

REFLEXIÓN DE ONDAS ACÚSTICAS POR CRISTALES DE SONIDO: APLICACIÓN AL RUIDO EN LANZAMIENTO DE COHETES ESPACIALES

PACS: 43.35.Bf

L.J. Salmerón-Contreras¹, A. Cebrecos^{2,3}, N. Jiménez^{2,3}, L.M. García-Raffi¹, R. Picó²,
J. Redondo², V. Romero-García³, V.J. Sánchez-Morcillo² y K. Staliunas⁴

¹Instituto Universitario de Matemática Pura y Aplicada, Universitat Politècnica de València.
Camí de Vera s/n. 46022 València. E-mail: luisalco@epsg.upv.es,

²Instituto de Investigación para la Gestión Integrada de Zonas Costeras, Universitat Politècnica
de València – Campus de Gandia. Paraninf 1, 46730, Grao de Gandia, València.

³L'Université Nantes Angers Le Mans, Université du Maine. CNRS LAUM UMR 6613, Av. O.
Messieaen, 72085 Le Mans, France.

⁴ICREA, Departament de Física i Enginyeria Nuclear, Universitat Politècnica de Catalunya.
Colom 11, E-08222 Terrasa, Barcelona.

ABSTRACT

In this work we present the experimental results of dispersion of acoustic waves by sonic crystals –periodic distribution of scatters embedded on a fluid with present high-contrast physical properties-. We analyzed the distribution of reflected intensity in far field and near field when an ultrasonic beam impinges on a sonic crystal in different configurations, where sonic crystals are located on a duct. The main target is to apply those ideas to the intense acoustic field generated by the launch of the VEGA rocket in a project with European Space Agency.

RESUMEN

En este trabajo se presentan resultados experimentales de la dispersión de las ondas acústicas en los cristales de sonido -distribución periódica de dispersores en un fluido frente al cual presentan un fuerte contraste de las propiedades físicas-. Analizamos la distribución de la intensidad reflejada en campo lejano y cercano, cuando una haz ultrasónico incide sobre un cristal de sonido emplazado en diferentes configuraciones, donde los cristales se colocan sobre un canal. El objetivo es aplicar estas ideas al campo acústico intenso que se genera en el despegue del cohete VEGA. Este trabajo se enmarca en el contexto de un proyecto Innovation Triangle Initiative (ITI) con la Agencia Espacial Europea.

1. INTRODUCCIÓN

Los cristales de sonido son sistemas pasivos que se pueden utilizar para el control de la propagación de ondas acústicas. En general, están formados por una distribución **periódica** de un elemento dispersor en un medio homogéneo fluido. Por ejemplo, un cristal de sonido clásico, periódico en dos dimensiones, es un conjunto de cilindros (metálicos) ordenados en un fluido (por ejemplo, aire) formando una malla cuadrada (véase la Fig. 1). La diferencia entre las propiedades físicas de los distintos dispersores y el medio huésped provoca numerosas reflexiones de la onda acústica. Por otra parte, la geometría del dispersor y su distribución en el medio, se pueden diseñar de tal manera que el campo acústico presente propiedades interesantes al interactuar con esta clase de sistemas.

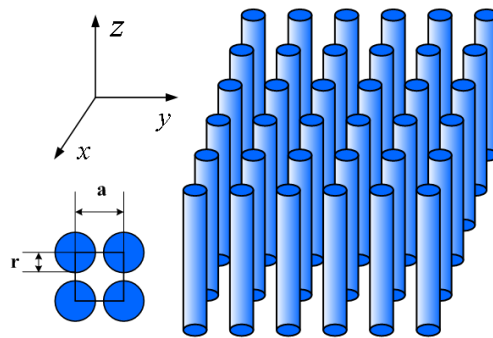


Fig. 1. Cristal de sonido con periodicidad en x e y , formado por dispersores cilíndricos dispuestos en una malla rectangular.

Dentro de estos efectos, uno destacable debido a la modulación periódica de las propiedades acústicas a lo largo del conjunto, es la presencia de rangos de frecuencia para los cuales las ondas no se pueden transmitir a través de él, ya que son evanescentes. En analogía con los sólidos cristalinos, a estos rangos de frecuencia se les denomina en la literatura bandas prohibidas (“**band gap**” en inglés) y es un fenómeno que depende de la dirección de incidencia de las ondas, tratándose de una banda prohibida completa (“full band gap”) si el fenómeno sucede para cualquier ángulo de incidencia. Esta propiedad, permite el diseño y concepción de un cristal de sonido como un dispositivo pasivo capaz de actuar como filtro frecuencial, y que ha sido utilizado, por ejemplo, para la fabricación de pantallas acústicas [1,2]. Para rangos de frecuencia para los cuales la longitud de onda es mayor que la periodicidad del cristal, la onda se propaga a través de éste como si fuera un medio con propiedades acústicas efectivas (régimen de homogeneización), que son en función de las propiedades de los dispersores y el medio huésped. Además, se pueden diseñar dispositivos basados en cristales de sonido que, según el rango de frecuencias considerado, sean capaces de colimar, focalizar o filtrar espacialmente el haz acústico, diseñando guías de onda, existiendo una amplia literatura al respecto. En particular, en este trabajo, hemos tomado como referencia aquellos que están dedicados a la reflexión y dispersión de ondas acústicas por cristales de sonido [3,4,5].

Estas propiedades son bien conocidas cuando se refieren a la transmisión, sin embargo, los aspectos relativos a la reflexión de las ondas sonoras por cristales, y en particular la distribución espacial del campo reflejado, han sido mucho menos estudiados. El estudio de la reflexión por cristales abre un amplio campo de posibles aplicaciones relacionadas con el control de la reflexión del sonido. En este trabajo, el estudio de las propiedades del campo reflejado por un cristal se ha planteado con el objetivo adicional de reducir el nivel de ruido reflejado especularmente, en un contexto muy particular: el despegue de cohetes espaciales. Se trata de uno de los eventos sonoros más extremos entre los creados por el ser humano, llegando a alcanzarse intensidades próximas a los 200 dB. Esto sucede principalmente durante la fase de ignición y despegue, en la que es necesaria una gran cantidad de energía de propulsión para poner la nave en órbita. Este ruido generado experimenta la reflexión sobre la

base de despegue (launchpad), situada a pocos metros de las fuentes sonoras (los motores), tras la cual regresa a la nave antes de que ésta haya despegado, provocando fuertes vibraciones que pueden dañar la carga que se desea poner en órbita, habitualmente satélites (véase Fig. 2). Entre las alternativas para reducir este impacto, una posibilidad sería actuar sobre la fuente que lo genera, y otra actuar sobre la onda generada. La estrategia propuesta aquí se basa en la actuación sobre el ruido reflejado que posteriormente impacta sobre la aeronave. Las condiciones del problema imponen numerosas restricciones. Además de ser un evento sonoro extremo, el despegue viene acompañado por la generación de flujos de gases a muy alta temperatura, por lo que, el sistema empleado debe caracterizarse por ser permeable a los gases y capaz de resistir ambientes térmicos y dinámicos de alta intensidad. Por esta razón, la dispersión acústica que producen los cristales de sonido, junto con la resistencia de sus elementos dispersores (por lo general, lleva asociada una alta impedancia acústica) y la separación entre éstos (que permite el flujo de gases), hace de este elemento un candidato para esta aplicación.

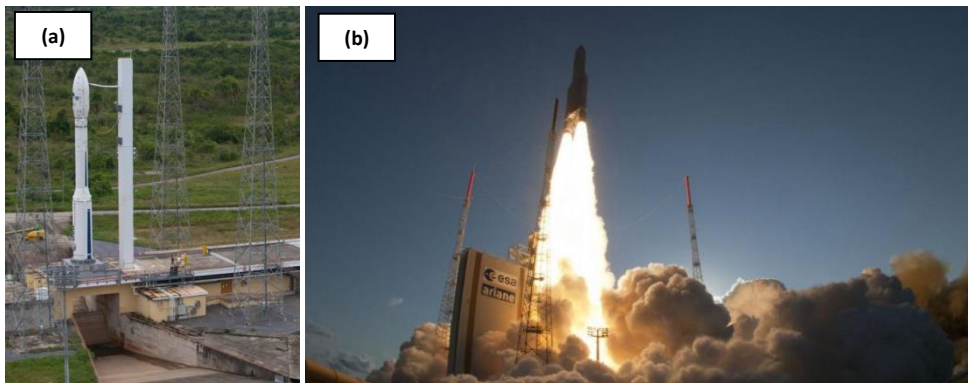


Fig. 2. (a) Detalle de la plataforma de despegue del cohete VEGA.
(b) Instantánea durante la fase de despegue del cohete ARIANE 5.

El objetivo de este trabajo es analizar la reflexión de ondas sonoras por cristales de sonido, y analizar la dispersión espacial del sonido producida por estos en función de diferentes parámetros estructurales de los cristales considerados. Para demostrar la aplicabilidad de estos dispositivos en el problema comentado, se ha realizado un ensayo acústico con un modelo a escala de la base de lanzamiento de cohetes. Para ello, se ha trabajado en rango ultrasónico y en agua en lugar de aire, permitiendo así reducir la escala del caso real; con un modelo simplificado de la plataforma de despegue, y con cuatro cristales de sonido a estudio diseñados mediante impresión 3D en titanio (véase Apartado 2). A su vez, se ha trabajado con una señal de banda ancha que nos permite obtener la respuesta al impulso del sistema para, posteriormente, separar la onda incidente y reflejada (véase Apartado 3). Por último, con la onda reflejada discriminada, se obtienen las propiedades del campo por efecto de dispersión de la estructura a prueba.

2. CONFIGURACIÓN EXPERIMENTAL

Para llevar a cabo este estudio experimental, se ha dispuesto en un tanque de agua, para medir en rango ultrasónico, una superficie reflectante que representa un modelo simplificado de la plataforma de despegue, similar a las configuraciones que se emplean en la actualidad. Esta estructura consta de un canal de forma rectangular abierto por los laterales (que en el sistema real sirven para evacuar los gases emitidos por los motores de propulsión) en el que se insertan los cristales de sonido bajo estudio (véase Fig. 3-(a)). El resto de la configuración experimental consta de la fuente sonora que es un transductor ultrasónico (equivalente al ruido de los motores), un hidrófono y tres ejes de posicionamiento motorizados para escanear las áreas de interés.

Aunque la zona de estudio del campo acústico es tridimensional, para este trabajo se han considerado dos secciones bidimensionales dado el gran volumen de datos y tiempo de medida: un plano de medida horizontal (perpendicular al cristal de sonido) para analizar los efectos en reflexión en campo cercano y otro vertical (paralelo a la estructura) mediante el cual se extraen los parámetros en campo lejano mediante una transformada de Fourier espacial; ambos planos se definen de tal manera que cubran la zona próxima a la estructura y a una distancia adecuada para poder separar la onda incidente y reflejada en el post-procesado (véase Fig. 3-(b)).

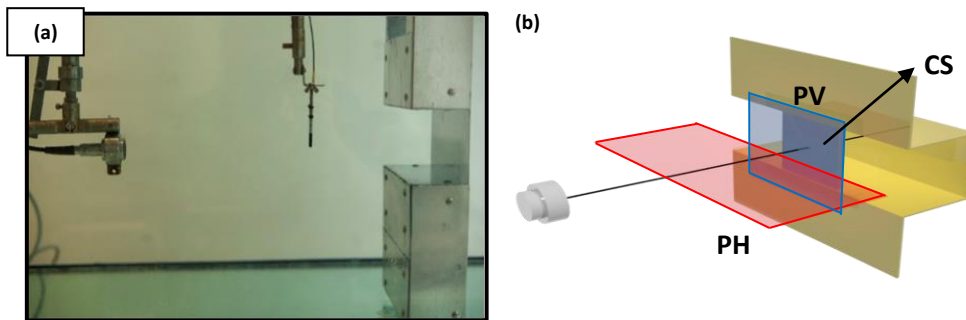


Fig. 3. (a) Configuración experimental. (b) Esquema tridimensional del dispositivo experimental con las áreas de medida sombreadas: PH, plano horizontal (rojo); PV, plano vertical (azul); y CS, cristal de sonido (gris).

Se fabricaron cuatro estructuras de cristal de sonido en polvo de titanio mediante impresión 3D. En su diseño se consideraron los dispersores con forma cuadrada de lado L , y se tuvieron en cuenta dos tipos de redes periódicas (cuadrada y triangular) siendo a la separación entre distintos dispersores, y dos factores de llenado, f , alto y bajo (f es una medida de la relación entre el volumen ocupado por los dispersores, con respecto al volumen total; en el caso de la red cuadrada, tiene el valor $f = (L/a)^2$ y para la red triangular $f = 4L^2/(\sqrt{3}a^2)$, véase Fig. 4).

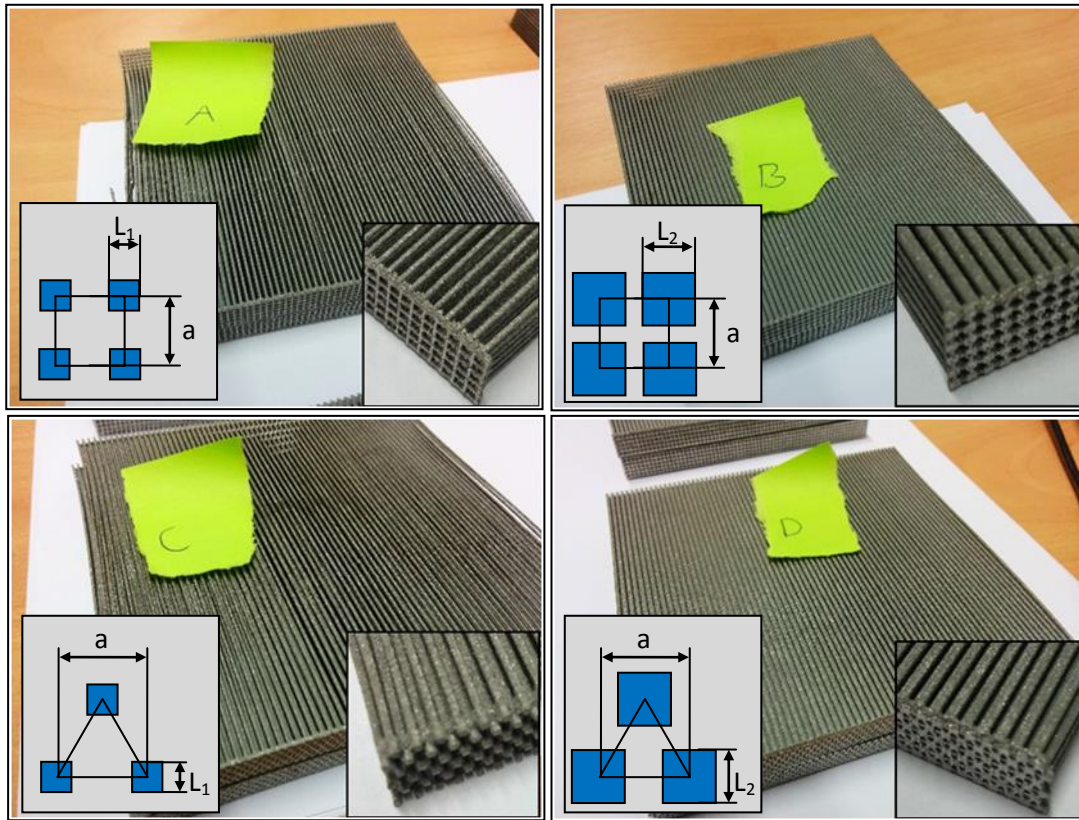


Fig. 4. Cristales de Sonido utilizados para el ensayo experimental.

Para la fabricación de las estructuras se han considerado dos tamaños de dispersores $L_1 = 0,45mm$ y $L_2 = 0,9mm$, siendo la constante de red $a = 1,45mm$. Este último factor junto con el fluido en el que se sumerge la estructura (agua), determina la frecuencia central a la que se sitúa el *band gap*, $f_{BG} = 517kHz$. En la Fig. 5 se puede observar la relación de dispersión, calculada numéricamente, de las cuatro estructuras fabricadas. En cada una se aprecian la primera y segunda bandas de propagación, observándose que alrededor de la frecuencia central del *band gap*, para una dirección dada, no hay definida ninguna banda, lo cual indica que la propagación está prohibida en ese rango de valores, siendo la distancia entre ambas bandas, la anchura del *gap*. Además, también se observa que para la estructura D, las bandas no son tangentes en ningún punto, lo cual implica que el *band gap* es completo para cualquier dirección de propagación (*full band gap*).

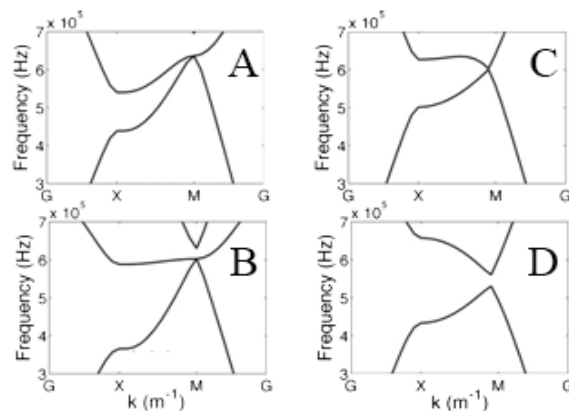


Fig. 5. Relación de dispersión de los cristales de sonido.

3. PROCESADO DE SEÑAL

Para el estudio de la respuesta de la estructura en reflexión y en banda ancha se ha seguido la técnica de medida de la respuesta al impulso mediante una señal modulada de forma logarítmica en frecuencia (chirp) [6]. Matemáticamente este chirp se puede describir como

$$x(t) = \sin[\theta(t)] = \sin[K \cdot (e^{t/L} - 1)],$$

cuya frecuencia instantánea es

$$\omega(t) = \frac{d[\theta(t)]}{dt} = \frac{K}{L} e^{t/L}.$$

Imponiendo como condición que en el instante inicial de la señal $t = 0$ la frecuencia tome el valor $\omega(t)|_{t=0} = \omega_1$ y en el instante final $t = T$ el valor $\omega(t)|_{t=T} = \omega_2$, se pueden deducir las constantes

$$K = \frac{\omega_1 \cdot T}{\ln\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)}, \quad L = \frac{T}{\ln\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)}$$

obteniéndose así una señal de duración T cuya frecuencia varía logarítmicamente desde ω_1 hasta ω_2 (véase Fig. 6(a)). Esta señal de entrada se inyecta en el sistema, cuya respuesta al impulso $h(t)$ se desconoce, obteniéndose una respuesta $y(t) = x(t) * h(t)$. Utilizando la función inversa $x^{-1}(t)$ ($x(t) * x^{-1}(t) = \delta(t)$) [7]

$$x^{-1}(t) = x(T - t) \cdot \frac{\omega_1}{\omega(t)} \quad \forall t \in [0, T],$$

se puede obtener la respuesta al impulso del sistema $h(t)$ haciendo la convolución con la respuesta medida, $h(t) = x^{-1}(t) * y(t)$.

Una vez obtenida la respuesta al impulso, mediante criterios geométricos o tiempos de propagación, se enventana la señal en cada punto de medida para obtener la reflexión producida por la estructura bajo test. Las señales temporales descritas en el procesado de señal se pueden ver en la Fig. 6.

Una vez post-procesada la señal se puede observar como el cristal utilizado en el ejemplo tiene una respuesta temporal más larga que la señal incidente y, además, que la cavidad situada detrás de éste provoca resonancias dado que, parte de la onda puede atravesarlo, reflejarse en el fondo y volver a atravesarlo repetidas veces (Fig. 6-(e)).

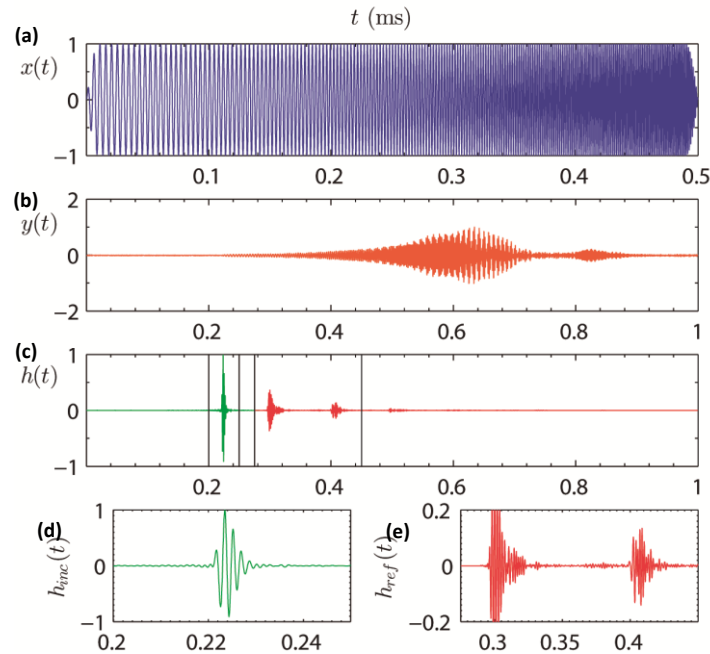


Fig. 6. (a) Señal de entrada emitida por el transductor. (b) Señal a la salida del sistema, recibida por el hidrófono. (c) Respuesta al impulso obtenida mediante post-procesado. (d) y (e) separación de las respuestas de la señal incidente y reflejada respectivamente.

4. RESULTADOS

Todas las medidas realizadas en este trabajo se han llevado a cabo en el rango de los ultrasonidos, empleandocomo emisor un transductor *Olympus Panametrics A301S* de frecuencia 0.5MHz, y 1" diámetro (25mm), y un hidrófono *ResonTC4038*, utilizado para medir una señal de banda ancha desde 200kHz hasta 800kHz.

Para el análisis de la dispersión espacial del campo de presión tras la reflexión se han escogido tres frecuencias significativas, 300kHz, 550kHz y 660kHz, correspondientes a tres rangos de funcionamiento de los cristales de sonido: primera banda de propagación (300kHz), *band gap* (550kHz), y segunda banda de propagación (650kHz), respectivamente.

Las medidas en campo cercano se hicieron desplazando el hidrófono en el plano horizontal de la Fig. 3(b). En la Fig. 7-(a), se muestran los mapas de presión en campo cercano correspondientes a las tres frecuencias de estudio en el caso de la reflexión por un plano rígido situado en la misma posición dónde se ubican los cristales. Esta medida experimental se usará como referencia. A modo de ejemplo, se presenta aquí el análisis del caso de la estructura que hemos etiquetado como C, correspondiente a un cristal de sonido de red triangular y bajo factor de llenado ($f = 22,2\%$) en la Fig. 7-(b). Por lo general, el comportamiento de los cristales de sonido en el *band gap*, es muy similar al del plano rígido, ya que toda onda que incide sobre un cristal de sonido a la frecuencia del *band gap*, al no poder ser transmitida a través de él, resulta reflejada de manera casi especular. Este fenómeno es tanto más acentuado cuanto mayor es el factor de llenado. Por esta razón, debido al bajo factor de llenado, la estructura C presenta una mayor dispersión del campo acústico reflejado. Para frecuencias por debajo del *band gap*, existen diferencias respecto al reflector plano en lo referente a la distribución energética del campo acústico en el espacio, viéndose en la zona central (zona de especial interés dado que, en el sistema simulado, es donde se localizaría el cohete) una reducción importante del nivel sonoro. Dado que el cristal muestra una alta transmisión para dichas frecuencias, podemos inferir que la onda que atraviesa el cristal, llega al fondo del canal y se refleja atravesando de

nuevo el cristal, favoreciendo la atenuación debido a la propagación. Por encima del band gap, los efectos de periodicidad y de dispersión de bragg se vuelven importantes. Las ondas en el cristal sufren un fenómeno de dispersión múltiple, lo que da lugar a dispersión tanto espacial como temporal, como refleja el mapa correspondiente a 660kHz (Fig. 7-(b)).

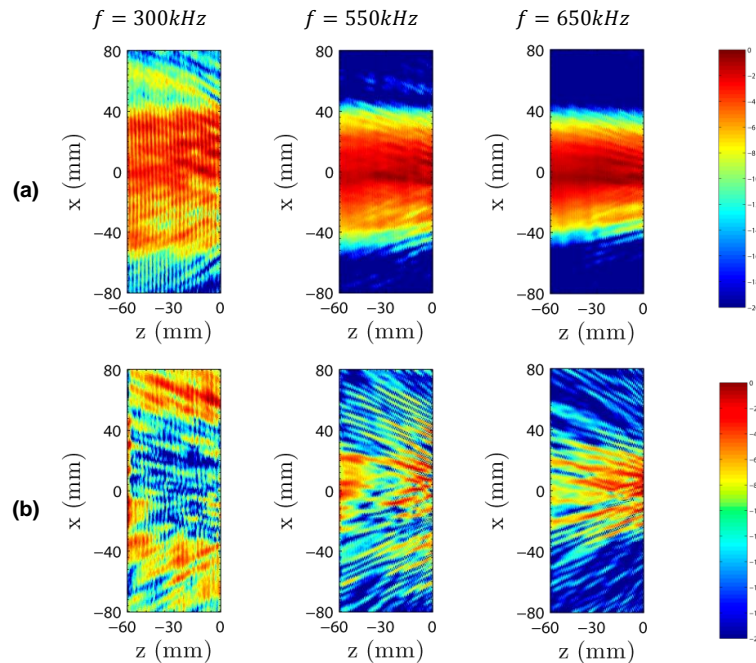
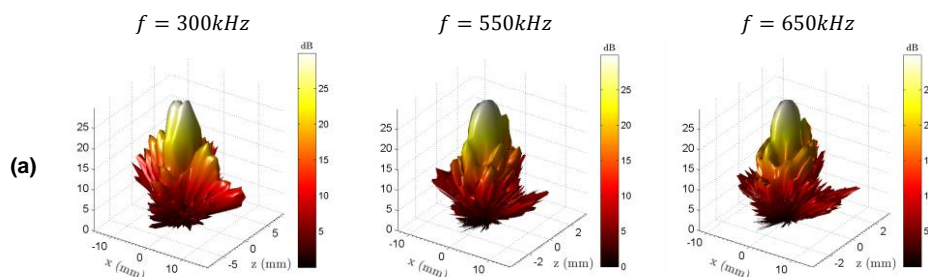


Fig. 7. Campo acústico reflejado por: **(a)** un plano rígido plana reflectante y **(b)** el cristal de sonido C, a tres frecuencias de trabajo: 300kHz, 550kHz y 650kHz.

La dispersión espacial, se aprecia más claramente con el cálculo del campo lejano. Mediante el plano vertical medido (véase Fig. 3-(b)), se realiza una transformación a campo lejano dónde se pueden analizar las direcciones privilegiadas de propagación del campo acústico. En la Fig. 8 se ha representado de nuevo, para los casos de plano rígido y la estructura C, dicha transformación a campo lejano. A primera vista, vemos que la distribución angular difiere, sobre todo para ángulo de reflexión especular (0°), siendo claramente más disperso en el caso de 650kHz para el cristal que para el plano rígido. También, se han medido el resto de estructuras: red cuadrada con factor de llenado bajo (Estructura A), red cuadrada con factor de llenado alto (Estructura B) y red triangular con factor de llenado alto (estructura D). En la Fig. 9 se representa el coeficiente de difusión definido según la norma ISO/CD17497-2 para el conjunto de las cuatro estructuras.



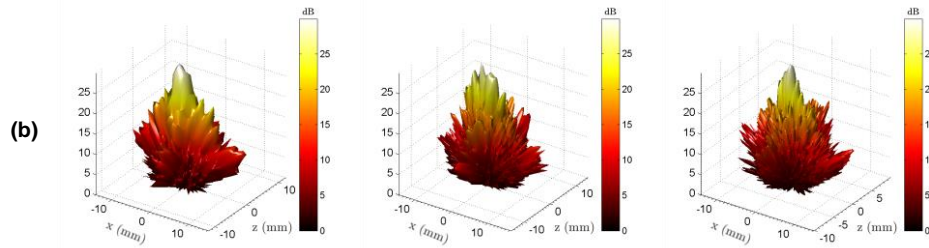


Fig. 8. Campo lejano reflejado para: (a) un plano rígido y (b) un cristal de sonido C, a tres frecuencias de trabajo: 300kHz, 550kHz y 650kHz.

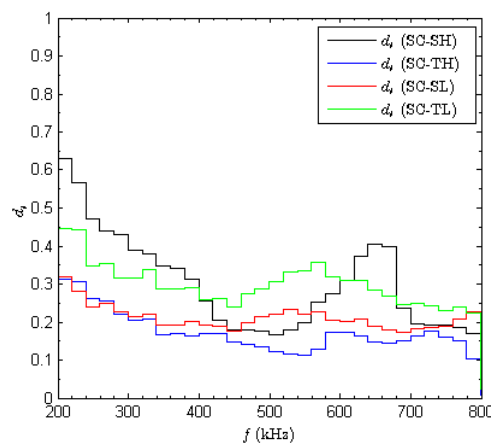


Fig. 9. Coeficiente de difusión: Estructura A (rojo), Estructura B (negro), Estructura C (verde) y estructura D (azul).

Con este estudio, se han analizado las propiedades de reflexión de los cristales de sonido y se ha probado la aplicabilidad de estos elementos como dispersores acústicos en reflexión al disponerlos en la entrada de una cavidad resonante abierta por los laterales. Resulta de interés, la realización futura de un estudio de mayor profundidad con fuentes más parecidas a las reales (cohetes), es decir, con un ancho de haz más grande y a potencias superiores, llegando al régimen no lineal. Además, es necesario tener en cuenta la peculiar geometría de la plataforma de despegue (véase Fig. 2-(a)), su forma en pendiente está optimizada para la evacuación de gases, pero no con criterios acústicos.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo ha sido financiado por el programa ITI (Innovation Triangle Initiative) de la Agencia Espacial Europea (ESA) bajo el contrato 4000110685/14/NL/SC.A su vez, también ha contado con el apoyo del Ministerio de Economía y Competitividad, proyectos FIS2011-29731-C02-02 y MTM2012-36740-C02-02.

BIBLIOGRAFÍA

[1]V. Romero-García; J. V. Sánchez Pérez; L. M. García Raffi. "Tunable wideband bandstop acoustic filter based on two-dimensional multiphysical phenomena periodic systems". J. Appl. Phys. 110, 149041 - 149049 (2011).

[2] Vicent Romero-García, Sergio Castiñeira-Ibáñez, Juan Vicente Sánchez-Pérez, Lluís Miquel García-Raffi. "Design of wideband attenuation devices based on Sonic Crystals made of multi-phenomena scatterers". Société Française d'Acoustique Acoustics 2012, Apr 2012, Nantes, France.<hal-00810973>

[3] R. P. Moiseyenko, S. Herbison, N. F. Declercq, and V. Laude. "Phononic crystal diffraction gratings". J. Appl. Phys. 111, 034907 (2012).

[4] R.P. Moiseyenko, J.Liu, N. F. Declercq and V. Laude. "Blazed phononic crystal grating". Appl. Phys. Lett. 102, 034108 (2013).

[5] J. Redondo, R. Picó, V. J. Sánchez-Morcillo, W. Woszczyk, "Sound diffusers based on sonic crystals." J. Acoust. Soc. Am. 134, 4412 (2013)

[6] Angelo Farina, "Simultaneous measurement of impulse response and distortion with a swept sine technique", Presented at the 108th AES Convention, Paris, France, 2000.

[7] Meng, Q., et al. "Impulse response measurement with sine sweeps and amplitude modulation schemes." IEEE. 2008 2nd International Conference on Signal Processing and Communication Systems. 2008.