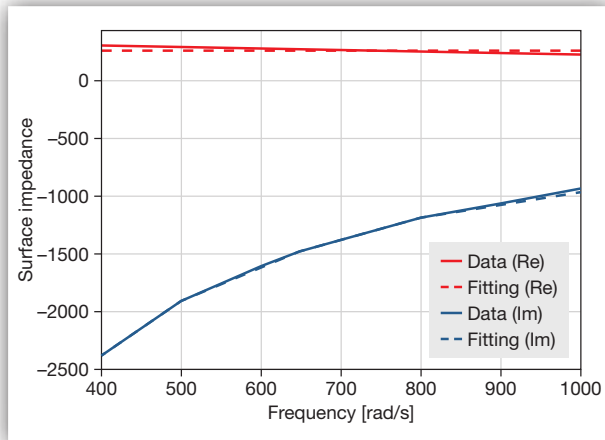


Figura 6. Parte real (líneas rojas) e imaginaria (líneas azules) del ajuste de los datos de impedancia de superficie del recubrimiento absorbente. Las líneas continuas son los datos de Miki, calculados con el modelo poroso de Miki, y las líneas discontinuas son los valores del ajuste.

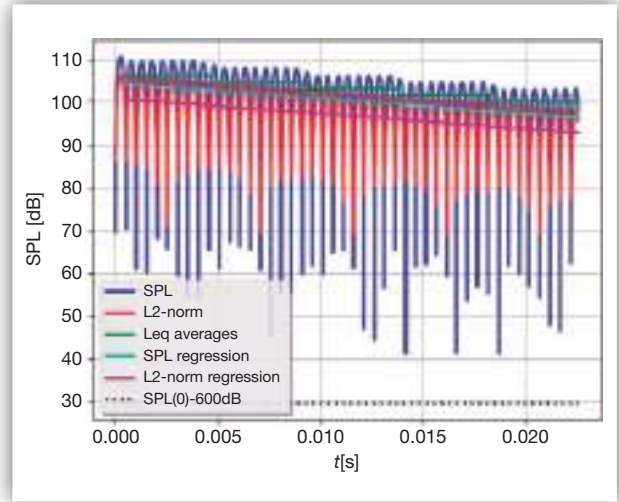


Figura 7. Nivel de presión sonora a 1000 Hz, calculado utilizando los valores de impedancia $\alpha_s = 265 \text{ N s m}^{-3}$ y $\beta_s = 6.0 \times 10^6 \text{ N s m}^{-3}$. La línea azul son los valores a partir de la solución numérica del problema (4), en rojo se representan los valores calculados mediante la norma L_2 del campo de presiones, en verde los valores promedio L_{eq} calculados en cada una de las ventanas temporales, la línea cian es la recta de regresión calculada globalmente mediante los valores SPL y la línea magenta es la recta de regresión calculada globalmente mediante la norma L_2 del campo de presiones.

Es fácil observar que hay un decaimiento global en el nivel de presión sonora a medida que pasa el tiempo. Las líneas verdes son las líneas de regresión calculadas utilizando los valores de L_{eq} calculados con la expresión (6) en algunas ventanas de tiempo. Además, la línea de regresión se ha calculado también globalmente utilizando los valores del SPL (línea cian) en cada paso de tiempo y utilizando la evolución del tiempo de la raíz de la media cuadrática de la presión en toda la cámara (línea magenta).

Como se puede apreciar en la Figura 7, en este caso simple las rectas de regresión usando valores puntuales del campo de presiones o teniendo en cuenta la norma en el recinto computacional completo son aproximadamente paralelas, lo que equivale a decir que sus tasas de decaimiento son muy próximas. Sin embargo, la realización de promedios locales permite obtener una predicción más robusta de este decaimiento, ya que es más robusto frente a errores numéricos en los valores del campo de presiones utilizado en el cálculo.

4. Conclusiones

En este trabajo, se han descrito algunas herramientas sencillas de simulación numérica que permiten la caracterización acústica de materiales absorbentes en presencia de un campo difuso. Puesto que el método de ensayo utilizado para medir los datos experimentales es una cámara reverberante, es fundamental cuantificar la

difusividad de un campo de presiones generado en el interior de la cámara. En la Sección 2 se han definido el concepto de campo difuso, así como la isotropía y la homogeneidad, que son los indicadores numéricos utilizados para cuantificarlo. En la Sección 3, se ha descrito una metodología numérica basada en una discretización completa del problema de evolución en tiempo de la propagación de ondas en el interior de la cámara. Se ha discretizado utilizando un método de elementos finitos en combinación con un esquema de avance temporal de tipo implícito. Siguiendo la norma ASTM C423-09 y calculando promedios locales del nivel de presión sonora en varias ventanas de tiempo, es posible calcular la tasa de decaimiento y el tiempo de reverberación de una cámara reverberante en presencia de una muestra de material absorbente. En ambos casos tanto la modelización matemática como los métodos numéricos propuestos permiten explorar de forma virtual el comportamiento acústico de una cámara reverberante (antes de su posible construcción) y posibilita la evaluación de la absorción en campo difuso de materiales absorbentes (con los que explorar de forma eficiente materiales de diferentes porosidades, resistividades al flujo, etc.)

5. Referencias

- [1] J. Brunskog, M. Nolan, J. L. Davy. Estimating the diffuseness of sound fields: A wavenumber analysis method. *The Journal of the Acoustical Society of America* 141(5):3784–3784, 2017.
- [2] M. Nolan, E. Fernandez-Grande, J. Brunskog, C. H. Jeong. A wavenumber approach to quantifying the isotropy of the sound field in reverberant spaces. *The Journal of the Acoustical Society of America* 143(4), 2514–2526, 2018.
- [3] M. Nolan, M. Berzborn, E. Fernandez-Grande. Isotropy in decaying reverberant sound fields. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 148(2), 1077–1088, 2020.
- [4] S. M. Baxter, C. L. Morfey. Angular distribution analysis in acoustics (Vol. 17). Springer, 2012.
- [5] E. G. Williams. Fourier Acoustics: Sound Radiation and Near-Field Acoustical Holography, Academic Press. Capítulo 2, 1999.
- [6] K. J. Bathe. Finite element procedures. Prentice Hall, 1996.
- [7] P. A. Raviart, J. M. Thomas. A Mixed Finite Element Method for Second Order Elliptic Problems, volume 606, pages 292-315. Springer, 1977.
- [8] N. M. Newmark. A method of computation for structural dynamics. *Journal of Engineering Mechanics*, ASCE, Vol. 85 (EM3), 67-94, 1959.
- [9] G. Noh, K. J. Bathe. An explicit time integration scheme for the analysis of wave propagations. *Computers & Structures*, 129:178-193, 2013.
- [10] M. S. Bischel, K. P. Roy, J. V. Greenslade. Comparison of ASTM and ISO sound absorption test methods. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 123(5):3189, 2008.
- [11] Y. Miki. Acoustical properties of porous materials, generalization of empirical models. *Journal of the Acoustical Society of Japan (E)*, 11:25-28, 1990.