

## CONTRIBUCIÓN AL ESTUDIO DE LA PROPAGACIÓN DEL SONIDO EN EXTERIORES

REFERENCIA PACS: 43.28.Fp

M. Arenal. J. González. P. González. A. Abascal  
Dpto. de Física Aplicada de la ETS de Arquitectura.  
Universidad de Valladolid.  
Avenida de Salamanca s/n. 47014 Valladolid.  
Tfno: 983423446.  
E-mail: [arenal@opt.uva.es](mailto:arenal@opt.uva.es), [juliog@opt.uva.es](mailto:juliog@opt.uva.es),  
[pgarias@opt.uva.es](mailto:pgarias@opt.uva.es), [abascal@modulor.arq.uva.es](mailto:abascal@modulor.arq.uva.es)

### SUMMARY

Measurements of parameters and study of outdoor sound propagation above a plane and finite impedance boundary have been made at distances up to 105 meters. Simultaneous measurements of meteorological parameters are obtained by meteorological towers. These data are compared with the theory proposed by Daigle. This theory shows a good agreement with our experimental results and in this way we prove that simultaneous meteorological measurements are very important in doing such experiments.

### INTRODUCCIÓN

Como bien se cita en [3] y numerosos investigadores han confirmado, la propagación del sonido en exteriores es influida por varios factores como son la presencia del suelo, absorción atmosférica, parámetros meteorológicos y turbulentos, etc. La influencia de todos ellos se puede explicar de manera sencilla por lo menos cualitativamente, sin embargo, la determinación cuantitativa de estos y otros factores es realmente compleja.

En las últimas décadas se han desarrollado diferentes modelos para intentar predecir con cierta exactitud la propagación del sonido. En los más recientes se incorporan parámetros meteorológicos y turbulentos y así se ha podido comprobar la necesidad de la medida simultánea de estos parámetros y datos acústicos. Sin embargo, todavía no es muy frecuente encontrar en la literatura datos experimentales correspondientes a medidas meteorológicas y acústicas realizadas al mismo tiempo. Hasta ahora lo normal era realizar sólo las acústicas y así, cuando estas medidas eran comparadas con los modelos, los datos meteorológicos eran ajustados por las características del tiempo observado visualmente.

En este trabajo, presentamos una serie de datos experimentales tanto acústicos como meteorológicos y los comparamos con las predicciones del modelo propuesto por Daigle. Aunque en este modelo no se considera la absorción atmosférica (no es importante en el rango de distancias y frecuencias en que realizamos las medidas) ni los efectos de curvatura de los rayos por efecto de los gradientes de temperatura y velocidad del viento, sí se considera el efecto que produce la turbulencia atmosférica en el índice de refracción acústico, que es considerado estadísticamente homogéneo con función de correlación Gaussiana.

### MODELO TEÓRICO

La teoría de la propagación del sonido en campo libre y atmósferas turbulentas ha sido desarrollado durante las últimas décadas y continúa siendo tema de actualidad en las investigaciones más avanzadas, ya que aún no existe un modelo que ajuste completamente las características medioambientales reales. Los efectos del



suelo son muy importantes por lo que estos modelos no se pueden aplicar directamente en los casos donde el sonido se propague en zonas próximas al suelo.

En [4] hallamos que el primer modelo que describe la propagación por encima de una superficie fue propuesto por Ingard y Mailing. No tiene en cuenta la correlación entre el rayo directo y el reflejado y se limita al caso de suelos perfectamente reflectantes. Además, utiliza ondas planas para el cálculo de las fluctuaciones de la amplitud y la fase, suposición no aceptable ya que en muchos casos la forma del frente de onda es importante. Posteriormente, también según [4], Chessell extiende la teoría para suelos con impedancia finita. Esta teoría es mejorada en [3] y [4]. Fundamentalmente su variación consiste en la utilización de ondas de frente esférico y tiene en cuenta la correlación entre la onda directa y reflejada. Clifford y Lataitis en 1983 han desarrollado otro modelo con una gran ventaja teórica, la conservación de la energía. Sin embargo, éste no mejora los anteriores en lo que se refiere a su adaptación a los datos experimentales (según [6]). Por esta razón y porque el modelo de Daigle todavía sigue siendo utilizado para ser comparado con datos experimentales en artículos recientes [7], preferimos elegirlo en este trabajo. Lo describiremos brevemente en los párrafos siguientes.

La presión en un punto cualquiera es la composición de una onda directa más una reflejada. Las dos ondas las suponemos esféricas, suposición más realista que considerarlas planas, ya que las distancias en las que realizamos las medidas no son tan grandes como para aproximar el frente de la onda como plano. La expresión para la presión sonora en R, cuando se emite desde un punto S viene dado por la ecuación:

$$p = \frac{A_d}{r_d} \exp[i(k_d r_d - \omega t)] + Q \frac{A_r}{r_r} \exp[i(k_r r_r - \omega t)]$$

donde el subíndice *d* hace referencia al rayo directo y *r* al reflejado. Esquemáticamente se representa en la figura 1.

Es necesario que las distancias sean lo suficientemente cortas para que la desviación estándar de la fluctuación total entre el rayo directo y reflejado sea menor de 90°, para que no existan fenómenos límite. Esta condición no siempre se cumple en el rango de nuestras medidas realizadas.

Las amplitudes ya normalizadas y los números de ondas los podemos poner como  $A_d = 1 + a_d$ ,  $A_r = 1 + a_r$ ,  $k_d r_d = k r_d + \mathbf{d}_d$ ,  $k_r r_r = k r_r + \mathbf{d}_r$  en donde los primeros términos corresponden a la parte coherente (ausencia de turbulencia atmosférica), y los segundos a las fluctuaciones introducidas por la turbulencia. Tanto las fluctuaciones de las amplitudes como las fluctuaciones de las fases directa y reflejada las consideramos normalmente distribuidas y con media cero. De esta manera el valor medio de la presión cuadrática media es:

$$\langle p^2 \rangle = \frac{2}{r_d r_r} \left[ \frac{\langle a^2 \rangle}{2} \left( \frac{r_r}{r_d} + |Q|^2 \frac{r_d}{r_r} \right) + \frac{r_r}{2r_d} \left( 1 - |Q| \frac{r_d}{r_r} \right)^2 + |Q| + |Q| \left( 1 + \langle a^2 \rangle \frac{r_d}{r_r} \right) \cos(k(r_r - r_d) + \mathbf{g}) \exp[-\mathbf{s}_d^2 (1 - r_d)] \right] \quad (1)$$

Para ello hemos tenido que realizar las siguientes hipótesis:

- a)  $r_d / r_r \approx 1$ , así las varianzas de las amplitudes y fase de la onda directa y reflejada son iguales y denotadas por  $\langle a^2 \rangle$  y  $\mathbf{s}_d^2$  respectivamente.

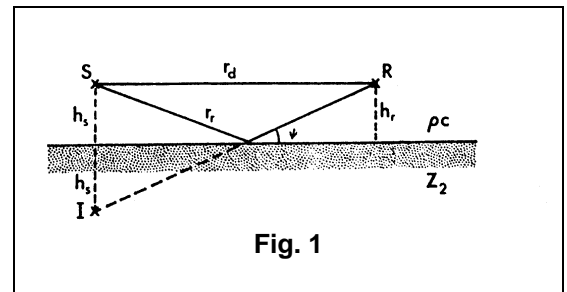


Fig. 1  
Esquema que representa la disposición geométrica de la fuente S y micrófono receptor R (obtenido de [4])

b) Siguiendo [4], no tenemos en cuenta la covarianza entre fase y amplitud. Una posible razón que se cita es que pueden existir zonas en las que la turbulencia influya sobre la amplitud, otras sobre la fase, pero no en las dos a la vez.

c) Las fluctuaciones de fase directa y reflejada se distribuyen conjuntamente como una normal bivariada.  $r_a$  y  $r_d$  son las covarianzas de amplitud y fase entre rayo directo y reflejado.

El suelo está caracterizado por el parámetro  $Q = |Q| \exp g$  y representa la amplitud aparente de la fuente imagen. Para hallar  $Q$  utiliza el modelo de Rudnick descrito en [1] que básicamente consiste en la separación del espacio total por un plano en dos semiespacios y caracterizar cada uno de ellos por una impedancia y un número de onda. El semiespacio que corresponde al aire tendría unos parámetros conocidos, y para el suelo utilizaríamos el modelo de Delany y Bazley [2]. En este modelo la parte real e imaginaria de la impedancia son  $R / \rho c = 1 + 9.08(f / s)^{-0.75}$ ,  $X / \rho c = 11.9(f / s)^{-0.73}$  respectivamente y la constante de propagación  $a / k = 1 + 10.8(f / s)^{-0.70}$ ,  $b / k = 10.3(f / s)^{-0.59}$  en unidades cgs.  $f, s, k$  son frecuencia, resistividad al flujo y  $w / c$ .

De esta manera  $Q = R_p + (1 - R_p)F(w)$ ,

en donde  $F(w) = 1 + i\sqrt{pw} \exp(-w) \operatorname{erfc}(-i\sqrt{w})$

siendo  $w = \frac{2ik_1 r_p}{(1 - R_p)^2} \left( \frac{Z_1}{Z_2} \right)^2 \left( 1 - \left( \frac{k_1}{k_2} \right)^2 \cos^2 \gamma \right)$

Esta función  $F(w)$  representa la interacción del frente de ondas esférico con una superficie de impedancia finita;  $w$  es la distancia numérica y  $R_p$  es el coeficiente de reflexión para ondas planas. El subíndice 1 hace referencia al aire y el 2 al suelo. El ángulo  $\gamma$  es el existente entre el rayo reflejado y el suelo.

Para la descripción de la atmósfera turbulenta suponemos el índice de refracción como la suma  $n = 1 + m$ , donde el primer término representa la parte coherente (sin turbulencia) y el segundo las fluctuaciones debido a la propagación en un medio turbulento. Esta última parte la consideramos una función homogénea isótropa con función de correlación Gaussiana:  $B(R) = \langle m^2 \rangle \exp(-R^2 / L^2)$ .

La varianza del índice de refracción será calculada directamente según la ecuación:

$$\langle m^2 \rangle = \left( \frac{\mathbf{s}_v \cos \mathbf{q}}{c_0} \right)^2 + \left( \frac{1}{2} \frac{\mathbf{s}_T}{T_0} \right)^2 \quad (2)$$

que depende de las desviaciones estándar de la velocidad del viento y temperatura, dirección entre propagación del sonido y velocidad del viento  $\mathbf{q}$ , temperatura media y velocidad del sonido a esa temperatura.

No tenemos datos suficientes para el cálculo de la longitud de correlación y por tanto supondremos  $L = 1.1 \text{ m}$  siguiendo las estimaciones realizadas por Daigle.

Las varianzas de la log-amplitud y fase las podemos calcular según las ecuaciones:

$$\mathbf{s}_d^2 = \frac{1}{2} \sqrt{p} \langle m^2 \rangle k^2 r_d L (1 - M(\Delta, \Omega)) \quad (3)$$



$$\langle [\ln(1+a)]^2 \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{p} \langle m^2 \rangle k^2 r_d L (1 + M(\Delta, \Omega))$$

en donde:

$$M(\Delta, \Omega) = \frac{1}{\Delta^2 (\Omega + 1) \sqrt{8\Omega}} \left( \arctan \sqrt{\frac{2}{\Omega}} + \frac{\Delta \Omega}{2} \ln \frac{1 + \Delta \sqrt{2\Omega}}{1 - \Delta \sqrt{2\Omega}} \right)$$

y además  $\Delta = r_d / kL^2$  y  $\Omega = \sqrt{1 + \Delta^2} - 1$ .

En el modelo utilizado no empleamos la varianza de la log-amplitud, sino la de la amplitud y así aproximamos:

$$\langle a^2 \rangle \approx \begin{cases} \frac{x}{1 + \frac{11}{4}x} & \text{si } x \leq 1 \\ 0.27x^{0.33} & \text{si } x > 1 \end{cases} \quad (4)$$

siendo  $x = \langle [\ln(1+a)]^2 \rangle$ .

Las covarianzas de fase y amplitud utilizadas por Daigle son las calculadas por Karavainikov para valores  $\Delta \gg 1$ . Para frecuencias grandes esta condición no siempre se cumple. Las ecuaciones de las covarianzas son:

$$\mathbf{r}_a = \mathbf{r}_d = \frac{\int_0^{l/L} \exp(-u^2) du}{l/L} \quad (5)$$

siendo  $l$  la mitad de la máxima distancia de separación entre rayos directo y reflejado. Según se demuestra en [3] y [4], se obtiene una mejor adecuación de los datos teóricos a los experimentales.

## DISEÑO EXPERIMENTAL

El muestreo se realizó durante los días 25 de mayo y 25 de junio de 1999 en el CIBA (Centro de Investigación de la Baja Atmósfera), situado al noroeste de Valladolid (carretera Valladolid-León, término municipal La Mudarra). El primer día se presentó totalmente despejado, mientras que el segundo, el viento sopló con más fuerza y aparecieron algunas nubes. Esto influyó también en la formación de remolinos turbulentos de mayor intensidad. El suelo era prácticamente plano sin ninguna irregularidad digna de mencionar, y estaba cubierto casi en su totalidad por plantas herbáceas de diferentes alturas hasta unos 25cm.

La obtención de los datos meteorológicos (velocidad del viento, temperatura y sus fluctuaciones) necesarios para el modelo se tomaron de dos torres meteorológicas de 12 y 100 metros. Los parámetros calculados son el resultado de promediar en cinco minutos consecutivos las medidas que realizan los instrumentos y son simultáneos a los promedios de las medidas acústicas. Estos datos han sido suministrados directamente por los responsables del centro CIBA.

A partir de estos promedios se obtiene la varianza de las fluctuaciones del índice de refracción, fase, amplitud y las covarianzas sustituyendo en las ecuaciones (2), (3), (4) y (5). El otro parámetro turbulento que necesitamos en el modelo es la longitud de correlación, y no es posible calcularla con los datos que se recogen,



por lo que la supondremos del orden de 1.1 m según hemos comentado anteriormente.

Para la obtención de los datos acústicos se montó un conjunto ocho micrófonos B&K Type 4129 directamente unidos a un multiplexor B&K Type 2811, que enviaba los datos a un analizador B&K Type 2143, donde eran grabados y analizados en bandas de tercio de octava. Con los datos se podía calcular el nivel continuo equivalente (con ponderación lineal) en cada micrófono para el intervalo de 5 minutos.

La fuente – B&K Type 4224 - se situó a una altura de 1m sobre el suelo mientras que los micrófonos cambiaron de posición en las diferentes medidas que se realizaron a fin de comprobar la adecuación de la teoría con distintas disposiciones geométricas. El rango de distancias de separación entre la fuente y el micrófono receptor fue de 15 a 105 metros. Las alturas a la que se colocaron los micrófonos fueron diversas, unas muy próximas al suelo, y otras a 0.7m, 1m, 1.2m y 1.35 m. Estas disposiciones geométricas nos permiten la incidencia del rayo sonoro con un ángulo muy pequeño con respecto al suelo.

Para observar la variación del nivel de presión con la frecuencia comparamos los niveles continuos equivalentes de un altmicrófono en el punto  $R$  con otro que tomamos de referencia  $L(R) - L(ref)$ . La altura y situación del micrófono de referencia no fue siempre la misma para comparar el modelo en distintas situaciones.

## ANÁLISIS DE DATOS Y RESULTADOS

El rango de frecuencias que hemos analizado abarca desde 300 Hz a 4kHz ya que Daigle especifica que el modelo no es adecuado para la descripción de la propagación a frecuencias inferiores a unos 300 Hz. Otros modelos describirían mejor el fenómeno para frecuencias inferiores. El límite superior (4 kHz) es impuesto por las limitaciones de la fuente, pues la relación señal - ruido no es adecuada para un análisis fiable de los datos según el ruido de fondo medido.

Los datos experimentales son comparados con los obtenidos por el modelo a partir de la ecuación:

$$10 \log(\langle p^2(R) \rangle) - 10 \log(\langle p^2(ref) \rangle)$$

donde los valores de  $\langle p^2 \rangle$  se deducen de la ecuación (1).

Aunque se realizaron las comparaciones en los diferentes puntos, aquí nos detendremos únicamente en tres casos como representativos del conjunto. Los círculos corresponden a los datos medidos y las líneas a su comparación con el modelo teórico.

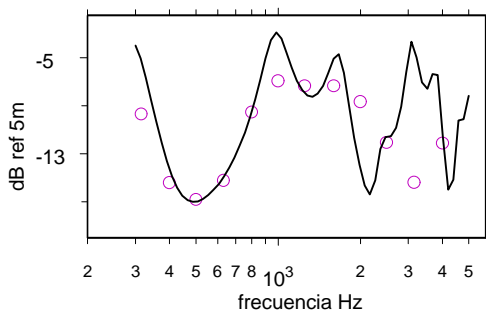
En la figura. 2 representamos una disposición geométrica en la que la fuente está situada a 1m de altura, el micrófono receptor y de referencia a 1.2m, y separados de la fuente 15m y 5m respectivamente. La varianza del índice de refracción es 5.2 y las covarianzas de fase y amplitud se han tomado iguales a 0.92. La resistividad al flujo utilizada para la representación es 95 en unidades cgs. Como podemos observar, la adecuación de las medidas es buena, sobre todo en lo que se refiere a la predicción del primer mínimo que aparece. Las frecuencias que quedan peor descritas son las más altas. Estos resultados concuerdan con los presentados por Attenborough en [5], en los que compara datos de Parkin y Scholes, para resistividades al flujo de 170 (línea continua) y 300 (línea discontinua) en unidades cgs. según se muestra en la figura 3.



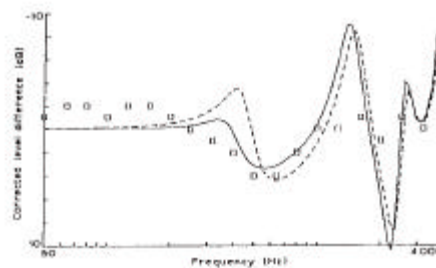
Otros análisis de datos realizados en las mismas distancias pero con disposiciones geométricas diferentes confirman estos resultados.

En la figura 4 los parámetros utilizados son los mismos que en la figura 2, variando la distancia fuente-receptor 30m, altura de receptor y referencia 0.7m, varianza del índice de refracción 15 y covarianzas 0.95. La línea continua está calculada con una resistividad al flujo de 95 mientras que la línea a trazos con 120 (unidades cgs). Las dos predicen bien la situación del primer mínimo aunque la segunda tenga un mejor ajuste. Esto puede ser debido a diferentes causas. Una de ellas podría ser que el suelo no sea totalmente homogéneo. El rayo podría ser reflejado en un lugar en donde la impedancia sea distinta a otras zonas. Otra posible causa a tener en cuenta serían las condiciones meteorológicas. Como hemos dicho, el modelo utilizado no prevé fenómenos de refracción producidos por los gradientes de la velocidad del viento, su dirección y temperatura. Analizando otros datos en distancias fuente-receptor iguales o superiores a 45m, descubrimos un nivel de presión sonora inferior al predicho por el modelo. Si observamos los perfiles de viento junto con la dirección en que soplaba podemos pensar en la creación de una zona de sombra que impediría la buena predicción del modelo. Por esta razón los resultados a 15m, en donde la refracción producida sería inapreciable, serían tan buenos. Al aumentar la distancia, la refracción sería mayor y la teoría no sería adecuada.

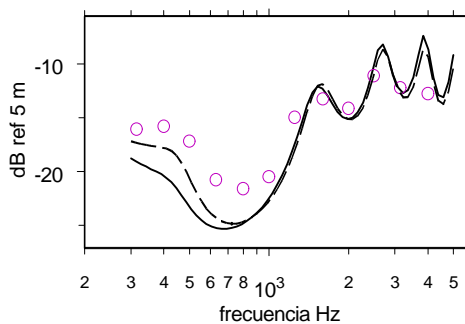
Para tratar de corroborar lo expuesto en el párrafo anterior y tener una idea más precisa, realizamos una serie de medidas en donde la dirección del viento es prácticamente opuesta a la anterior. Presentamos una disposición geométrica en la que la altura de la fuente y la del receptor es 1m. La distancia entre ellos es de 45m.



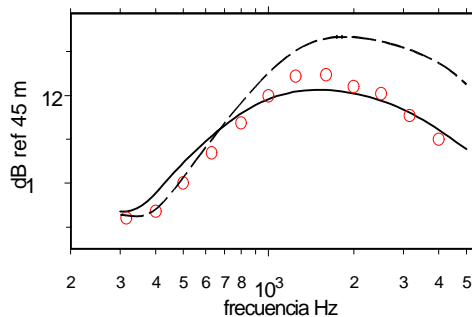
**Fig. 2**



**Fig. 3** Obtenida de [5]



**Fig. 4**



**Fig. 5**



El micrófono de referencia está situado en la misma vertical que el receptor a unos 10cm del suelo. En este caso, la influencia de la turbulencia es muy grande ya que la varianza en el índice de refracción es 40. Las covarianzas son 0.93. Esta disposición es propuesta en [7]. La representación gráfica correspondiente es la línea continua de la figura 5 y comprobamos que el ajuste con los datos experimentales es bueno. Esto confirma la explicación dada, ya que en este caso no se ha formado ninguna zona de sombra y la teoría sí es aplicable.

Finalmente, para poder analizar la influencia de la atmósfera turbulenta en la propagación, representamos la teoría coherente con línea discontinua en la figura 5, es decir la varianza del índice de refracción  $\langle m^2 \rangle = 0$ . La disposición geométrica utilizada es exactamente la misma como es lógico. La diferencia es sustancial como se esperaba en un primer momento, ya que la turbulencia medida es alta y la distancia es apreciable.

## CONCLUSIONES

Hemos comparado el modelo propuesto por Daigle con datos obtenidos experimentalmente. Hemos probado diferentes disposiciones geométricas para tener una certeza mayor de la adecuación del modelo. Para la simulación hemos utilizado el modelo de Delany y Bazley, que utiliza un único parámetro para la descripción del suelo, la resistividad al flujo.

Esta teoría predice bien la presencia del primer mínimo que resulta de la interferencia entre el rayo directo y el reflejado y lo describe con mucha exactitud. Para frecuencias más altas, si bien la adecuación no es tan perfecta, con matices, sí puede ser válida.

La influencia de la turbulencia de la atmósfera en la propagación es muy importante, sobre todo cuando las distancias entre la fuente y el receptor son considerables y los parámetros que la describen son grandes.

El modelo propuesto por Daigle se ve limitado en un alto grado también por el resto de variables meteorológicas, entre otras los perfiles de viento y su dirección. Estos últimos pueden causar una refracción importante en los rayos sonoros llegando a producir una zona de sombra. Esto hace que los resultados experimentales tengan un nivel de presión sonora distintos a los predichos por la teoría.

## BIBLIOGRAFÍA

- [1] Rudnick: "The propagation of an Acoustic Wave along a Boundary." J. Acoust. Soc. Am. 19 (2) 348-356 (1947).
- [2] Delany and Bazley: "Acoustical properties of fibrous absorbent materials." Appl. Acoust. 3, 105-116 (1970)
- [3] Daigle, Piercy and Embleton: "Effects of atmospheric turbulence on interference of sound waves near a hard boundary" J. Acoust. Soc. Am. 64 (2) 622-630 (1978).
- [4] Daigle: "Effects of atmospheric turbulence on interference of sound waves above a finite impedance boundary" J. Acoust. Soc. Am. 65 (1) 45-49 (1979).
- [5] Attenborough: "Review of Ground Effects on Outdoor Sound Propagation from Continuous Broadband Sources." Applied Acoustic 24 289-319 (1988)
- [6] McBride, Bass, Raspet and Gilbert: "Scattering of sound by atmospheric turbulence: A numerical simulation above a complex impedance boundary." J. Acoust. Soc. Am. 90 (6) 3314-3325 (1991).
- [7] Bérengier, Stinson, Daigle and Hament: "Porous road pavements: Acoustical characterization and propagation effects." J. Acoust. Soc. Am. 101 (1) 155-162 (1997).

## AGRADECIMIENTOS

Queremos manifestar nuestro agradecimiento a los responsables del CIBA y del Laboratorio de Técnicas Instrumentales de la Universidad de Valladolid por su colaboración en este trabajo.

