

## **INFLUENCIA DE LOS FENÓMENOS TURBULENTOS EN LA PROPAGACIÓN DEL SONIDO EN EXTERIORES**

PACS: 43.28.Fp.

Arenal M.<sup>1</sup>; González J.<sup>1</sup>; Machimbarrena M.<sup>1</sup>; Tarrero A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Dpto. de Física Aplicada de la E.T.S. de Arquitectura

<sup>2</sup> Dpto. de Termodinámica y Física Aplicada de la E.U.P.

Universidad de Valladolid

Avda. de Salamanca s/n.

47014 Valladolid

Tel: 983 423 446

E-mail: arenal@opt.uva.es, juliog@opt.uva.es

### **ABSTRACT**

The purpose of this work is quantifying the role of the atmospheric turbulence in the sound propagation outdoors. Sound pressure levels measurements over plane impedance boundaries are compared with acoustics models for two different meteorological situations, with and without taking turbulence into account. Experimental data show a better fit for high frequencies when the turbulence effects are included, even for short distances between source and receiver.

### **RESUMEN**

Este trabajo intenta cuantificar la importancia del efecto de la turbulencia atmosférica en la propagación del sonido en exteriores. Para ello, comparamos niveles de presión sonora, tomados en campañas de medidas sobre suelos planos de impedancia acústica conocida, con modelos acústicos en dos casos diferentes tipificados por unas condiciones meteorológicas concretas: una atmósfera totalmente coherente (sin efectos turbulentos) y otra parcialmente coherente (incluye efectos turbulentos). Los resultados confirman un mejor ajuste de los datos experimentales para las frecuencias acústicas más altas cuando se incluyen los efectos de la turbulencia atmosférica, aun cuando las distancias entre fuente y receptor no sean muy grandes.

### **INTRODUCCIÓN**

El estudio de la propagación del sonido en exteriores está condicionado por múltiples factores, la mayoría de ellos muy complejos y de muy diversas naturalezas. Un tratamiento global del problema que incluya todos ellos resulta complicado y actualmente imposible. La tendencia que actualmente se sigue para investigar estos fenómenos es separar la influencia de cada uno de los factores y realizar un estudio individualizado. Esta técnica permite analizar y medir las contribuciones parciales de los elementos que intervienen para esclarecer cómo y en qué cantidad influyen en el fenómeno de la propagación.

Concretamente, en este trabajo, nuestro objetivo es tratar de valorar la influencia de la turbulencia atmosférica en la propagación sonora. Para ello hemos realizado diversas campañas en el CIBA (Centro de Investigación de la Baja Atmósfera) en donde se han medido simultáneamente datos meteorológicos y acústicos sobre una superficie plana y libre de obstáculos que pudieran producir

difracción y otros efectos. En el modelo propuesto por Daigle *et al.* [3,4] se tiene en cuenta la influencia de este tipo de suelos. Además, incluye diferentes parámetros que describen la influencia de la turbulencia y se acomoda a las características que necesitamos; por ello lo seleccionamos frente a otros publicados en la bibliografía. Sin embargo, este modelo no tiene en cuenta las propiedades refractivas de la atmósfera (un análisis del hecho se realiza p. ej. en [7]). Para tratar de contemplar este extremo, presentamos los datos experimentales en dos condiciones refractivas muy diferentes: en la primera de ellas los rayos sonoros se curvan hacia abajo convirtiendo al suelo en una guía de ondas mientras que, en la segunda, los rayos se curvan hacia arriba generando una zona de sombra.

## MODELO TEÓRICO

El modelo de Daigle para superficies de impedancia finita [4] trata de explicar la influencia de la turbulencia en una atmósfera sin efectos refractivos. Su objetivo es predecir el valor de la presión acústica cuadrática en un punto cuando se está emitiendo desde otro punto. Para ello supone que la presión en un punto cualquiera es la composición de dos ondas esféricas, una directa y otra reflejada en el suelo. La expresión para la presión sonora en  $R$  (posición del receptor) cuando se emite desde un punto  $S$  viene dado por la ecuación:

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

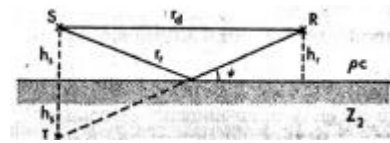


Fig. 1: Situación de la fuente  $S$  y micrófono receptor  $R$  y las distancias y ángulos que intervienen en el modelo [4].

donde el subíndice  $d$  hace referencia al rayo directo y  $r$  al reflejado (figura 1).

Las amplitudes ya normalizadas y los números de ondas pueden escribirse como la suma de dos términos:  $A_d = 1 + a_d$ ,  $A_r = 1 + a_r$ ,  $k_d r_d = k r_d + \mathbf{d}_d$ ,  $k_r r_r = k r_r + \mathbf{d}_r$ . Los primeros cuantifican la parte coherente (ausencia de turbulencia atmosférica) mientras que los segundos introducen las fluctuaciones turbulentas que se suponen normalmente distribuidas y con media cero. El valor medio de la presión cuadrática media puede escribirse:

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

Como los ángulos de propagación son pequeños tenemos que  $r_d / r_r \approx 1$  y así las varianzas de las amplitudes y fluctuaciones de fase de la onda directa y reflejada pueden considerarse iguales. Las representamos por  $\langle a^2 \rangle$  y  $\mathbf{s}_d^2$  respectivamente. Además, es necesario suponer que las fluctuaciones de fase directa y reflejada se distribuyen conjuntamente como una normal bivariada.  $\mathbf{r}_a$  y  $\mathbf{r}_d$  son las covarianzas de amplitud y fase entre rayo directo y reflejado. El modelo no contempla la correlación entre fase y amplitud.

La ecuación (1) utiliza (aparte de las distancias geométricas) un parámetro para caracterizar el suelo  $Q = |Q| \exp i \gamma$  y los cuatro momentos de segundo orden que caracterizan la turbulencia  $\langle a^2 \rangle$ ,  $\mathbf{s}_d^2$ ,  $\mathbf{r}_a$  y  $\mathbf{r}_d$ . El primero se calcula según el modelo que en acústica se conoce como de Weyl-Van der Pool (ver p. ej. Rucnick [1]) de manera que  $Q = R_p + (1 - R_p) F(w)$ , en

donde  $F(w) = 1 + i \sqrt{p w} \exp(-w) \operatorname{erfc}(-i \sqrt{w})$  siendo  $w = \frac{2ik_1 r_r}{(1 - R_p)^2 \cos^2 \mathbf{y}} \left( \frac{Z_1}{Z_2} \right)^2 \left( 1 - \left( \frac{k_1}{k_2} \right)^2 \cos^2 \mathbf{y} \right)$ . La

función  $F(w)$  representa la interacción del frente de ondas esférico (factor de pérdida superficial) con una superficie de impedancia finita (el suelo);  $w$  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 calcular la impedancia y la constante de propagación del suelo se utiliza el modelo de Delany y Bazley [2], en el que la parte real e imaginaria de la impedancia y la constante de propagación en unidades cgs. son respectivamente  $R/r = 1 + 9.08(f/s)^{-0.75}$ ,  $X/r = 11.9(f/s)^{-0.73}$  y  $a/k = 1 + 10.8(f/s)^{-0.70}$ ,  $b/k = 10.3(f/s)^{-0.59}$ .  $f, s, k$  son frecuencia, resistividad al flujo y  $w/c$ .

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

La varianza del índice de refracción será calculada mediante la expresión:

$$\langle m^2 \rangle = \left( \frac{s_v \cos q}{c_0} \right)^2 + \left( \frac{1}{2} \frac{s_T}{T_0} \right)^2 \quad (2)$$

que depende de las desviaciones estándar de la velocidad del viento y temperatura, dirección entre propagación del sonido y velocidad del viento  $q$ , temperatura media y velocidad del sonido a esa temperatura. La longitud de correlación la supondremos  $L=1.1\text{m}$ , siguiendo las estimaciones realizadas por Daigle [4].

Las varianzas de la log-amplitud y las fluctuaciones de fase se calculan según las ecuaciones:

$$\langle [\ln(1+a)]^2 \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \langle \mu^2 \rangle k^2 r_d L (1 - M(\Delta, \Omega)), \quad \sigma_d^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \langle \mu^2 \rangle k^2 r_d L (1 + M(\Delta, \Omega)) \quad (3)$$

en donde:

$$M(\Delta, \Omega) = \frac{1}{\Delta^2(\Omega+1)\sqrt{8\Omega}} \left( \arctan \sqrt{\frac{2}{\Omega}} + \frac{\Delta\Omega}{2} \ln \frac{1+\Delta\sqrt{2\Omega}}{1-\Delta\sqrt{2\Omega}} \right), \quad \Delta = r_d/kL^2 \text{ y } \Omega = \sqrt{1+\Delta^{-2}} - 1.$$

En el modelo utilizado no se emplea la varianza de la log-amplitud, sino la de la amplitud y así se aproxima:

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

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

Las ecuaciones de las covarianzas entre el rayo directo y el reflejado, tanto para la amplitud como para la fase 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.

## DISEÑO EXPERIMENTAL

El muestreo experimental se realizó en el CIBA (Centro de Investigación de la Baja Atmósfera) situado en el término municipal de La Mudarra (Valladolid). Los datos meteorológicos se

tomaron de dos torres meteorológicas de 12 y 100 metros de altura. Los valores obtenidos resultan de promediar durante cinco minutos los valores instantáneos medidos en cada una de las torres. 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). También se obtuvieron los perfiles de la velocidad del sonido y del viento para las dos condiciones refractivas estudiadas.

Para la toma de datos acústicos se utilizó un conjunto de siete micrófonos B&K Type 4129 directamente conectados a un multiplexor B&K Type 2811, el cual, enviaba los datos a un analizador B&K Type 2143, en donde se grababan y analizaban en bandas de tercios de octavas. También se utilizó un analizador B&K Type Investigator 2236, situado a 5m de la fuente sonora (altavoz B&K Type 4224) y a una altura de 0.7m. Los micrófonos se colocaron a diferentes alturas y separados de la fuente en intervalos de 15 m hasta los 105 m. La magnitud analizada es el nivel continuo equivalente sin ponderación promediado en cinco minutos de muestreo. Simultáneamente se tomaban los datos meteorológicos. En la figura 2 se representa un esquema de la configuración del montaje experimental.

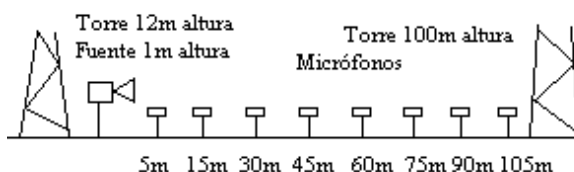


Fig. 2: Esquema que representa la colocación de micrófonos y fuente así como la posición relativa de las torres meteorológicas.

## ANÁLISIS DE LOS DATOS: RESULTADOS

Los datos meteorológicos nos informan de dos aspectos fundamentales en la propagación sonora, las condiciones refractivas y los parámetros turbulentos. Ya que el modelo de Daigle, en primera aproximación, considera una atmósfera sin refracción y esta situación es difícil que se produzca, es importante medir en dos condiciones refractivas diferentes para poder contrastar resultados y por tanto estudiar el alcance del modelo (sistema empleado

anteriormente p. ej. en [6]). Al no tener en cuenta la capacidad refractiva de la atmósfera el modelo no responde ante la presencia de zonas de sombra.

En una primera situación, se obtuvieron para los perfiles de velocidad del sonido y del viento las expresiones  $c(z)=347.12-0.114\ln(z)$  m/s y  $v(z)=2.2732+1.668\ln(z)$  m/s y en consecuencia los rayos sonoros se curvan hacia el suelo originando una guía de ondas. En la segunda situación los perfiles eran  $c(z)=347.165-0.307\ln(z)$  m/s y  $v(z)=2.397+0.359\ln(z)$  m/s y por tanto los rayos

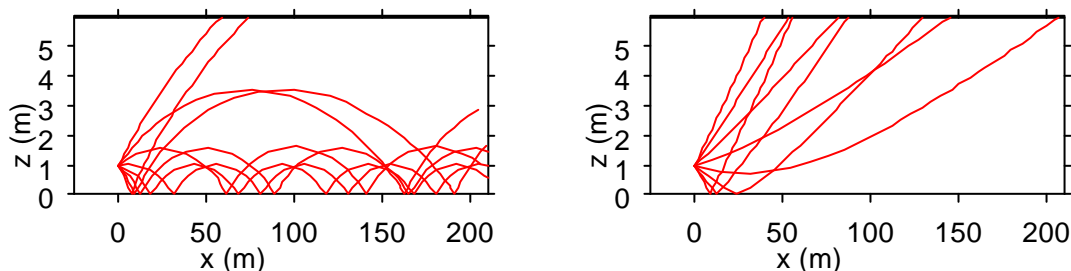
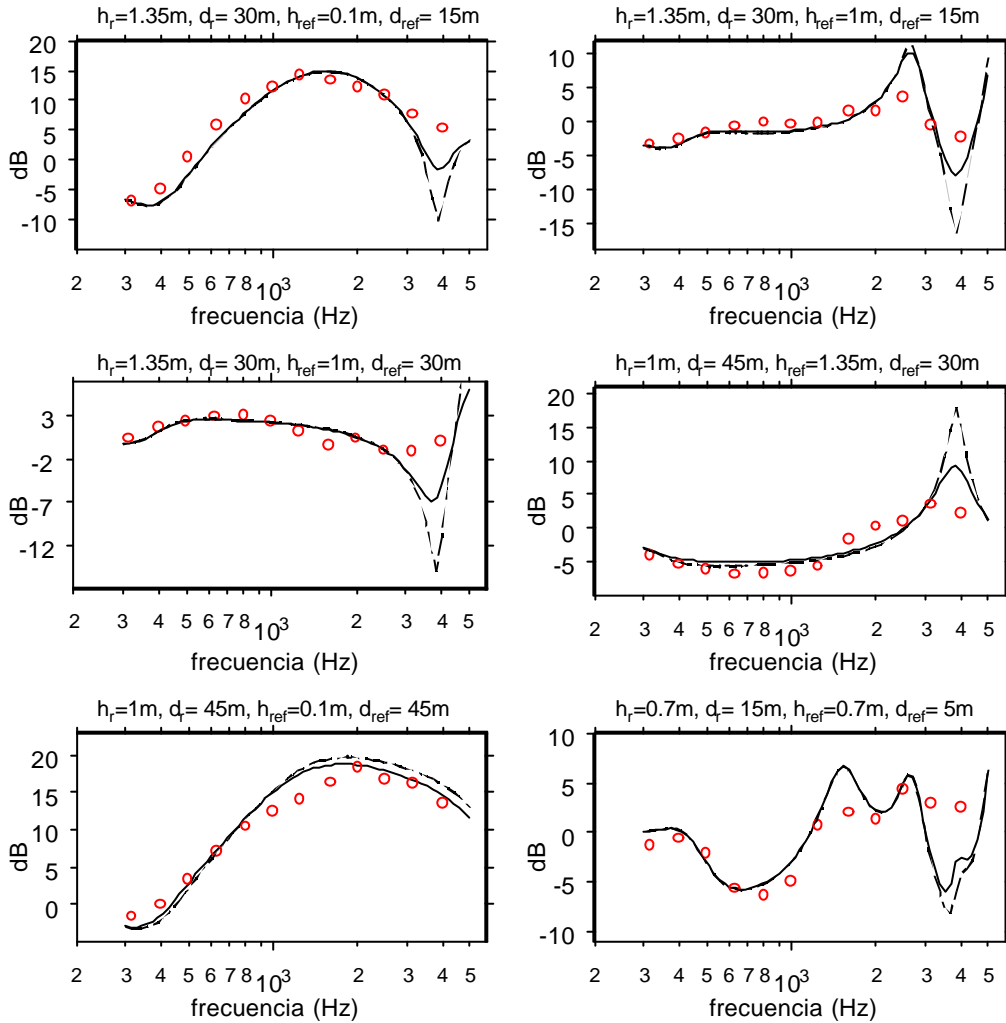


Fig. 3: Trazado de rayos para las dos condiciones refractivas presentadas: en el primer caso el suelo se convierte en una guía de ondas ( $c(z)=347.12-0.114\ln(z)$  m/s y  $v(z)=2.2732+1.668\ln(z)$  m/s); en el segundo se origina una zona de sombra ( $c(z)=347.165-0.307\ln(z)$  m/s y  $v(z)=2.397+0.359\ln(z)$  m/s). El ángulo inicial que forman los rayos con la horizontal varía entre  $7^\circ$  y  $-7^\circ$  con una diferencia de  $2^\circ$  entre rayo y rayo.

se curvan hacia arriba creando una zona de sombra (figura 3). Para describir el trazado de rayos hemos seguido a Ostashev en [5]. Los parámetros turbulentos necesarios en el modelo

de Daigle son la longitud de correlación  $L=1.1\text{m}$  y  $\langle \mu^2 \rangle$ , que en el primer caso vale  $10 \cdot 10^{-6}$  y en el segundo  $15 \cdot 10^{-6}$ . La resistividad al flujo toma el valor  $\sigma = 95 \text{ kNsm}^{-4}$ .

Los valores que comparamos son los medidos en un punto referidos a los medidos en otro punto con los calculados a partir del modelo para esos mismos puntos. La relación que liga los valores de los niveles en dos puntos viene dada por la expresión:  $L(P) - L(\text{ref}) + 20 \log\left(\frac{r_p}{r_{\text{ref}}}\right)$



en donde el primer término es el nivel en el punto de medida  $P$  y el segundo el nivel del punto elegido como referencia. Los radios vectores  $r_p$  y  $r_{ref}$  representan las distancias de la fuente a los puntos de medida  $P$  y de referencia respectivamente. Con el último término eliminamos la caída en el nivel de presión sonora por efecto de la distancia en los puntos de medida. Esta ecuación será utilizada tanto para datos experimentales como teóricos. Estos datos se representan en la figura 4. En ella comparamos la teoría coherente (ausencia de turbulencia atmosférica) con el modelo de Daigle y datos experimentales. Las distancias estudiadas no superan los 45m por lo que los efectos de la turbulencia no son grandes en todo el rango del espectro. Sólo las frecuencias superiores a 1500Hz manifiestan grandes diferencias. En algunos casos, cuando la disposición geométrica de la fuente y micrófonos produce picos en estas frecuencias, las diferencias pueden llegar a ser de casi una decena de decibelios a pesar de que las distancias no son grandes. La introducción de la turbulencia mejora el ajuste de los datos experimentales.

Para completar este estudio, en la figura 5 variamos, para el modelo de Daigle, la resistividad flujo ( $\sigma = 70, 95, 100, 120 \text{ kNsm}^{-4}$ ) para unas mismas condiciones meteorológicas y geométricas. El resultado observado es que, precisamente, las frecuencias más afectadas por el cambio son las inferiores a 1500Hz. Además vemos que el cambio de una resistividad de 95 a  $100 \text{ kNsm}^{-4}$  no varía mucho las curvas de la figura; se necesitan variaciones mayores para que el efecto sea apreciable.

## CONCLUSIONES

La comparación de los datos experimentales con el modelo de Daigle y la teoría coherente pone de manifiesto la importancia de los efectos de la turbulencia atmosférica en la propagación sonora.

En el rango de distancias analizado, hasta unos 50m aproximadamente, la influencia de la turbulencia se produce en las frecuencias más altas, las superiores a unos 1500Hz. En algunos casos las diferencias con la teoría coherente pueden llegar a ser de casi una decena de decibelios. Para las frecuencias más bajas el efecto predominante es el suelo. Además, la variación de la resistividad al flujo en pequeñas cantidades,  $5 \text{ kNsm}^{-4}$ , no afecta en gran medida a los resultados predichos por el modelo de Daigle.

Por tanto, cuando se quieran ajustar modelos basados en el de Weyl-Van der Pool en este rango de distancias, será conveniente fijarse en las frecuencias más bajas, las inferiores a 1500Hz, si no se tienen en cuenta los fenómenos turbulentos de la atmósfera. Si el ajuste se quiere realizar en todo el rango del espectro, es necesario introducir la turbulencia para favorecer la adecuación de los datos experimentales a los modelos.

## AGRADECIMIENTOS

Queremos manifestar nuestro agradecimiento a los responsables del CIBA, Laboratorio de Técnicas Instrumentales de la Universidad de Valladolid y a la Dra. Sánchez Gómez, del Departamento de Física Aplicada I (Universidad de Valladolid), por los datos e instrumentos aportados para la elaboración de este trabajo, que se ha financiado con fondos de la CICYT.

## REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.

- [1] I. Rudnick: "The propagation of an Acoustic Wave along a Boundary." J. Acoust. Soc. Am. **19** (2) (1947) 348-356.
- [2] M. E. Delany y E. N. Bazley: "Acoustical properties of fibrous absorbent materials." Appl. Acoust. **3** (1970) 105-116.
- [3] G. A. Daigle.: "Effects of atmospheric turbulence on the interference of sound waves above a finite impedance boundary." J. Acoust. Soc. Am. **65** (1) (1979) 45-49.

- 
- [4] G. A. Daigle, T. F. W. Embleton, J. E. Piercy: "Propagation of sound in the presence of gradients and turbulence near the ground." J. Acoust. Soc. Am. **79** (3) (1986) 613-627.
- [5] V. E. Ostashev: "Acoustics in moving inhomogeneous media." E & FN SPON, an Imprint of Thompson Professional, London (1997).
- [6] D. I. Havelock, M.R. Stinson y G. Daigle: "Measurements of two-frequency mutual coherence function for sound propagation through a turbulent atmosphere". J. Acoust. Soc. Am. **104** (1) (1998) 91-99.
- [7] M. Arenal, J. González, P. González y A. Tarrero: "Contribución al estudio de la influencia de las variables meteorológicas en la propagación del sonido en exteriores". Tecniacústica 2000, Madrid (2000).