

INTERFERENCIA DE ONDAS ACÚSTICAS EN LA CALIBRACIÓN PRIMARIA DE MICRÓFONOS POR RECIPROCIDAD EN CAMPO LIBRE

Salvador Barrera Figueroa¹, Knud Rasmussen¹, Finn Jacobsen¹, Lorenzo Marcos Muñiz Mendoza² y Vicente Cutanda Henríquez²

¹) Acoustic Technology. Ørsted-DTU, Technical University of Denmark
Building 352, DK-2800, Kgs. Lyngby, Dinamarca
Tel. (+45) 4525 3930 - www.dat.dtu.dk

²) Centro Nacional de Metrología, División de Vibraciones y Acústica
Carretera a los Cués, km 4.5. El Marqués, Querétaro, CP 76241
Tel. (+52) 442 211 0500, e-mail: vcutanda@cenam.mx

Resumen: La calibración primaria de micrófonos se realiza empleando el método de reciprocidad, que implica el uso de tres micrófonos que se miden de dos en dos. Uno de los micrófonos en cada pareja actúa como emisor de ondas acústicas y otro como receptor. Se trata de transductores recíprocos. Este método se puede aplicar utilizando un acoplador donde se introducen los micrófonos (calibración en presión) o en un ambiente acústico anecoico (calibración en campo libre). En este último caso, el que nos ocupa, la suposición de que los micrófonos actúan como fuentes sonoras puntuales implica que el efecto de la reflexión de las ondas en los cuerpos de los micrófonos deba ser comprendido y evitado en lo posible. Este efecto se ha dado en llamar de “onda estacionaria” entre los dos micrófonos. En este artículo se analiza este comportamiento y las soluciones que se han propuesto, incluyendo la eliminación de estas reflexiones por filtrado de los resultados de medición en el dominio del tiempo. Adicionalmente se presentan algunas simulaciones numéricas que ilustran el fenómeno.

1. INTRODUCCIÓN

La calibración primaria de micrófonos es una técnica probada y bien fundamentada que emplea el método de reciprocidad, en el que la sensibilidad de los micrófonos se determina de forma absoluta.^{1,2,3} Existen dos variantes de esta técnica: calibración en presión y calibración en campo libre. En ambas se emplea una tríada de micrófonos que son medidos por parejas, con uno de ellos actuando como emisor y el otro como receptor de ondas acústicas, dado que se trata de transductores recíprocos. Para la calibración en presión ambos micrófonos se colocan en los extremos de una cavidad cilíndrica cerrada con longitudes y diámetro comparables al diámetro de los micrófonos, donde se asume que las ondas acústicas son planas.

La calibración en campo libre, que nos ocupa en el presente artículo, implica la colocación de los micrófonos, uno frente al otro, en los extremos de barras del mismo diámetro que los mismos micrófonos. Este arreglo se monta en el interior de un recinto anecoico, donde se reducen al mínimo las reflexiones en las paredes.¹

El modelo de la medición asume que los micrófonos actúan como fuentes puntuales, es decir, que no perturban el campo acústico y que emiten ondas esféricas, al menos en la dirección de su eje y hacia el frente, donde se encuentra el segundo micrófono. La medición se realiza a diferentes distancias entre los micrófonos. Esta distancia no puede ser muy corta, de lo contrario la aproximación de fuente puntual no sería válida. Por otra parte la distancia no puede tampoco extenderse demasiado porque la onda acústica producida por el micrófono emisor, en especial en baja frecuencia, es tan débil que apenas es captada por el micrófono receptor. Adicionalmente, las reflexiones en las paredes del recinto, aunque débiles, cobran mayor importancia cuanto más separados están los micrófonos.

El hecho de que los micrófonos no sean en realidad fuentes puntuales implica que su presencia produzca una perturbación en el campo sonoro en que están inmersos. Dado que esto se aleja del modelo de la medición, debe ser evitado. Uno de los efectos de esta imperfección de la teoría, el que se ha descrito como de “onda estacionaria” o *interferencia*, se ha observado por varios autores.²⁻⁵ El efecto está originado por la llegada al micrófono receptor, además de la onda directamente emitida

por el micrófono emisor, de otras ondas que han sufrido sucesivas reflexiones en los cuerpos de ambos micrófonos. La atribución del efecto a una onda estacionaria deriva de la creencia de que se debe a una repetida reflexión especular de las ondas en los diafragmas paralelos de ambos micrófonos. Por esa razón se ha propuesto desviar unos pocos grados uno de los micrófonos para destruir el efecto.^{3,4} Sin embargo esta idea nunca se ha probado experimentalmente por la dificultad práctica que implica. El presente artículo se propone examinar con detalle las causas y soluciones de este fenómeno.

Recientemente se ha presentado una técnica basada en el tratamiento de los resultados de la medición en el dominio temporal aplicada a la calibración primaria de micrófonos en campo libre.⁶ Esta técnica es empleada en este artículo para analizar el efecto de la "onda estacionaria" y de la desviación de uno de los micrófonos.

Finalmente se muestran algunos cálculos realizados empleando el Método de Elementos de Contorno (BEM).⁷ La formulación empleada tiene simetría circular y no permite la desviación de los micrófonos, sin embargo los resultados sin desviación se presentan para enriquecer el análisis.⁸

2. ANÁLISIS TEÓRICO DE LA INTERFERENCIA

A pesar de la complejidad teórica del fenómeno de la interferencia, es posible obtener una impresión de los órdenes de magnitud implicados mediante modelos teóricos muy simplificados.

Para este análisis teórico vamos a considerar la relación existente entre la onda directa detectada en el micrófono receptor y la onda *secundaria*, que es el resultado de la reflexión sucesiva en los micrófonos receptor y emisor del sistema primario para calibración en campo libre.

2.1. Reflexión especular

Consideramos dos baffles rígidos, o planos infinitos, paralelos y separados una distancia d . Una fuente puntual se encuentra sobre la superficie de uno de ellos. Las ondas que emiten llegan hasta el segundo baffle, se reflejan sucesivamente en los dos baffles y vuelven a incidir en el segundo baffle como ondas secundarias después de viajar una distancia $3d$. Se puede considerar que la onda secundaria proviene de una fuente imagen de igual fortaleza que la

fuerza original, dado que los baffles son rígidos. La relación logarítmica entre la amplitud de la onda directa y de la onda secundaria será, en el punto del segundo baffle más cercano a la fuente:

$$R = 20 \log \left(\frac{d}{3d} \right) = -9.54 \text{ dB} \quad (1)$$

Y la relación entre amplitudes de ondas reflejadas a dos diferentes distancias d_1 y d_2 entre los baffles:

$$R' = 20 \log \left(\frac{d_1}{d_2} \right) \quad (2)$$

2.2. Dispersión

En casi todos los casos la longitud de onda nunca es mucho menor que los diámetros de los micrófonos, y por lo tanto la reflexión especular no representa adecuadamente el fenómeno que se produce en el caso que nos ocupa. En general se puede decir que hay una *dispersión* de la onda, y sólo una parte de su energía es reflejada.

Este fenómeno, con excepción de unas pocas geometrías muy simples, no tiene una solución analítica. Por esta razón emplearemos una de estas formas básicas, la esfera, para plantear un análisis teórico que pueda dar una primera idea de las relaciones y tendencias que se manejan en este fenómeno. La presión acústica dispersada por una esfera de radio a en el origen de coordenadas y con variación armónica $e^{-i\omega t}$ viene dada por la expresión⁹

$$p_s(r, \theta) = -A \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ (2m+1) i^{m+1} e^{-i\delta_m} \sin \delta_m P_m(\cos \theta) h_m(kr) \right\} \quad (3)$$

donde el ángulo δ_m es

$$\delta_m = \arctan \left\{ \frac{(m+1)j_{m+1}(ka) - mj_{m-1}(ka)}{mn_{m-1}(ka) - (m+1)n_{m+1}(ka)} \right\} \quad (4)$$

La onda incidente es plana de amplitud A y dirección $\theta = 0$. j_m , n_m y h_m son respectivamente las funciones esféricas de Bessel, Neumann y Hankel de orden m . P_m es la función de Legendre de orden m , k el número de onda, y r la distancia al punto de observación.

En caso de tener dos esferas separadas una distancia r en las que sucesivamente se dispersa

una onda plana, y asumiendo que la primera onda dispersada llega a la segunda esfera como localmente plana, la onda secundaria que llega a la esfera "receptora" tiene una amplitud

$$p_{s,2} = -p_s \sum_{m=0}^{\infty} \{(2m+1) i^{m+1} e^{-i\delta_m} \sin \delta_m P_m(\cos \pi) h_m(kr)\} = \quad (5)$$

$$A \left[\sum_{m=0}^{\infty} \{(2m+1) i^{m+1} e^{-i\delta_m} \sin \delta_m P_m(\cos \pi) h_m(kr)\} \right]^2$$

La relación de esta amplitud con la presión incidente depende de: radio de las esferas, distancia entre las esferas y la frecuencia. Para frecuencias bajas ($ka \ll 1$), la ecuación (5) se puede expresar como

$$\frac{p_{s,2}}{A} \approx (ie^{-i\delta_0} \sin \delta_0 P_0(\cos \pi) h_0(kr) - 3e^{-i\delta_1} \sin \delta_1 P_1(\cos \pi) h_1(kr))^2 \quad (6)$$

$$= \left\{ \frac{e^{ikr}}{kr} \left[e^{-i\delta_0} \sin \delta_0 + 3e^{-i\delta_1} \sin \delta_1 \cos \pi \left(1 + \frac{i}{kr} \right) \right] \right\}^2$$

y se simplifica así

$$\frac{p_{s,2}}{A} = \left[\frac{e^{ikr}}{kr} \frac{(ka)^3}{3} \left(1 + \frac{3}{2} \left(1 + \frac{i}{kr} \right) \right) \right]^2 \quad (7)$$

Para el caso de altas frecuencias ($ka \gg 1$)

$$|p_s| = |A| \frac{a}{2r} \quad (8)$$

$$\left| \frac{p_{s,2}}{A} \right| = \left(\frac{a}{2r} \right)^2 \quad (9)$$

Las conclusiones que se pueden obtener son:

- En baja frecuencia la onda secundaria es de mucha menor amplitud que la onda directa, ecuación (7). Asimismo depende fuertemente de la frecuencia.
- A alta frecuencia, la relación tiende a ser independiente de la frecuencia, ecuación (9).
- A todas las frecuencias esta relación se reduce en unos 12 dB al doblar la distancia.

Para poder comparar con las ecuaciones obtenidas en 2.1, expresamos los últimos resultados de forma equivalente. En baja frecuencia

$$R \approx 40 \log \left(\frac{5 k^2 a^3}{6 d} \right) \quad (10)$$

Y en alta frecuencia

$$R = 40 \log \left(\frac{a}{2d} \right) \quad (11)$$

La variación de amplitudes de la onda secundaria a dos distancias es

$$R' = 60 \log \left(\frac{d_1}{d_2} \right) \quad (12)$$

Por otra parte, se observa que la ecuación (3) representa una presión dispersada que varía según el coseno del ángulo θ . Sin embargo, esta variación es pequeña para ángulos de unos pocos grados, como los que se pueden admitir al desviar un micrófono. Esto indica, con todas las salvedades que supone utilizar esferas, que la desviación de un micrófono no debería tener una influencia importante en el efecto de interferencia.

3. RESULTADOS EXPERIMENTALES

Para el presente trabajo se han realizado experimentos con un sistema primario de calibración de micrófonos en campo libre. La técnica de medición es la descrita en la referencia [6], es decir, frecuencia por frecuencia se mide la impedancia de transferencia eléctrica para construir una respuesta en frecuencia que, mediante una transformada rápida de Fourier (FFT) inversa, dé lugar a una respuesta impulsiva. Las mediciones se realizaron con los dos micrófonos sobre un mismo eje y con uno de ellos desviado algunos grados, como se muestra en la figura 1.

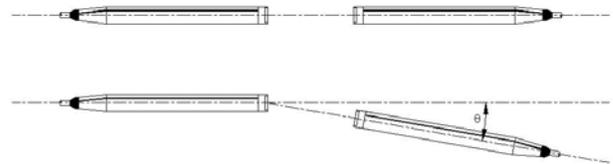


Figura 1. Arreglo experimental, coaxial (arriba) y desviado (abajo).

3.1. Incidencia frontal

Para poder comparar los resultados obtenidos usando esferas con mediciones reales, se ha recurrido a la impedancia de transferencia eléctrica ideal simulada según la referencia [6] usando un modelo de parámetros de los micrófonos. Esta función simulada $Z_{e,12}$ se modifica para tener en

cuenta los resultados en 2.2 con esferas según la expresión

$$Z'_{e,12} = Z_{e,12} \left(1 + \frac{p_s}{A} \right) \quad (13)$$

que ya tiene en cuenta la interferencia. En la figura 2(a) se muestra la respuesta impulsiva de la impedancia de transferencia eléctrica medida con dos micrófonos Laboratory Standard de una pulgada (LS1) del tipo B&K 4160. La figura 2(b) muestra el resultado simulado de la ecuación (13), equivalente a la medición pero donde se supone que los micrófonos son esferas.

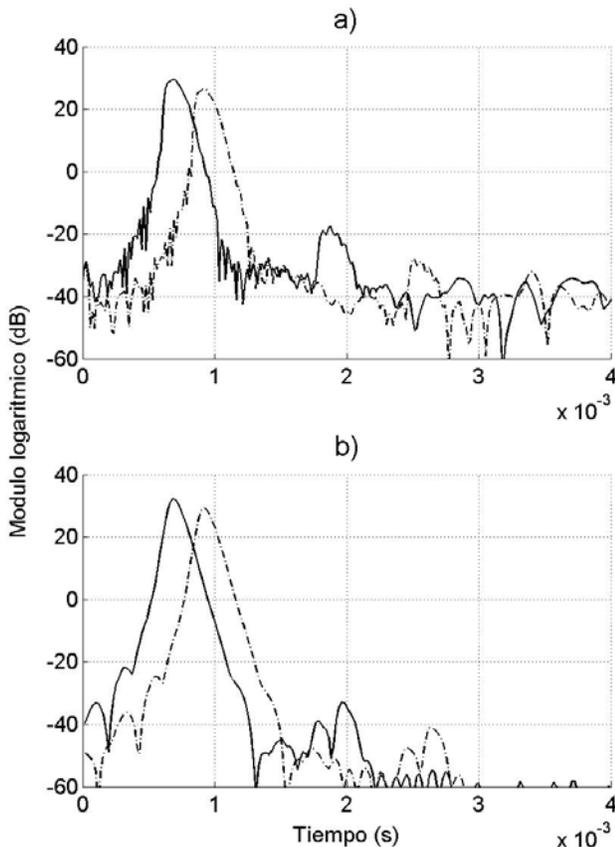


Figura 2. Comparación de respuestas impulsivas de una medición (a) y el modelo con esferas (b). Trazo continuo, distancia = 200 mm, discontinuo, 280 mm.

En la figura 2 es fácil identificar el efecto de la interferencia como un segundo máximo, unas tres veces más retrasado que el impulso principal. Tanto en la figura 2(a) como en 2(b) se observa que al aumentar la distancia entre micrófonos la onda secundaria se reduce en unos 10 dB. La predicción de la ecuación (12) para estas distancias sería de 8.8 dB, mientras que en el caso de reflexión especular (ecuación (2)) sería de sólo 2.9 dB. La

medición tiende pues a confirmar que el fenómeno es más una dispersión que una reflexión especular.

También se observa una reducción más rápida de la onda secundaria que la directa. No obstante, una solución basada en aumentar la distancia traería otros problemas, como se ha mencionado anteriormente.

Una diferencia entre la figura 2(a) y 2(b) es la distinta relación que existe entre onda directa y reflejada. Esto puede explicarse por las evidentes diferencias en la dispersión producida por micrófonos y por esferas. Ello también daría cuenta de la diferente forma de los impulsos. En otras mediciones realizadas, se ha observado que la existencia de una cavidad frontal en los micrófonos B&K 4160 provoca una amplitud de la onda secundaria de casi el doble que la provocada por otros micrófonos sin cavidad frontal, como el B&K 4145.

3.1. Incidencia oblicua

Se han realizado también mediciones con uno de los micrófonos desviado 0°, 2°, 4° y 8°. Las desviaciones se han obtenido moviendo la base de la barra de soporte de uno de los micrófonos, manteniendo el micrófono sobre el eje de medición. Dado que los resultados buscados son cualitativos, no se requiere una gran exactitud en el posicionamiento.

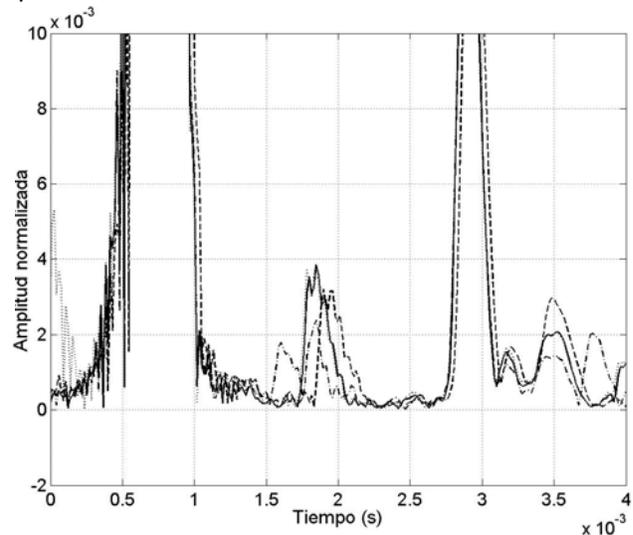


Figura 3. Respuesta impulsiva para desviaciones de 0° —, 2° ···, 4° - - y 8° - · - ·.

En la figura 3 se muestra la respuesta impulsiva normalizada a iguales amplitudes del impulso de la

onda directa. Se observa que la amplitud de la onda secundaria sólo varía apreciablemente para desviaciones de 8°. Otras mediciones realizadas con micrófonos sin cavidad frontal (B&K 4145) han mostrado amplitudes casi idénticas, incluso a 8°. Esto indica que el comportamiento de los micrófonos B&K 4160 se puede deber a un efecto de “enfoco” de la cavidad frontal, más que a la reflexión especular.

4. SIMULACIÓN NUMÉRICA

Dado que, como se mencionó, el fenómeno de la interferencia de las ondas entre micrófonos es demasiado complejo para tener una solución analítica completa, si queremos representarlo por algo más que esferas es preciso recurrir a soluciones aproximadas mediante métodos numéricos. En este caso se ha empleado el método de los elementos de contorno (BEM), en su variante ejesimétrica, para simular esta medición.¹⁰ Los parámetros de la simulación son:

- La geometría es la de un micrófono, en sus variantes con y sin cavidad frontal, unido a una barra de 60 cm con acabado redondeado.
- Una onda plana incide sobre el cuerpo del micrófono frontalmente. Se obtiene la onda dispersada, que se utiliza para obtener la relación $p_{s,2}/A$ tal y como se describió en apartados anteriores.
- La máxima frecuencia es de 30 kHz y el tamaño del elemento más pequeño llega hasta los 2.5 mm, garantizando un mínimo de cuatro elementos por longitud de onda.
- El efecto conocido en BEM como de no unicidad, debido a las frecuencias propias del problema recíproco, es evitado añadiendo un punto CHIEF, recalculando a frecuencias próximas y comprobando el número de condición de las matrices.^{11,12}

En la figura 4 se muestra el módulo de la relación $p_{s,2}/A$ tanto simulada como medida, para micrófonos con y sin cavidad frontal, en función de la frecuencia. Los datos de medición son los mismos empleados para realizar la figura 3, procesados con la técnica de ventaneo temporal de la referencia [6]. El ventaneo se aplica tanto a la onda directa como a las reflexiones para obtener la relación buscada en el dominio de la frecuencia, mediante una FFT. Se presenta también el caso de la esfera en la misma figura.

En la figura se puede observar que la relación $p_{s,2}/A$ es mucho más baja para las esferas que para cualquiera de los casos con micrófonos. La simulación de micrófonos con cavidad frontal (B&K 4160) presenta un cambio de pendiente, mientras que esto no ocurre con la simulación de micrófonos sin cavidad (B&K 4145). Este efecto es quizá debido a una resonancia en el interior de la cavidad frontal.

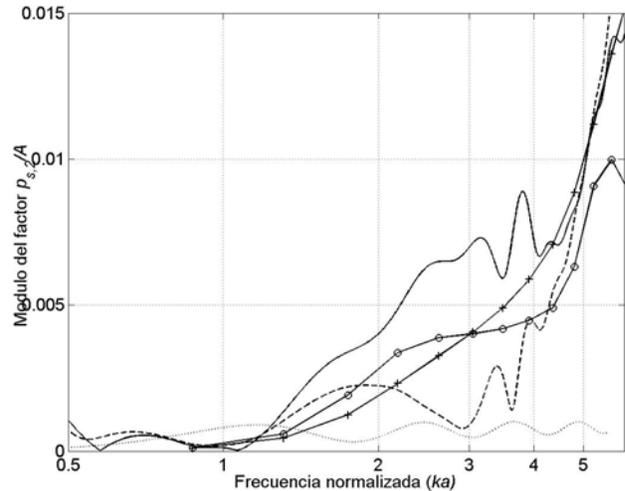


Figura 4. Módulo de la relación entre onda directa y secundaria a una distancia de 200 mm entre los dos objetos. —○— resultados numéricos para LS1 (B&K 4160), —+— resultados numéricos para B&K 4145, esferas, — resultados experimentales para LS1, — —, resultados experimentales para B&K 4145.

La coincidencia entre resultados experimentales y simulaciones es sólo aproximada para el B&K 4160, mientras que es abiertamente discrepante para el B&K 4145, sobre todo para ka entre 2 y 5.

Para completar la simulación numérica, se ha simulado la pareja de micrófonos enfrentados, representando el movimiento del diafragma mediante la función:

$$\eta(r) = \left[\frac{J_0(k_M r)}{J_0(k_M a)} - 1 \right] \eta_0 \quad (14)$$

donde J_0 es la función de Bessel de orden 0, η_0 una constante, k_M el número de onda del diafragma, a el radio y r la coordenada radial.¹³ En la figura 5 se representa el campo acústico entre dos micrófonos LS1, a 20 kHz. Se observa claramente un patrón de interferencia frente al micrófono receptor (abajo).

5. CONCLUSIONES

Mediante desarrollos teóricos, mediciones y simulaciones numéricas, se ha mostrado que el llamado efecto de “onda estacionaria” en calibración primaria de micrófonos en campo libre no es más que el resultado de la dispersión de las ondas sonoras por el cuerpo del micrófono. Desviar uno de los micrófonos no reduce el efecto, a no ser que el ángulo sea muy grande, lo cual no es práctico. La técnica de ventaneo en el tiempo parece ser la más adecuada para combatir este problema.

Asimismo se ha observado el efecto de la presencia de una cavidad frontal en micrófonos LS1, que altera su patrón de difracción.



Figura 5. Campo acústico creado entre dos micrófonos LS1 separados 200 mm, a 20 kHz.

REFERENCIAS

- [1] IEC 61094-3 (1995-11), “Measurement microphone Part 3: Primary method for free-field calibration of laboratory standard microphones by the reciprocity technique” (1995).
- [2] W. Wathen-Dunn, “On the reciprocity free field calibration of microphones,” *J. Acoust. Soc. Am.* 21, 542-546 (1949).
- [3] I. Rudnick, and M. N. Stein, “Reciprocity free field calibration of microphones to 100 Kc in air,” *J. Acoust. Soc. Am.* 20, pp. 818-825 (1948).
- [4] E. W. Burnett, and V. Nedzelnitsky, “Free-field reciprocity calibration of microphones,” *J. Res. Natl. Bur. Stand.* 92(2), 129-151 (1987).
- [5] K. Rasmussen and E. Sanderman Olsen, “Intercomparison on free-field calibration of microphones,” The Acoustics Laboratory, Technical University of Denmark, Report PL-07 (1993).
- [6] S. Barrera-Figueroa, K. Rasmussen, and F. Jacobsen, “A time-selective technique for free-field reciprocity calibration,” *J. Acoust. Soc. Am.* 114, 1467-1476 (2003).
- [7] R. J. Bobber, “Diffraction constants of transducers,” *J. Acoust. Soc. Am.* 37, 591-595 Barrera-Figueroa, *JASA* 21 (1965).
- [8] I. Ihlárova, and F. Jacobsen, “An approximate method of modelling scattering by composite bodies,” *J. Sound Vib.* 262, 1235-1241 (2003).
- [9] P. M. Morse and K. U. Ingard, *Theoretical Acoustics* (McGraw-Hill, New York, 1968/1984). Sección 8.2.
- [10] P. M. Juhl, “A numerical investigation of standard condenser microphones,” *J. Sound Vib.* 177, 433-446 (1994).
- [11] H. A. Schenck, “Improved integral formulation for acoustic radiation problems,” *J. Acoust. Soc. Am.* 44, 41-58 (1968).
- [12] P. M. Juhl, F. Jacobsen, V. Cutanda, and S. Quirós Alpera, “On the non-uniqueness problem in a 2-D half-space BEM formulation,” *Proceedings of the Ninth International Congress on Sound and Vibration*, Orlando, Fla., USA, 2002 (CD-ROM).
- [13] A. J. Zuckerwar, “Theoretical response of condenser microphones,” *J. Acoust. Soc. Am.* 64, 1278-1285 (1978).