

# Universidad de Valladolid

Departamento de Física Aplicada



## TESIS DOCTORAL

**Propagación del sonido en exteriores en condiciones de niebla**

AUTOR: D. Pablo González Arias

Directoras:

Dra. Dña. María de la O Machimbarrena Gutiérrez

Dra. Dña. Marta Herráez Sánchez

Valladolid, octubre de 2015



Tesis presentada por D. Pablo González Arias para optar al grado de doctor en Ciencias Físicas.



A Jacoba y a Aníbal (in memórium).

A Carmen y a Julia.



*"Seguramente, ninguna materia científica se encontró nunca en una necesidad mayor de revisarse que la relativa a la transmisión del sonido en la atmósfera".*

*John Tyndall (1873)*



# Índice

---

Agradecimientos .....	13
Prefacio .....	15
Notación.....	17
Capítulo 1- Introducción y Objetivos.....	25
1.1 - Introducción .....	25
1.2 - Antecedentes .....	29
1.3 - Objetivos .....	31
1.4 - Metodología de exposición .....	33
Capítulo 2 - Reseña histórica .....	37
Capítulo 3 - La niebla como fenómeno meteorológico.....	43
3.1 - Introducción .....	43
3.2 - Formación y características morfológicas de la niebla .....	44
3.3 - Dinámica en condiciones de niebla.....	49
3.4 - Incidencia del fenómeno meteorológico de la niebla en la zona de toma de datos ...	54
3.5 - Modelo de formación de la niebla.....	56
Capítulo 4 - Bases teóricas de la propagación del sonido .....	63
4.1 - Introducción .....	63
4.2 - Propagación de una señal sonora en el seno de un fluido.....	64
4.3 - La ecuación de ondas .....	66
4.4 - Ecuación de Helmholtz .....	69
4.5 - Teoría de rayos.....	73
4.6 - La velocidad del sonido .....	75
4.7 - Energía de la onda acústica .....	76
4.8 - Efecto del suelo .....	78
4.9 - Efecto de la gravedad.....	80
4.10 - Efectos de la viscosidad y la conducción térmica.....	81
4.11 - Difusión de las ondas sonoras ( <i>scattering</i> ) .....	82
4.12 - Atenuación debida a la vegetación.....	84
Capítulo 5 - Evolución de los modelos de propagación del sonido en la niebla.....	85
5.1 - Introducción .....	85
5.2 - Modelos de propagación del sonido en condiciones de niebla .....	86
5.3 - Modelo de Cole y Dobbins .....	89
5.4 - Modelo de Davidson .....	94
5.5 - Trabajos de Mahanta y Kandula .....	96
5.6 - Últimos trabajos .....	101

Capítulo 6 -	Diseño experimental .....	103
6.1 -	Introducción .....	103
6.2 -	El Centro de Investigación de la Baja Atmósfera .....	104
6.3 -	Campañas de medida .....	105
6.4 -	Montaje experimental .....	107
6.5 -	Toma de datos experimentales .....	111
6.6 -	Datos meteorológicos.....	113
Capítulo 7 -	Análisis de los resultados .....	121
7.1 -	Introducción .....	121
7.2 -	Comparación de los datos obtenidos con los de un medio sin niebla.....	122
7.3 -	Comparación de los datos experimentales con el modelo de Cole y Dobbins .....	129
7.4 -	Comparación con el modelo de Davidson .....	132
7.5 -	Comparación con los trabajos de Mahanta .....	136
7.6 -	Comparación con los trabajos de Kandula.....	139
7.7 -	Aplicaciones: propuesta de aplicación y de patente.....	141
Capítulo 8 -	Conclusiones y trabajos futuros .....	149
8.1 -	Conclusiones .....	149
8.2 -	Trabajos futuros .....	151
Anexos .....		155
Anexo I -	Normativa ISO 9613-2 .....	155
Anexo II -	Gráficas del coeficiente de atenuación.....	157
Anexo III -	La historia de la determinación de la velocidad del sonido .....	163
Anexo IV -	Modelo de Rozenfel'd .....	173
IV.I -	Introducción .....	173
IV.II -	Absorción del sonido en una atmósfera con niebla .....	174
IV-III -	Dispersión de las ondas sonoras en una atmósfera con niebla.....	185
Anexo V -	Fotografías.....	197
Anexo VI -	<i>Curriculum Vitae</i> del doctorando .....	201
Bibliografía .....		203





# Agradecimientos

---

En primer lugar desearía mostrar mi agradecimiento más sincero a mis directoras Dra. Dña. María de la O Machimbarrena Gutiérrez y Dra. Dña. Marta Herráez Sánchez por sus consejos y dedicación. En segundo lugar -y de un modo muy especial-, al Dr. D. Julio González Suárez por sus comentarios y sugerencias, y por haber sido él quien me animó a comenzar este trabajo.

Deseo expresar mi gratitud a Dr. D. José Luis Casanova Roque quien me permitió realizar las campañas de medidas en el CIBA y al Prof. D. Carlos Yagüe Anguís que me proporcionó los datos meteorológicos para la confección de este trabajo durante todos estos años.

El uso del material de medición se lo debo al Dpto. de Física de la Escuela de Arquitectura, al Laboratorio de Técnicas Instrumentales de la Universidad de Valladolid y a Antonio Pérez, director de Iberacústica. Gracias a dichas instituciones y a su personal.

Gracias a mis compañeros de departamento y de cursos de doctorado, en especial al Dr. D. José Ignacio Sánchez Rivera por sus enseñanzas.

El coronel de artillería D. Juan Tous Meliá me aportó comentarios muy valiosos en materia castrense, así como los historiadores D. Jesús Salviejo Sánchez y D. Julio Martínez Maganto hicieron lo propio sobre navegación antigua. A todos ellos quiero expresar mi agradecimiento.

Gracias al arquitecto D. Adolfo Gracia Molina, autor de los dibujos de formas humanas, por permitirme su uso y al inminente arquitecto D. Mikel Villar García por insertarlas en las figuras.

Muchas han sido las noches de medida en el páramo y el físico D. César Reñones Domínguez me ayudó con el montaje y no escatimó nunca madrugar ni pasar frío. Muchas gracias, César. Gracias también a D. Isidro Bustamante Martín, que realizó esa misma labor en los primeros años.

Gracias a mi familia y amigos, por haberme apoyado durante este tiempo.

El mayor reconocimiento ha de ser para Carmen -mi esposa-, y para Julia -nuestra hija-. Carmen ha sido una fuente de estímulo continuo -en especial en los momentos más difíciles y dolorosos de la vida-, y sin su ayuda este trabajo no habría visto la luz. Y a Julia le debo todo el tiempo que le he dedicado a esta labor.

Por último deseo expresar mi agradecimiento al trabajo en sí, que me ha permitido aprender y relacionarme con personas de una extraordinaria valía. A todos gracias, muchas gracias.



# Prefacio

---

*“...hoy acabo de encontrarme algo en el libro de texto que me ha puesto esta sonrisa en la cara, y aún me dura. Un libro de Física. Problema: Los soldados españoles llamaban “pacos” a los moros porque el sonido de sus fusiles recordaba dicha palabra. ¿A qué se debía esto? Respuesta: El soldado español (blanco del disparo) oía primero un sonido fuerte y seco (¡pa!), que era la onda de Match, y después un ¡coo! Más bajo y prolongado ocasionado por la onda expansiva del disparo. Su propio fusil les sonaba de modo distinto, porque todo tirador se halla fuera de la región en que se propaga la onda de Match y no oye más que el estampido del disparo, ya que dicha onda se propaga paralelamente a sí misma, alejándose de la trayectoria de la bala, y por tanto, del tirador...  
...Por eso es raro y gratificante, añade, encontrarse de pronto un ejemplo perdido en un libro de Física, como el del soldado y el Paco, tomado de una guerra de la que nadie se acuerda. Algo que se refiere a la conjunción de la historia y la ciencia, y que nos confirma que los teoremas, las leyes, las derivadas parciales y las integrales, forman parte de la vida real. Y que sin esas referencias, los seres humanos sólo serán ecuaciones y tuercas sin alma...”*  
(Arturo Pérez-Reverte).

Extracto del artículo *Mecánica y Termología*. Arturo Pérez-Reverte. Patente de Corso. El Semanal. 1 de julio de 2001.



# Notación

---

## Letras del alfabeto latino

- $a_k$  - polos de la función  $f(z)$ .
- $a_{liq}$  - contenido de agua líquida en el medido.
- $a$  - coeficiente lineal; amplitud de la onda; velocidad de propagación en el modelo de Davidson; radio de la gota en el modelo de Rozenfel'd.
- $A$  - amplitud compleja; atenuación; atenuación debida al efecto del suelo -subíndices  $s$ ,  $r$  y  $m$  indican fuente, receptor y media, respectivamente-.
- $b$  - coeficiente lineal.
- $b_i$  - término de ruptura.
- $c_p$  - calor específico a presión constante.
- $c_v$  - calor específico a volumen constante.
- $c_{ot}$  - calor específico del líquido en el modelo de Rozenfel'd.
- $c$  - velocidad del sonido en un medio.
- $c_i$  - término de condensación.
- $C$  - módulo de la velocidad de grupo.
- $C_m$  - ratio de la masa de gotas líquidas con la masa de la mezcla por unidad de volumen.
- $d$  - distancia.
- $d_i$  - coeficiente de los términos de difusión.
- $e$  - tensión de vapor real.
- $e'$  - energía interna por unidad de masa.
- $E$  - tensión de vapor saturante.

- $F$  - fuerza debida a los desplazamientos de una gota en un medio viscoso.
- $G$  - factor de suelo -subíndices  $s$ ,  $r$  y  $m$  indican fuente, receptor y media, respectivamente-.
- $h$  - entalpía por unidad de masa o entalpía específica.
- $h$  - humedad relativa.
- $h_{\text{abs}}$  - humedad absoluta.
- $h_m$  - humedad relativa máxima en un día de niebla.
- $h_r$  - altura del receptor.
- $h_s$  - altura de la fuente de ruido.
- $i$  - unidad imaginaria; también, como sufijo, unidad numeral indeterminada.
- $j$  - unidad imaginaria.
- $k$  - coeficiente de conducción térmica.
- $k$  - número de onda; vector de onda.
- $k_s$  - módulo de compresión adiabático.
- $K_m$  - coeficiente de mezcla constante.
- $K$  - coeficiente de expansión de la teoría K.
- $L$  - calor latente de condensación; calor latente de vaporización del líquido.
- $L_v$  - distancia a la fuente.
- $L_{\text{eq}}$  - nivel continuo equivalente.
- $m(a)$  - masa de la gota de radio  $a$ .
- $m_{\text{dif}}$  - variación de la masa por difusión.
- $\dot{M}$  - ratio de evaporización por gota del medio.
- $MF$  - flujo másico.
- $MR$  - fracción másica.
- $n$  - número de gotas por unidad de volumen.

- $n$  - dirección.
- $n_i$  - tamaño de la gota  $i$ .
- $N$  - número de partículas de difusión por unidad de volumen.
- $N_i$  - término de nucleación.
- $P$  - presión.
- $P_m$  - suma de las presiones parciales del vapor y del gas no condensado.
- $P_s$  - presión de saturación.
- $P_s$  - radiación de difusión.
- $P_v$  - presión de vapor.
- $Q(a)$  - cantidad de calor de las gotas de agua.
- $\dot{Q}$  - ratio de transferencia de una gota de líquido al gas.
- $r$  - punto espacial; distancia de un punto a un origen.
- $r_r$  - distancia de la fuente de ruido al punto de medición.
- $r_{ref}$  - distancia de la fuente de ruido al punto de referencia.
- $r_s$  - distancia de la fuente de ruido.
- $R$  - constante universal de los gases.
- $R$  - receptor; radio de partículas de difusión; radio de las gotas en el modelo de Cole y Dobbins.
- $R_1$  - trayectoria del sonido directo.
- $R_2$  - trayectoria del sonido reflejado.
- $R_{ec}$  - número de Reynolds.
- $R_g$  - constante del gas.
- $R_m$  - constante de la mezcla gas-líquido.
- $R_v$  - constante de los gases reales.
- $s_i$  - coeficiente de la caída de gotas.
- $S$  - fuente emisora de ruido; entropía.

- $\tilde{S}$  - función compleja de la frecuencia.
- $S'$  - fuente emisora de ruido imaginaria.
- $t$  - tiempo.
- $T$  - temperatura.
- $T_e$  - temperatura del punto de escarcha.
- $T_m$  - temperatura de la mezcla gas-líquido.
- $T_f$  - temperatura de formación de la niebla.
- $T_p$  - temperatura de la fase de gotas.
- $T_M$  - temperatura máxima de un día de niebla.
- $T_s$  - temperatura del punto de rocío o de saturación.
- $u$  - velocidad del gas.
- $u_m$  - velocidad de la mezcla gas-líquido.
- $v_i$  - velocidad del sonido.
- $V_i$  - velocidad de la gota.
- $x$  - coordenada geométrica horizontal.
- $y$  - coordenada geométrica horizontal.
- $z$  - coordenada geométrica vertical.
- $w$  - velocidad acústica.

## Letras del alfabeto griego

- $\alpha$  - parte imaginaria de la constante de propagación; atenuación en función de la frecuencia.
- $\gamma$  - coeficiente adiabático del gas.
- $\gamma_d$  - coeficiente de atenuación por difusión.
- $\delta$  - función delta de Dirac.
- $\Delta T$  - temperatura del intervalo de bruma.
- $\eta$  - coeficiente de viscosidad ordinario.
- $\theta$  - ángulo entre el vector de onda incidente  $z$  la dirección de dispersión.
- $\theta$  - fase de una onda.
- $\theta_i$  - ángulo de incidencia con respecto a la vertical de una onda con el suelo.
- $\theta_r$  - ángulo reflejado con respecto a la vertical tras incidir una onda con el suelo.
- $\Theta$  - temperatura en grados centígrados.
- $\lambda$  - longitud de onda.
- $\mu$  - peso molecular.
- $\xi$  - segundo coeficiente de viscosidad.
- $\pi$  - número pi.
- $\rho$  - densidad.
- $\rho_g$  - densidad del gas.
- $\rho_m$  - suma de densidades parciales del vapor y del gas no condensado.
- $\rho_p$  - masa de las gotas por unidad de volumen de la mezcla.
- $\rho_v$  - densidad del vapor.
- $\rho_s$  - densidad de saturación.
- $\rho_w$  - masa total del aerosol por unidad de volumen del medio.

$\rho_{ot}$  - densidad del líquido.

$\sigma$  - sección eficaz de difusión.

$\varphi$  - ángulo reflejado con respecto a la horizontal tras incidir una onda con el suelo.

$\phi$  - potencial de velocidad.

$\chi$  - difusión térmica del líquido.

$\omega$  - frecuencia angular acústica.

## Otros símbolos

$\wedge$  - indica que es una magnitud compleja.

$\langle \rangle$  - media de la variable.

$\sim$  - indica que es una magnitud compleja.

' - indica la derivada de una función; magnitud en presencia de perturbación.

Im - parte imaginaria.



## 1.1 - Introducción



A lo largo de la historia, el hombre ha buscado su mejor adaptación al medio natural donde vivía. Esta búsqueda no ha estado exenta de grandes dificultades que, poco a poco, el hombre ha ido soslayando conforme aumentaba su conocimiento de la naturaleza con el objeto de descubrir los secretos que rigen su comportamiento.

Pese a que no se conozca con exactitud cuál fue la primera vez que el hombre se cuestionó los fenómenos acústicos y sus propiedades -sin duda con una primitiva inquietud científica-, sí se puede imaginar que tanto las primeras especies de homínidos como muchas otras especies animales en la naturaleza -muchas de ellas desaparecidas ya- constataron, en los albores de la creación de la vida sobre la tierra, que los fenómenos acústicos, o la transmisión del sonido, se rigen por fundamentos diferentes a los de la transmisión de la luz.

Así, por ejemplo, los primeros humanos tuvieron que observar que los fenómenos de explosión lumínica de un rayo en una tormenta venían acompañados de un posterior estallido acústico que llenaba de ruido todo el espacio. Del mismo modo, se puede imaginar sin aventurarse demasiado que, poco a poco, la conciencia de esos seres se iba convirtiendo en científica. Con toda probabilidad, en multitud de ocasiones, en mitad de una tormenta llegarían a la primitiva conclusión de que escuchando y analizando el retardo entre el relámpago y el trueno, podrían hacerse una idea de la separación a la que se encontraba el emisor del fenómeno, en este caso la nube, del receptor, y este conocimiento serviría, en más de un caso, para asegurar su propia supervivencia.

Pero es difícil -si no ya imposible-, imaginar cuál sería la primera ocasión en la que el hombre se cuestionaría la variación de comportamiento del sonido cuando aparecía la niebla como elemento que lo envuelve todo.

Se tiene constancia de que los antiguos vikingos solían demostrar su bravura y pericia en la navegación en niebla espesa, aventajando así a otros pueblos o civilizaciones. No resulta difícil de imaginar que el sistema que podrían haber utilizado para mantenerse cerca de la costa en condiciones mínimas de visibilidad fuera el de emitir señales acústicas, probablemente sirviéndose de cuernos que hacían las veces de primitivas trompetas, y escuchar el eco rebotado como consecuencia de la reflexión de la onda acústica en algún accidente geográfico de la costa. Conforme fuera la variación en la recepción del eco, con respecto a la esperada, podrían así corregir la deriva de la nave y eso les permitiría mantenerse navegando en condiciones de niebla adversa.

Pero la verdad es que no se tiene plena certeza de que eso fuera así. Lamentablemente, lo que ha quedado de las artes de navegación de estos pueblos nórdicos no es mucho, del mismo modo que también se ignora cómo resolvían otras civilizaciones cuestiones relativas a la navegación en situaciones de baja visibilidad, niebla o calima<sup>1</sup>.

Hallazgos arqueológicos indican que ya en la navegación egipcia de la XIII Dinastía -hacia 1600 a. C.- usaban ánforas lumínicas que servirían de indicación de posición a naves vecinas y que serían de extraordinario servicio en navegación con baja visibilidad. En [1] se establece una discusión muy interesante que ayuda a comprender mejor el uso de la acústica en tiempos remotos e intuir el interés que los pueblos antiguos sentían por estos fenómenos.

Pero la primera vez que se tiene constancia documental del uso de un sistema acústico para orientar a las embarcaciones en caso de niebla se encuentra en el Faro de Alejandría<sup>2</sup>. Según algunos investigadores [1], el faro estaba coronado por estatuas de tritones soplando caracolas marinas y más que un detalle ornamental, tenían la función de emitir señales sonoras en los días de bruma o niebla con el fin de orientar las embarcaciones a las instalaciones portuarias<sup>3</sup>.

Muchos siglos después, en 1874 el investigador John Tyndall [2], propuso que se realizasen esfuerzos para sustituir las señales luminosas usadas como guía a las naves cercanas a la costa, por señales acústicas en los días de niebla espesa, debido a la alta siniestralidad de las embarcaciones en dichas condiciones meteorológicas [3]. En el **capítulo 5** se tiene ocasión de desarrollar con algún detalle estos extremos.

Existen otras fuentes bibliográficas que hacen alusión a estos pormenores y permiten concluir que aunque fuera de un modo simple, tanto el hombre primitivo como los navegadores que lo hacían en condiciones de niebla, implícitamente estaban asumiendo como cierta la hipótesis de que el sonido se transmite a velocidad constante y que determinados fenómenos son capaces de hacer variar dicha velocidad de transmisión. Y lo asumían de un modo que se podría calificar

---

<sup>1</sup> Estudios recientes impulsados por G Horváth et al., apuntan a que los vikingos usaban un cristal, espato de Islandia, que polariza la luz e indica la posición del sol aun en las nieblas más espesas. De ser cierto, se corroboraría la leyenda del rey Olaf orientándose con una piedra solar. Recientemente se ha encontrado un ejemplar en un navío inglés del siglo XVI. G Horváth et al. 2011 Phil. Trans. Roy. Soc. B 366 772.

<sup>2</sup> Construido en el siglo III a. C. en la isla de Faro en Alejandría y que dio origen a la palabra *faro*.

<sup>3</sup> En el tratado *Pneumática* de Herón de Alejandría aparecen referencias sobre el uso de ingenios mecánicos posiblemente válidos para la emisión de sonidos. Cabe mencionar que según fuentes árabes [1] surgían del edificio del Faro “*terribles voces*”.

incluso de inconsciente, ignorantes por completo del fenómeno acústico de la transmisión del sonido.

Abundando en este extremo, y de una forma más concreta, según reza la literatura popular [4], los habitantes ingleses podían identificar la presencia de la niebla por el sonido de las campanas, que al parecer eran más resonantes y claras en los días de niebla, e incluso los tonos altos del anfiteatro al aire libre de la Hollywood Bowl en las filas situadas al fondo del recinto se oyen mejor en condiciones de alta humedad [4], lo que indica que la presencia de niebla en la atmósfera contribuye a la modificación de las propiedades acústicas del sonido.

Haciendo un gran salto histórico y aterrizando en nuestros días, el 11 de diciembre de 2005 aconteció un fenómeno acústico meteorológico teniendo como protagonista la niebla en Hertfordshire (Reino Unido). El depósito de petróleo de Buncefield, uno de los más importantes de la red de oleoductos británicos y situado a poco más de 30 km al Noroeste de Londres, sufrió diversas explosiones tras las que se declaró un incendio que no pudo ser extinguido hasta dos días después y que ocasionó dos centenares de heridos, sin tener que lamentar ninguna desgracia personal. El incendio tras las deflagraciones, se convirtió en el mayor hasta la fecha en Europa en tiempo de paz [5].

El interés de incluir la noticia de este desastre en el presente trabajo de investigación radica en que conforme a los estudios meteorológicos, en el momento de la explosión, la humedad relativa en la zona era superior al 90%, llegándose en algunos momentos a la saturación, con muy baja visibilidad. Según se pudo observar de la información proveniente de los satélites, la zona estaba cubierta por una niebla espesa. Con semejantes condiciones meteorológicas, tras la primera explosión se produjo un fenómeno de inversión térmica que, como consecuencia, provocó que la explosión se escuchase a cientos de kilómetros del lugar de origen, como por ejemplo, en Países Bajos, Bélgica o Francia, donde, con toda seguridad, no se hubiese escuchado de no darse las condiciones meteorológicas mencionadas [5].

Cabe señalar que en el desarrollo que han tenido nuestras sociedades en las últimas décadas, este tipo de fenómenos ha provocado una mayor sensibilización del hombre por el mantenimiento y cuidado del medio ambiente como un recurso insustituible para la mejora de su calidad de vida, tanto individual como colectiva.

Dentro de esa sensibilización, y de modo muy especial, el hombre del siglo XXI ha tomado conciencia de que el ruido es un elemento destabilizador de su bienestar, y que su control, en especial en las áreas urbanas, cuyo incremento en los últimos años ha tenido un aumento superlativo, requiere de acciones de urgencia.

Por consiguiente, un factor importante que lleva a desarrollar este tipo de investigaciones, como la presente, no es solamente el profundizar en el conocimiento de los fenómenos físicos que se ponen en juego en la propagación del sonido en exteriores, sino que tiene también la intención de contribuir a tratar de aportar formas de lucha contra el ruido, entendiendo el ruido como uno de los contaminantes atmosféricos que influyen en la calidad de vida de las personas.

A modo de ejemplo del interés que las sociedades desarrolladas están tomando por el problema que presenta el ruido baste citar un informe publicado por la Agencia Europea de Medio Ambiente [6] donde se señala que en torno al 20% de la población de la Unión Europea sufre unos niveles de ruido que los expertos sanitarios consideran inaceptables, es decir, que pueden causar molestias, alteraciones del sueño y efectos nocivos en la salud [7].

La carga de enfermedad causada por el ruido ambiental no se ha cuantificado aún y la Organización Mundial de la Salud (OMS) ya se ha preocupado por el tema y en 2011 elaboró un estudio que abordaba diversos efectos sobre la salud [8]. En dicho estudio se pone de manifiesto que la exposición al ruido no solo produce alteraciones del sueño, molestias y deterioro de la capacidad auditiva, sino también otros problemas de salud como los trastornos cardiovasculares, cognitivos, estrés, etc. De igual forma, la Organización Mundial de la Salud estima que cerca del 40% de la población de la UE está expuesta a unos niveles de ruido de tráfico que superan los 55 dB(A)<sup>4</sup>, y que más del 30% está expuesta a unos niveles de ruido que superan los 55 dB(A) por la noche [8].

A la vista de este panorama, el estudio de la propagación del sonido en exteriores se presenta como una herramienta útil y necesaria, cuya evolución ha sido también notable en las últimas décadas.

Lamentablemente, el estudio de la acústica en exteriores<sup>5</sup> resulta uno de los más arduos y dificultosos para los investigadores y, con toda certeza, se trata de una de las partes de la física más complejas. Como se verá en capítulos posteriores donde se incidirá de nuevo sobre este particular, esto es debido, fundamentalmente, al gran número de variables que influyen de manera significativa en dicho fenómeno y a la interrelación entre ellas.

La caracterización y la posterior predicción de los niveles de presión sonora (SPL)<sup>6</sup> en la atmósfera debe tener en cuenta no solo los efectos internos como la naturaleza de la onda emitida y la absorción de energía sonora del medio en el que se propaga, sino también, tal y como se estudiará en el **capítulo 4**, un gran elenco de efectos externos, tales como la velocidad del viento, turbulencias, estado y características del suelo, etc.

Como se acaba de comentar, el estudio de la transmisión del sonido en exteriores es muy extenso, y este trabajo de investigación tendrá como objetivo principal el estudio del comportamiento y la influencia de la niebla en la transmisión de una señal acústica en atmósfera libre.

---

<sup>4</sup> La notación dB(A) hace referencia a decibelios ponderados, es decir, teniendo en cuenta la respuesta del oído humano.

<sup>5</sup> La comunidad científica utiliza indistintamente los términos propagación de sonido en exteriores o acústica en exteriores.

<sup>6</sup> *Sound Pressure Level*, en sus siglas en inglés.

Durante las últimas décadas se han desarrollado modelos que explican el comportamiento de los campos sonoros de un modo más preciso, teniendo en cuenta los mecanismos físicos que controlan la propagación, mencionados con anterioridad. Con ayuda de potentes algoritmos de cálculo y el desarrollo de nuevos métodos numéricos se ha logrado caracterizar el fenómeno y así poder evaluar de forma individualizada cada una de las variables que intervienen en la propagación, entre ellas las meteorológicas.

Sin embargo, existe una carencia a la hora de introducir estos fenómenos -en especial los meteorológicos- en los modelos teóricos. Una de las causas que explican esta carencia se puede encontrar en la dificultad añadida de contrastar dichos modelos con datos experimentales de calidad y, por lo tanto, los estudios comparativos precedentes relativos a la validación de estos métodos se han visto siempre con una gran limitación a la hora de interpretar los resultados. Esto es debido, en su mayor parte, a la gran dificultad que supone contar con una fuente de datos fiables, tanto acústicos como termodinámicos, que interrelacionen ambos fenómenos.

La niebla es un fenómeno meteorológico que para los vallisoletanos resulta familiar, ya que se presenta con frecuencia durante los meses de invierno en toda la cuenca del Duero. Tal es así que, desde que se cuenta con datos fiables, Valladolid -tal y como refleja el trabajo relativo al estudio de las nieblas de Morales y Ortega [9]- presenta una media de 38,4 días al año de niebla, concentrándose en los meses de noviembre y diciembre con más de doce días cada mes. Casi uno de cada cuatro días de invierno tiene lugar el fenómeno meteorológico del que se ocupa este estudio de investigación.

## 1.2 - Antecedentes

Para la realización del presente trabajo se cuenta con los artículos publicados por el doctorando junto con los doctores Julio González Suárez, Ana Isabel Tarrero y Manuel Arenal Gutiérrez y presentados en Tecniacústica 1999 titulados “Contribución al estudio de la propagación del sonido en exteriores” [10] y “Contribución al estudio de la propagación del sonido en medios con vegetación” [11]. Posteriormente, en Tecniacústica 2000 fue presentado el trabajo titulado “Contribución al estudio de la influencia de las variables meteorológicas en la propagación del sonido en exteriores”, obra de los autores anteriormente citados [12].

En dichos trabajos se comienza una línea de investigación experimental dirigida por el doctor Julio González Suárez y centrada en el estudio de la propagación de sonido en exteriores en diferentes circunstancias. Por una parte se aborda el estudio de la influencia de variables meteorológicas, y por otra, la influencia del suelo y la vegetación en el fenómeno de la propagación del sonido en exteriores.

Fruto de los mencionados trabajos son la publicación por parte de M. Arenal de la tesis doctoral que lleva por título “*Contribución al estudio de la influencia de las condiciones*

*meteorológicas en la propagación del sonido en exteriores*” y dirigida por J. González y M. Machimbarrena [10], y de la tesis doctoral por parte de A. I. Tarrero titulada “*Propagación del sonido en bosques. Análisis comparativo de las medidas in situ, en laboratorio y de los valores predichos por un modelo*” y dirigida por J. González y M. A. Martín [13].

En el primero de los trabajos mencionados, M. Arenal aborda el estudio de los modelos de propagación del sonido en exteriores de Daigle [14] con variaciones apuntadas por Ostashev [15] y validado por datos acústicos experimentales obtenidos en atmósfera libre, es decir en exteriores<sup>7</sup>.

Por su parte, A. I. Tarrero centra su investigación en valorar con datos experimentales el efecto individualizado de los árboles sobre la propagación del sonido y en avalar y optimizar un modelo en el que la contribución de los árboles aparece como un elemento específico. Es de destacar en este trabajo la caracterización acústica de distintos tipos de suelo y la determinación de su impedancia por medio de los datos experimentales obtenidos en exteriores por parte de la autora, tal y como se menciona en el apartado dedicado al efecto del suelo en la propagación del sonido en el **capítulo 4** del presente trabajo.

Los trabajos de investigación mencionados anteriormente se enmarcan junto a la presente tesis doctoral en una línea común de estudios de la propagación del sonido en exteriores valiéndose de datos acústicos experimentales obtenidos en atmósfera libre, es decir, en exteriores, y contando con la posibilidad de disponer de datos meteorológicos fiables cuando las investigaciones aconsejen realizar los estudios teniendo en cuenta los factores meteorológicos.

En el presente caso, esta tesis doctoral aborda el estudio de la propagación del sonido en exteriores con una atmósfera que presenta un fenómeno meteorológico muy específico: la niebla, y para tal fin, hay que señalar que algunos han sido los autores que a lo largo de la historia han estudiado este fenómeno meteorológico de manera aislada, como por ejemplo Fitzjarrald y Lala [16] y pocos los que han dedicado sus esfuerzos a validar modelos teóricos de propagación y formación de la niebla, como Labajo et al. [17] [18] [19].

En particular se cita este último ya que no existen apenas modelos validados y en los trabajos de Labajo la validación está realizada con características atmosféricas similares a las encontradas en la toma de datos experimentales de la presente tesis doctoral.

Por último, se debe destacar el trabajo realizado por Morales y Ortega [9] basado en los datos facilitados por el Centro Meteorológico Zonal del Duero y otras fuentes en el periodo 1988-1992. Estos autores, profesores del Departamento de Geografía de la Universidad de Valladolid, completaron un estudio explicativo de la niebla como fenómeno meteorológico en la zona a fin de conocer su dinámica, frecuencia, distribución y los tipos de tiempo atmosférico al que se asocia.

---

<sup>7</sup> Los resultados experimentales obtenidos por Arenal serán fruto de un estudio con mayor detalle en el **capítulo 7** dedicado al análisis de resultados.

### 1.3 - Objetivos

Como Tyndall subraya en la cita con la que comienza esta tesis doctoral, la propagación del sonido en la atmósfera es un proceso que precisa de revisión y este pensamiento es válido hoy también, en la segunda década del siglo XXI. La complejidad del problema radica en que la transmisión del sonido en exteriores está gobernado por muchos fenómenos físicos que interaccionan entre sí. Por su parte, los investigadores en esta área siempre han buscado un mejor entendimiento de todos los mecanismos involucrados, si bien esta tarea es ardua y extremadamente compleja como se acaba de comentar.

El estudio de la propagación del sonido en un medio con niebla, tal y como se expone detalladamente en el **capítulo 5** -dedicado a los modelos existentes- comienza en los albores del siglo XVIII, pero no es hasta la segunda mitad de la década de los 60 del pasado siglo cuando aparecen los primeros modelos teóricos que rigen su comportamiento [20] [21].

A la hora de validar los modelos mencionados lo han sido comparando lo predicho teóricamente con datos experimentales obtenidos en medios donde la niebla era simulada y en un espacio cerrado [22] [23] o bien, en otras ocasiones, los valores acústicos eran medidos dentro de un tubo donde las características físicas de las gotas de líquido en suspensión en el medio de transmisión del sonido eran controladas [24] [25].

No se han encontrado en el estado del arte trabajos experimentales que aborden el estudio de la propagación del sonido en exteriores en condiciones de atmósfera con niebla. Esto es debido primordialmente, como ya se ha comentado, a la extrema complejidad de obtener simultáneamente datos acústicos y meteorológicos que permitan ser usados para contrastar los modelos teóricos existentes. Un trabajo de estas características, por consiguiente es pionero en el campo de la acústica y en especial en el de la transmisión del sonido en exteriores.

Para abordar el presente trabajo de investigación es necesario seleccionar concienzudamente la zona donde dichos datos acústicos experimentales van a ser determinados. El lugar elegido ha de contar con dispositivos de medida de variables meteorológicas, ha de ser apto para la toma de medidas acústicas<sup>8</sup> y el fenómeno meteorológico de la niebla ha de estar presente con relativa frecuencia. En el presente trabajo de tesis doctoral, el lugar seleccionado para tal fin es el Centro de Investigación de la Baja Atmósfera (CIBA) como se explica en el **apartado 6.2**.

Otra dificultad añadida al objetivo de poder evaluar los modelos teóricos de propagación del sonido en condiciones de niebla por medio de datos obtenidos en atmósfera libre, radica en la ausencia de homogeneidad a la hora de abordar el problema, tanto desde el punto de vista teórico, como de su comprobación experimental. Esto es debido a dos motivos primordiales: en primer lugar los diferentes autores -como se verá en los **capítulos 5 y 7**- utilizan variables para definir sus respectivos modelos que difieren unas de otras y, por otra parte, no existe una norma de

---

<sup>8</sup> Entre los requisitos figura el estar alejado de fuentes de ruido, tal y como se explica en el **capítulo 6**.

seguimiento obligatorio a la hora de determinar los datos experimentales. La norma ISO 9316-2<sup>9</sup> [26], que sirve de guía para la obtención de datos acústicos en exteriores no es de uso obligatorio en la comunidad científica, de hecho, en España no ha sido adoptada ni traducida por la Asociación Española de Normalización y Certificación<sup>10</sup> y, por tanto, no es posible comparar resultados si no se refieren los valores experimentales a la misma parametrización.

Todo lo expuesto anteriormente hace que, en la actualidad y con los medios disponibles, abordar un estudio experimental que valide los diferentes modelos teóricos con datos acústicos experimentales en exteriores, obtenidos *in situ* y en una atmósfera con niebla, sea prácticamente inviable.

Por último, este tipo de trabajos académicos suele carecer de una propuesta que compile los conocimientos adquiridos durante su elaboración en una aplicación práctica que pueda ser usada por la comunidad como resultado tangible del esfuerzo desarrollado. Así mismo, el uso de bibliografía técnico industrial, como son las patentes, suele quedar al margen de la utilizada en general en la elaboración de tesis doctorales. El autor de la presente tesis doctoral desarrolla su actividad profesional desde hace más tres lustros como examinador de patentes y es Autoridad Internacional WIPO<sup>11</sup> a nivel mundial, como se indica en el **anexo VI** y, basado en la experiencia acumulada durante estos años, es necesario subrayar que sería deseable que se tomase este extremo con mayor interés.

A modo de resumen de lo expuesto en este apartado, a la hora de diseñar la confección del presente trabajo de tesis doctoral, se han de destacar, como principales, los siguientes objetivos:

- i. En primer lugar, emprender una investigación profunda del estado del arte, incluyendo una revisión bibliográfica pormenorizada, tanto de fuentes de propiedad industrial como académicas. Con ello se quiere rescatar todo aquello que sea esencial para establecer un modelo teórico que describa el comportamiento de la transmisión de una onda sonora en atmósfera exterior. En este modelo, el fenómeno meteorológico de la niebla ha de encontrarse integrado y ha de ser considerado como una variable dentro de la modelización de la atmósfera.
- ii. Por otra parte, y como objetivo principal, está el de obtener un conjunto de medidas acústicas reales en atmósfera libre, al exterior, en condiciones de niebla. Este conjunto de medidas, *per se*, ya constituye una novedad que merece ser destacada, ya que las medidas obtenidas con anterioridad de las que se tiene constancia han sido realizadas en condiciones de laboratorio, en naves anecoicas o semianecoicas acondicionadas a tal efecto y en las que los parámetros meteorológicos eran simulados tanto en el interior de cámaras preparadas a tal efecto, o más recientemente en tubos. En contraposición a este procedimiento, está el que la

---

<sup>9</sup> *Acoustics – Attenuation of sound during propagation outdoors – Part 2: General method of calculation*. Acústica – Atenuación del sonido durante la propagación en exteriores – Parte 2: Método general de cálculo.

<sup>10</sup> Ni siquiera se dispone de una publicación oficial en castellano.

<sup>11</sup> Organización mundial de la propiedad intelectual -*World Intellectual Property Organization*, en inglés-.

adquisición de medidas se realice en el exterior y por lo tanto, que las condiciones atmosféricas sean reales.

- iii. Un tercer objetivo es la validación de la bondad de los datos experimentales obtenidos. Para ello, a lo largo del presente trabajo se irán mostrando cuáles son los requisitos de calidad que ha de tener la atmósfera con niebla donde los valores acústicos han de ser obtenidos. Una vez establecidos dichos requisitos, se determinarán los parámetros que se han de cumplir a la hora de obtener los valores acústicos experimentales. Por último se compararán los valores obtenidos con las predicciones de los modelos teóricos que describen el comportamiento de la propagación del sonido en la atmósfera en condiciones de niebla.
- iv. Además, se pretende utilizar los conocimientos adquiridos en el desarrollo y elaboración de la presente tesis doctoral en proponer, a modo de solicitud de patente, una aplicación práctica que sintetice lo abordado en el presente trabajo.
- v. Por último se analizará e indicará la pauta a seguir, en vista de los resultados obtenidos. Así mismo, se evaluará cuál sería rumbo que investigaciones futuras han de tomar para avanzar en la descripción y modelización de la transmisión de sonido en exteriores teniendo la niebla como fenómeno meteorológico añadido.

## 1.4 - Metodología de exposición

Tras la lectura del prefacio, con toda seguridad se habrá podido intuir que la presentación del presente estudio científico no es al uso, sino que va unido a citas y referencias históricas, poco comunes en trabajos académicos como el presente. El motivo se puede encontrar en las siguiente cita de René Descartes reproducida a continuación, donde se viene a resaltar que cualquier tipo de conocimiento no se presenta aislado, sino, más bien al contrario, unido indisolublemente a las circunstancias y a los protagonistas relacionados con él.

En palabras de Descartes [27]:

*Ce qu'il faut d'abord reconnaître, c'est que les sciences sont tellement liées ensemble qu'il est plus facile de les apprendre toute à la fois que d'en détacher une seule des autres. Si donc on veut sérieusement chercher la vérité, il ne faut pas s'appliquer à une seule science; elles se tiennent toutes entre elles et dépendent mutuellement l'une de l'autre. Il faut songer à augmenter ses lumières naturelles, non pour pouvoir résoudre telle ou telle difficulté de*

*l'école, mais pour que l'intelligence puisse montrer à la volonté le parti qu'elle doit prendre dans chaque situation de la vie*<sup>12</sup>.

De este modo, en la presente tesis doctoral se han pretendido mostrar los contenidos como un todo y en la redacción se ha tenido cuidado de detenerse en los detalles históricos con el ánimo de aportar un conocimiento más completo, libre de arquetipos clasificadores por materias del saber, mostrando así la parte tanto humana como humanista que subyace en cada avance científico.

La materia objeto de exposición queda dividida en capítulos con referencias comunes a todas ellas y detalladas en el apartado dedicado a la bibliografía. Para ello, y con el fin de facilitar al lector su seguimiento, se ha seguido lo indicado en el formato IEEE [28] donde se detalla en un elenco al final de la tesis las obras citadas, mientras que en el texto, un número entre corchetes hace referencia a la mencionada obra.

La exposición de la presente tesis doctoral comienza en su **capítulo 2** con una reseña histórica cuyo objetivo es hacer reflexionar sobre los avatares y dificultades de la investigación científica en general y de modo particular, resalta una paradoja encontrada por el autor de esta tesis y que abrirá, de buen seguro, camino a una investigación histórica más profunda.

En el **capítulo 3** se abordará el estudio de la niebla como fenómeno meteorológico, teniendo como centro de su desarrollo la incidencia que el fenómeno en cuestión presenta en la zona de toma de datos. Así mismo, se repasará todo lo concerniente a las características de la niebla y se expondrá alguno de los modelos de formación más aceptados.

Posteriormente, el **capítulo 4** se dedicará a exponer someramente las bases de la teoría de propagación del sonido. Se estudiará la propagación en el seno de un fluido y se analizará la ecuación de ondas y los diferentes modelos de resolución para llegar a analizar los diversos factores que intervienen en el proceso de la propagación del sonido.

En el **capítulo 5** se podrá encontrar un análisis cronológico del estado del arte, donde se repasarán los diferentes modelos de propagación del sonido en condiciones de niebla que se han venido proponiendo a lo largo de la historia, con un análisis más detallado en el modelo de Cole y Dobbins [21] y en el de Davidson [29], así como en los trabajos de Mahnata [24] y Kandula [30] [31].

Se dedicará el **capítulo 6** a explicar cómo han sido diseñadas y realizadas las diferentes campañas de toma de datos *in situ*, tanto acústicos y como meteorológicos, así como detallar los factores que han tenido que ser tomados en cuenta.

---

<sup>12</sup> Lo que ante todo hace falta reconocer, es que las ciencias están unidas entre sí de tal modo que es más fácil aprenderlas todas a la vez que separar a una sola de las otras. Entonces, si se quiere seriamente buscar la verdad, no hay que aplicarse solo a una ciencia; se tienen entre ellas y dependen mutuamente la una de la otra. Hay que soñar con aumentar sus luces naturales, no para poder resolver tal o tal dificultad de la escuela, sino para que la inteligencia pueda mostrar a la voluntad el partido que debe tomar en cada situación de la vida [Traducido por el Autor].

Será en el **capítulo 7** donde se analice la bondad de los valores acústicos obtenidos experimentalmente y se comparen con los modelos detallados con anterioridad. Al final de este capítulo se propondrá una aplicación práctica con formato de solicitud de patente, a modo de resumen de lo investigado en el desarrollo de la presente tesis doctoral.

Por último, el **capítulo 8** pondrá colofón a este trabajo analizando las conclusiones y las vías de investigación futura en este campo.

Los registros lingüísticos usados en la redacción de la presente tesis doctoral se corresponden a los especializados en contextos divulgativo-científico e histórico, con la salvedad de la aplicación expuesta en el **apartado 7.7**, que se usará un registro jurídico-técnico.





En la segunda mitad del siglo XIX, durante la guerra civil estadounidense, el Comandante General del Ejército de la Unión, Ulysses S. Grant<sup>13</sup>, traza una estrategia para derrotar a las fuerzas confederadas bajo el mando del General Mayor Sterling Price, mucho menor en número, que se encontraban cerca de Iuka, al noreste del estado de Mississippi.

El 19 de septiembre de 1862<sup>14</sup>, el Comandante General Grant envía al Brigadier General Rosecrans a atacar Iuka, quien ordena comenzar la marcha a primera hora del día 19 con sus fuerzas desde el suroeste, mientras Grant, junto con el resto de su ejército, bajo supervisión del General Mayor Edward Ord, esperan en una posición situada a unas cuatro millas al norte.

Ord envía un mensaje de rendición a Price, que rechaza. A la vez, Price recibe órdenes de reagrupamiento con otras fuerzas para atacar al ejército unionista. Price informa de que la situación militar ha cambiado y de que no puede evacuar Iuka inmediatamente.

Grant, considerando el retraso en el avance de Rosecrans -a quien algunos escarceos con las tropas confederadas han ralentizado su marcha-, ordena a Ord a permanecer en su posición en alerta, hasta que las fuerzas de Rosecrans entablen batalla con los confederados y que nada más escuchar los primeros ruidos de la contienda, lance su ofensiva.

A última hora de la tarde, Grant y Ord observan humo proveniente de Iuka, pero no oyen nada y suponen que los confederados, bajo el mando de Sterling Price, habían causado un incendio para evitar su captura.

---

<sup>13</sup> 27 de abril de 1822 – 23 de julio de 1885. Posteriormente a estos hechos fue proclamado el décimo octavo presidente de los Estados Unidos de América (1869 -1877).

<sup>14</sup> Contrariamente a lo que señalan otros autores [32], la batalla tuvo lugar el 19 de septiembre de 1862 y no el 20 del mismo mes y año [139].

La realidad era otra bien distinta. Price y Rosecrans habían librado una durísima batalla durante más de dos horas y para cuando los correos avisaron a Grant y Ord de la situación, ya era demasiado tarde. Las fuerzas de Price habían repelido el ataque de Rosecrans y durante la noche Price y sus hombres escaparon entre los dos frentes de los unionistas.

Según resume Ross [32] el episodio: “*Los vientos de la guerra habían privado de una victoria segura a uno de los más grandes generales de la historia de los Estados Unidos*”.

En el siglo XIX aún se desconocía mucho acerca del comportamiento de la transmisión del sonido en atmósfera libre, y mucho menos conocían los generales Grant y Ord la existencia de zonas de sombra acústica, desde la que, con toda seguridad, esperaron infructuosamente a que la señal acústica de la batalla que se estaba librando en las cercanías les llegase.

Una circunstancia similar se observa más de medio siglo después, en el transcurso de la Primera Guerra Mundial durante la batalla de Amberes, donde algunos observadores constatan que el ruido de la artillería y los bombardeos se oyen con nitidez en Inglaterra y Francia durante los meses de verano, pero durante el invierno, los ruidos de la batalla se aprecian mejor desde Alemania [32]. Sin embargo, se tiene que esperar a la segunda mitad del siglo XX para que comience el interés de la comunidad científica por estudiar el comportamiento del ruido en exteriores y su interacción con las variables atmosféricas.

Al margen de los hechos anteriormente relatados, la primera referencia histórica escrita de la que se dispone acerca de los efectos de las variables atmosféricas en la transmisión de sonido, se encuentra en el diario del que fuera Secretario del Almirantazgo durante los reinados de Carlos II y Jaime II en la Inglaterra de la segunda mitad del siglo XVII,

Samuel Pepys (1633 – 1703) escribió unos detallados diarios durante el decenio que va entre los años 1659 y 1669 cuya minuciosidad junto con la escrupulosamente rica relación de acontecimientos relatados convierten a la obra en la más exhaustiva fuente de información histórica de aquél tiempo<sup>15</sup>. Esto fue posible debido a que el autor de los mencionados diarios tuvo el privilegio de vivir en primera persona en este periodo crítico de la historia de Inglaterra, la Restauración.

En la parte de las memorias de Samuel Pepys [33] correspondiente a los días del 2 al 4 de junio de 1666<sup>16</sup>, Pepys narra un hecho que le produjo fuerte conmoción. Durante las batallas

---

<sup>15</sup> Estos diarios han sido de vital importancia para todo tipo de estudio histórico de la época y referencia obligada para un sinnúmero de historiadores. Pepys no los escribió con la intención de hacerlos público y, gracias a lo relatado por él, hoy se conoce cómo eran las representaciones teatrales *shakesperianas*, la inflación inmobiliaria de la época tras el gran incendio de Londres o las costumbres y licencias de aquel tiempo, amén de una innumerable relación de detalles históricos que aún hoy sirve de fuente a numerosos estudios.

<sup>16</sup> Los días 2 al 4 de junio de 1666 pertenecen al calendario juliano, que se corresponden a los días 12 y 14 de junio del mismo año en el calendario gregoriano.

navales que tuvieron lugar en esos días entre la armada inglesa y la flota neerlandesa<sup>17</sup>, en algunos puntos de la costa se oyeron con toda nitidez los ruidos de la batalla, mientras que en otros el silencio era absoluto.

Para hacernos una idea de la envergadura del combate, baste decir que, como consecuencia de la feroz batalla librada esa jornada, al finalizar el 2 de junio la flota inglesa, al mando del General de Flota George Monck<sup>18</sup>, contaba con 44 naves operativas de los 80 de partida, antes de retirarse a puerto perseguido por los navíos neerlandeses [34].

El día 2 de junio, el rey Carlos II recibe una carta remitida por el general de Flota George Monck en la que narra que han entrado en contacto visual con la flota enemiga, que estaban preparados para el combate y que los ruidos de artillería eran constantes durante toda la tarde del día anterior. Ante esto, dado su rango, a Pepys le llegan órdenes de reclutar 200 soldados y enviarlos como ayuda a la flota comandada por Monck. Incluso el propio Pepys narra cómo antes de las cuatro, en las colinas del parque de Greenwich él mismo es capaz de oír las armas de la flota más claramente.

Todas las esperanzas se centraban en que la flota capitaneada por el Príncipe Ruperto<sup>19</sup>, que estaba de regreso, pudiese partir esa misma tarde en auxilio de los combatientes. El Príncipe contestó que tenía prevista la partida.

Esa misma tarde Pepys se encontró con la llegada del Capitán William Fazeby<sup>20</sup>, al cargo del buque *Katharine*, quien le narró cómo este, hacía dos días que, tras avistar a la flota neerlandesa, huyó de ella virando la nave hacia la costa, pero que desde ese instante hasta el momento de la conversación no habían oído ni un solo disparo ni indicios de batalla.

A la mañana siguiente, le llegan noticias a Pepys, del Capitán Thomas Elliot, de *El Pórtland*, quien narra que la batalla comenzó hacía dos días, y que vio saltar por los aires un barco grande neerlandés y otros tres incendiados, así que los informes recibidos no podían ser mejores. Por la tarde llegan las noticias de que la flota del príncipe llegó a Dover, pero la noche anterior, sin haber oído ruido ninguno de batalla y, ante la ausencia de noticias, ordenó arriar velas y bajar el ancla.

Sin haberse percatado de ello, el desastre se había confirmado. Un sangriento enfrentamiento tuvo inicio dos días antes, justo cuando el Capitán Fazeby se encontraba entre el lugar de la acción y la costa.

---

<sup>17</sup> Los hechos corresponden a la denominada batalla de los cuatro días, que tuvo lugar durante la conocida como Segunda Guerra anglo-neerlandesa entre 1665 y 1667 contando como contendientes Inglaterra y las Provincias Unidas de los Países Bajos en uno de los combates navales más largos de la historia.

<sup>18</sup> El rango en inglés es de *General at Sea*. El general de Flota George Monck (6 de diciembre de 1608 –3 de enero de 1670) fue posteriormente nombrado Primer Duque de Albemarle.

<sup>19</sup> Príncipe Ruperto del Rin (17 de diciembre de 1619 –19 de noviembre de 1682), príncipe alemán y primo hermano del rey Carlos II de Inglaterra.

<sup>20</sup> Capitán de navío con varios decenios al servicio de la marina inglesa comandando muchos de los principales barcos de la armada. Falleció el 11 de septiembre de 1711.

En Dover no se ha oído el más mínimo eco de la batalla y la flota no ha podido ni sabido adónde acudir. Esa misma noche llegan noticias de la tragedia. Numerosos barcos y hombres perdidos ante la pasividad del resto de la flota, amarrada a puerto en espera de una señal para acudir a su auxilio.

Tras la narración de estos acontecimientos históricos, un detalle merece ser destacado. Ante los escritos, no solamente de Pepys, sino de también otros miembros de la armada inglesa y capitanes -reflejando el hecho en su correspondiente cuaderno de bitácora- de que habían escuchado con toda nitidez el rugir de los cañones, el príncipe reacciona afirmando que, con toda seguridad, los testigos han confundido los cañones con truenos.

En ninguna parte del diario se mencionan cuáles eran las condiciones meteorológicas y atmosféricas en aquellos días para interpretar correctamente la afirmación del príncipe sobre los truenos. Lamentablemente ese detalle no se conocerá nunca, pero lo inexplicable del hecho no pasa desapercibido y queda reflejado por Pepys en los siguientes términos:

*“...it is a miraculous thing that we all Friday, and Saturday and yesterday, did hear every where most plainly the guns go off, and yet at Deale and Dover to last night they heard one gun. This added to what I have set down before the other day about the Katharine, makes room for a great dispute in philosophy<sup>21</sup>, how we should hear it and they not, the same wind that brought it to us being the same that should bring it to them: but so it is<sup>22</sup>”.*

Es la primera vez que se encuentra en la historia el testimonio de alguien que se cuestiona el carácter y las propiedades de la transmisión del sonido en exteriores en lo que parece que se trata de una zona de sombra acústica, y Pepys lo hace en estos términos, invocando a un debate en el mundo académico para tratar la cuestión:

*... conducen a un gran debate en “filosofía”, cómo pudimos escucharlo nosotros y ellos no, el mismo viento que nos lo trajo a nosotros debería llevárselo a ellos: pero así es.*

No se puede constatar si esta paradoja se apoderó durante mucho tiempo del pensamiento de Samuel Pepys y si decidió compartirla y de este modo hacer público su deseo -escrito en privado- de convocar un debate sobre el tema. Samuel Pepys era un alto funcionario muy relacionado y, a buen seguro, no le faltaban científicos a los que acudir a plantearles la cuestión. Tenía a todos los mejores del reino a su servicio, prestos a atender cualquier demanda que en nombre de la corona se les plantease. Así que se podría pensar que, con relativa certeza, lo hizo.

---

<sup>21</sup> Aquí *philosophy* se debe traducirse por física (N del A).

<sup>22</sup> *Es una cosa milagrosa que nosotros todo el viernes y sábado y ayer escuchásemos por doquier los estallidos de los cañones más nítidamente y ya a Deale y Dover hasta anoche no hayan oído ni un cañón. Esto, añadido a lo que he escrito antes del otro día sobre el Katharine, conduce a un gran debate en física, cómo pudimos oírlo nosotros y ellos no, el mismo viento que nos lo trajo a nosotros debería llevárselo a ellos: pero así es”.* [Traducido por el Autor].

O se podría pensar lo contrario e imaginar que las dificultades de encontrar un profesor capaz de poder entender el problema y poder así darle una respuesta eran insoslayables. De hecho, para la época -en la segunda mitad del siglo XVII- no eran muchas las personas a las que se podría haber acudido en demanda de ayuda.

Pero aquí, la historia da un giro inesperado y es capaz de sorprender. Dentro del escaso elenco de candidatos a ser consultados con considerable probabilidad de éxito estaba Isaac Newton, no solamente la mente más privilegiada de la época, sino una de las más brillantes de toda la historia, e Isaac Newton -que no contó con muchos amigos a lo largo de su vida- tuvo en Pepys una de esas escasas amistades.

Sobre la relación que se estableció entre Newton y Pepys es mucho lo escrito al respecto, pero se ignora cuándo exactamente se conocieron. No es probable que se conocieran en su etapa de estudiante en Cambridge, pese a que los dos fueron alumnos de la institución<sup>23</sup>, aunque lo cierto es que ya en 1659 -año en el que comienza Pepys a escribir sus diarios- Newton y Pepys compartían un modo muy particular de tomar anotaciones personales, casi de un modo taquigráfico, introduciendo y entremezclando palabras en otros idiomas como latín, español, italiano o francés. Así que es probable que en esa fecha ya tuvieran influencia el uno del otro.

Sea como fuere, habiéndose conocido antes o después, los nombres de Isaac Newton y de Samuel Pepys quedarán indisolublemente unidos para la historia en la portada de la primera edición del *Principia* [35]<sup>24</sup> -publicada en julio de 1686- en la que aparece el nombre de Pepys como editor, ya que Pepys ostentaba en esas fechas la presidencia de la *Royal Society*<sup>25</sup>.

Ahora, que ya se tiene certeza del conocimiento personal que tuvieron los personajes<sup>26</sup>, es preciso retornar al tema principal de este análisis: ¿Comentó Pepys a Newton la paradoja vivida en los primeros días de junio de 1666 y que tanto le intrigó hasta dejar por escrito en sus memorias una invitación a debatir la cuestión?

Se podría entender que sí, incluso ocasiones no faltaron, pero lo cierto es que no se tiene constancia de ninguna prueba documental para poder afirmarlo categóricamente. Incluso, se podría desvanecer esa hipótesis si se tiene en cuenta que la única relación epistolar entre ambos personajes de la que se dispone se corresponde con seis cartas que se intercambiaron, donde Pepys propone a Newton un problema de probabilidad con dados -de relativa ingenuidad- y en

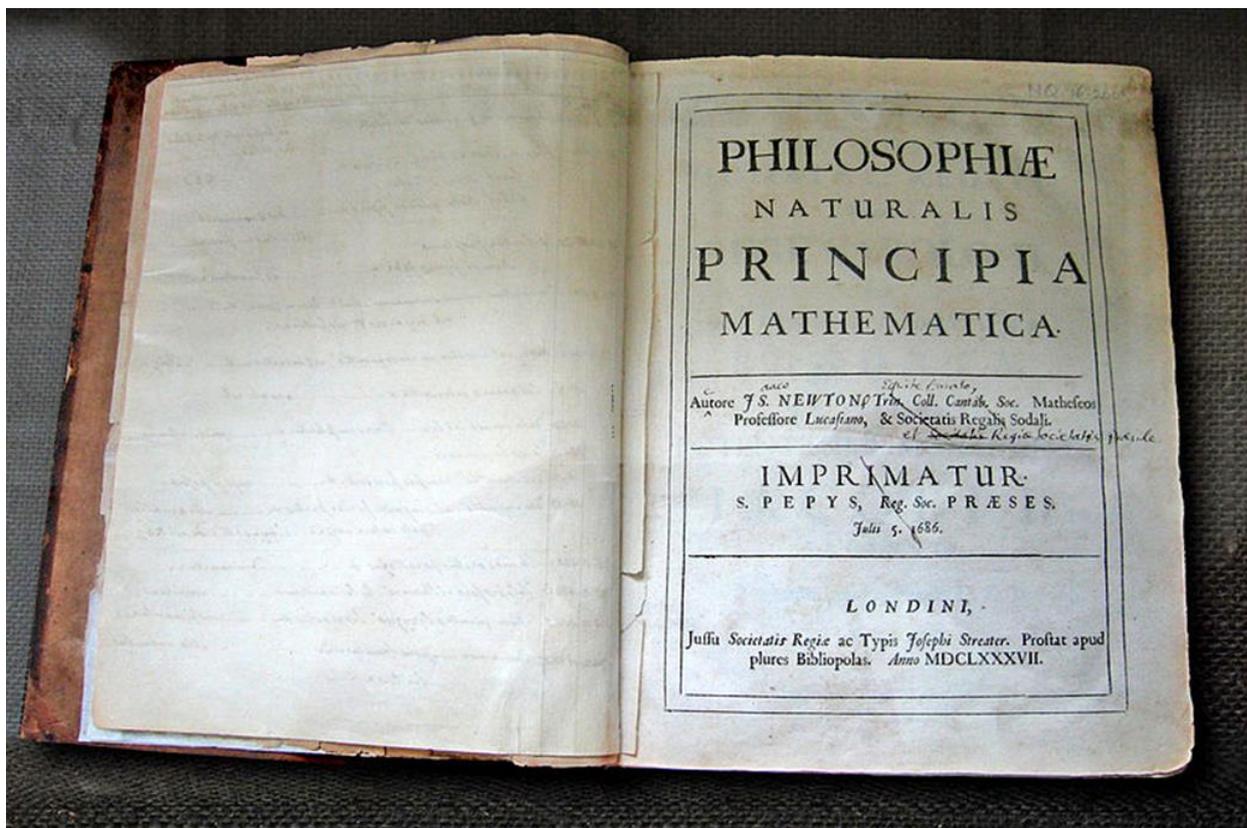
<sup>23</sup> Mientras que Newton ingresó en 1661 en el *Trinity College* y nunca abandonaría la Universidad, se sabe que Pepys ingresó en el *Magdalene College* en 1650 y lo abandonaría en 1654, aunque su contacto con la institución fue permanente, e incluso toda su espléndida biblioteca de más de 3.000 volúmenes, incluidos sus famosos diarios, fue a parar al Colegio a la muerte de su sobrino y heredero John Jackson.

<sup>24</sup> Curiosamente en esta obra es en la que por primera vez se ofrece una solución al problema de la transmisión del sonido, analizado en el **anexo III**.

<sup>25</sup> Pepys, que había ingresado en la *Royal Society of London for Improving Natural Knowledge* en 1665, era presidente de la misma desde el 1 de diciembre de 1684 y lo fue hasta el 30 de noviembre de 1686, mientras que Newton ingresó en 1672 y presidió la institución desde 1703 hasta el final de sus días en 1727.

<sup>26</sup> Al parecer existe también constancia de una cena entre ambos, cortesía de Pepys [35].

las que lo que se pone de manifiesto son las dificultades de Pepys en seguir los argumentos que Newton le ofrece misiva tras misiva [36] [37]<sup>27</sup>.



**Fotografía 2.1** - Primera página del *Principia Mathematica* de Isaac Newton, donde se puede apreciar que aparece el nombre de Samuel Pepys como editor

Llegados a este punto la pregunta es otra: ¿Importaba más en la mente de Pepys la comprensión de un divertimento probabilístico que el recuerdo de no encontrar la causa que explicase el hecho de no haberse oído el ruido de la batalla en algunos lugares de la costa inglesa mientras que en otros se percibía con nitidez?, o quizás la cuestión solamente pasó por la mente de Pepys de modo fugaz.

La respuesta es que se desconoce. Seguramente existan argumentos aún no contrastados y se tenga la ilusión de que la historia no tendría que haber transcurrido de ese modo, pero en palabras del propio Pepys zanjando la cuestión en su diario en los lejanos días de principio de junio de 1666:

“...but so it is”.

<sup>27</sup> Las cartas están fechadas entre 22 de noviembre y el 23 de diciembre de 1693, estando Pepys en Londres y Newton en Cambridge.

## Capítulo 3 - La niebla como fenómeno meteorológico

---



### 3.1 - Introducción

El medio en el que se transmite una señal acústica, como ya ha sido apuntado con anterioridad, es determinante en las modificaciones de las variables acústicas que aparecen al hablar de la propagación del sonido.

El presente capítulo aborda el estudio del medio donde va a desenvolverse esta investigación, esto es, una atmósfera al aire libre con niebla. Para ello, se abordará el estudio de la niebla como fenómeno meteorológico para poder llegar, así, a comprender mejor su influencia en el trabajo que se desarrollará en el **capítulo 5** en los que se hable de los modelos acústicos en atmósfera con niebla.

Si bien el estudio del fenómeno de la niebla es un tema apasionante *per se*, ha de entenderse que el propósito de la presente tesis no es la niebla como objeto de estudio, y por consiguiente este desarrollo que se expone en el presente capítulo no pretende llegar hasta los últimos detalles del fenómeno.

En la primera parte de este capítulo se muestra cómo es la formación del fenómeno meteorológico de la niebla, sus características morfológicas y su génesis. Una segunda parte detalla los procesos dinámicos y termodinámicos de la atmósfera en condiciones de niebla, para, a continuación, exponer cuál es la incidencia de la niebla en la zona de toma de datos experimentales. Por último, el capítulo concluye con la descripción del modelo de formación de la niebla debido Labajo, et al. [17]. La elección de este modelo se basa, tal y como se explica en el punto correspondiente -además de en aspectos didácticos- en que fue validado con datos obtenidos de nieblas formadas en la cuenca del Duero, cuyas características se aproximan a las de la presente tesis doctoral.

### 3.2 - Formación y características morfológicas de la niebla

Atendiendo con exclusividad a procesos termodinámicos en la atmósfera, se debe decir que la condensación del vapor de agua se produce en procesos en los que hay una variación en el equilibrio entre las variables termodinámicas de volumen de aire, temperatura, presión y humedad.

Las circunstancias favorables a la producción de condensación más frecuentes en la atmósfera son las que provocan un descenso de la temperatura del aire, de manera que se alcanza el estado de saturación. Fundamentalmente aparecen tres procesos: el **enfriamiento por contacto**, la **mezcla de masas de aire a diferente temperatura** y el **enfriamiento dinámico** por elevación de aire.

Teniendo en consideración lo dicho en los párrafos anteriores y atendiendo ahora a planteamientos puramente meteorológicos y climatológicos, hay que apuntar que la niebla es un fenómeno meteorológico que provoca variaciones climatológicas de importancia y que viene producido por la condensación del vapor de agua atmosférico<sup>28</sup>.

Desde el punto de vista morfológico y de composición no existen diferencias entre la nube y la niebla, salvo la concentración de gotas de agua en suspensión. En el caso de las nieblas el contenido de agua en forma de gotas es del orden de  $0,1 \text{ gm}^{-3}$ , mientras que para las nubes es un orden de magnitud superior. La formación tanto de las nubes como de la niebla consiste en gotitas de agua en suspensión dispersas en el aire y las únicas diferencias existentes entre ambas formaciones son la altura a la que se producen y la presencia dentro de la nube de unas formas diminutas de hielo cristalizado que flotan en su interior<sup>29</sup>.

Como muy acertadamente indica Morán [38], el conocimiento de las magnitudes atmosféricas locales que acompañan el desarrollo de las nieblas sugiere de un modo inmediato reglas empíricas casi infalibles. Así, por ejemplo, dependiendo de la densidad de las gotitas de agua en flotación la visibilidad dentro de la zona afectada de niebla varía, siendo menor cuanto más espesa sea la niebla.

De este modo, atendiendo exclusivamente a la visibilidad, se considera que un fenómeno de alta humedad ambiental se constituye en **niebla** cuando disminuye la visibilidad a valores inferiores al kilómetro, mientras que si los valores de la visibilidad se mantienen entre uno y dos kilómetros se denomina al fenómeno atmosférico **neblina** y si es superior a dos kilómetros se produce **calima** o **bruma** [39].

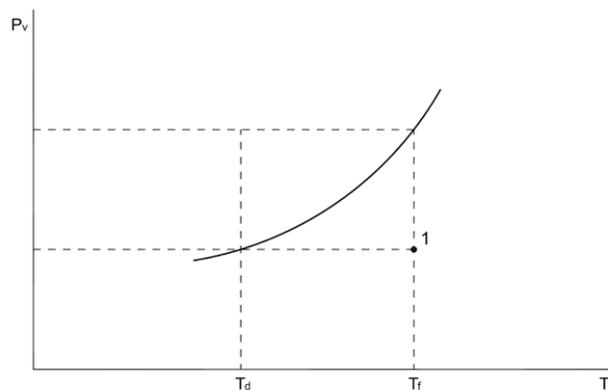
---

<sup>28</sup> Para poder hacerse una idea gráfica, la niebla es una formación nubosa estratiforme a una altura tan baja que toca el suelo [141].

<sup>29</sup> La ausencia de dichas formaciones cristalinas en la niebla simplifica sobremedida el modelo físico a aplicar como se verá con posterioridad en los **capítulos 6 y 7**.

La formación de la niebla, bajo condiciones de estabilidad atmosférica, se produce cuando el aire que está en contacto con la superficie terrestre, ya sea esta tierra o mar, se enfría y tal y como sucede en el caso de las nubes, una masa de aire cálido y húmedo se enfría, alcanzando el punto de rocío, es decir, a la temperatura en que queda saturado<sup>30</sup> y el exceso de vapor cambia de fase y se condensa produciendo gotas de tamaño diminuto o pequeños cristalitas de hielo, gracias a los núcleos de condensación<sup>31</sup>.

Hay que tener en cuenta aquí que cuando el enfriamiento es suficiente para alcanzar la temperatura que corresponde a la saturación, se produce la condensación del vapor de agua del aire en forma de rocío sobre la superficie, de niebla, o incluso de escarcha como resultado del cambio de fase de gas a sólido<sup>32</sup>.



**Gráfica 3.1** – Presión frente a la temperatura de una curva de equilibrio gas – líquido [40]

Para tener una idea clara del proceso termodinámico, obsérvese la **gráfica 3.1** donde la línea curva de la figura representa un tramo de la proyección de la presión de vapor  $P_v$  con la temperatura  $T$  de la ecuación de estado del vapor de agua. En concreto el tramo que se corresponde con el cambio de estado gas-líquido. Considérese que inicialmente el aire tiene una temperatura y una humedad tales que pueda ser representado por el punto  $1$  de la figura.

Si se supone que el enfriamiento se produce a presión total constante, mientras que el aire no llegue a la saturación la presión de vapor  $P_v$  también permanecerá constante.

Así, la evolución del aire mientras se está enfriando puede seguirse en el diagrama sobre una línea paralela al eje de las abscisas, partiendo desde el punto  $1$  y yendo hacia la izquierda, a temperaturas decrecientes. Al llegar a la curva de equilibrio gas-sólido –no representada por

<sup>30</sup> Denominado punto de saturación.

<sup>31</sup> Por lo tanto, los movimientos turbulentos del aire son de gran importancia en este proceso, como se verá más adelante.

<sup>32</sup> Apuntar que el cambio de fase de estado sólido a gaseoso se denomina en castellano sublimación, pese a que algunos autores utilicen también ese término cuando el cambio de fase se produce en sentido inverso, es decir, de gas a sólido. Otros autores utilizan para este último caso el término deposición [144]. El calor latente de sublimación es de 680 cal/g (2,84 10<sup>6</sup> J/kg). El calor latente de fusión (cambio de fase sólido-líquido) es de 80 cal/g (334 kJ/kg) [40].

motivos de simplificación- el aire está saturado respecto del hielo y su temperatura  $T_e$  se conoce con el nombre de *punto de escarcha*. Para que aparezca la escarcha es necesario que existan superficies apropiadas donde el vapor pueda depositarse en forma de cristales de hielo. Si no se produce esta deposición y el aire se continúa enfriando, se llega a la curva del equilibrio gas-líquido, en que el aire resulta saturado respecto del agua, a la temperatura  $T_s$  y recibe el nombre de *punto de rocío*<sup>33</sup>.

El proceso de condensación anteriormente mostrado se produce con mucha dificultad en el aire limpio ya que la humedad generalmente necesita una superficie adecuada para condensarse o depositarse. En el caso del rocío o la escarcha, la condensación se puede producir sobre el suelo o sobre la vegetación cercana, pero en la masa de aire la condensación se produce alrededor de los denominados “*núcleos de condensación*”, que son partículas de un tamaño microscópico de diferente morfología<sup>34</sup>, cuyas superficies presentan la particularidad de ser higroscópicas<sup>35</sup> [41].

Continuando con el proceso de formación de las nieblas, es necesario que se produzca un proceso de enfriamiento del medio, y este proceso de enfriamiento de las masas de aire se puede realizar de dos maneras que originan dos tipos diversos de niebla: **niebla por advección** y **niebla por radiación**.

La **niebla por advección** se forma tras el encuentro de dos masas de aire de diferente temperatura y humedad, similar al mecanismo que genera los frentes<sup>36</sup>. El enfriamiento se produce cuando la masa de aire se traslada de una superficie caliente hacia otra más fría, con lo que su temperatura disminuye.

Las nieblas marinas se forman, generalmente, por este procedimiento, y aparecen cuando una masa de aire caliente se encuentra con una corriente fría o cuando la cruza [42]. En ese instante, el aire sufre un brusco enfriamiento alcanzando el punto de rocío y el vapor de agua que contiene se condensa sobre los núcleos de condensación, en este caso partículas de sal. La niebla tropical, que es el tipo de niebla más frecuente en alta mar, se origina por un enfriamiento progresivo del aire húmedo procedente de los trópicos, a medida que avanza hacia latitudes menos calurosas.

En la formación de la **niebla por radiación** el proceso de formación es diferente y se realiza sobre tierra firme, que tras enfriarse por la noche -principalmente en las noches claras y serenas- al no haber nubes que actúen como capa aislante. Al perder la tierra parte de su calor por radiación, se enfría muy rápidamente, haciendo lo mismo las capas inferiores de aire que están en contacto con la superficie. De esta manera, en ausencia de viento que altere los parámetros térmicos de la zona en cuestión<sup>37</sup>, la masa de aire enfriada queda como encerrada o atrapada ya que en las capas superiores

---

<sup>33</sup> Naturalmente, cuando la humedad del aire es tal que la presión de vapor es más alta que la que corresponde al punto triple del agua, como en la situación que muestra el punto P' de la figura, solamente se podrá llegar por enfriamiento isobárico al punto de rocío  $T_s$  [140].

<sup>34</sup> Como partículas de polvo, humo, sales como NaCl o de otras sustancias.

<sup>35</sup> Esta es la explicación por la que las nieblas aparecen preferentemente en áreas urbanas, donde la proporción de estas partículas es mucho mayor que en zonas no pobladas.

<sup>36</sup> Denominado precipitación ciclónica.

<sup>37</sup> Cuando se habla de ausencia de viento, se hace referencia a que el valor medio del vector velocidad de viento es nulo o cercano a cero. Dicho de otro modo, las fuentes de energía cinética turbulenta son cero o cercanas a cero, pero

existe aire a una mayor temperatura que impide su ascensión y el enfriamiento no puede propagarse más que a las capas atmosféricas adyacentes al suelo, produciéndose entonces la condensación del vapor de agua sobre el suelo y la vegetación.

También es posible la formación de niebla por radiación cuando el viento no es nulo, pero tampoco muy elevado<sup>38</sup>. En estas circunstancias, la turbulencia que se produce en las capas bajas de la atmósfera favorece la propagación del enfriamiento hacia las capas altas, y con ello se produce una elevación de la humedad relativa de la masa de aire, que de tener cantidad de agua suficiente en forma de vapor hace que al condensarse se produzca el fenómeno de la niebla [39]. Este tipo de niebla es común en el otoño e invierno de latitudes templadas.

La formación de las nieblas conlleva un fenómeno acoplado denominado de inversión de la temperatura. En este caso la temperatura aumenta con la altura hasta un determinado punto, en que la temperatura desciende y sigue la escala normal. Las nieblas siempre se forman por debajo del nivel de inversión de la temperatura.

Un factor primordial para que se forme la niebla por radiación consiste en que el aire ha de estar estancado -es decir, en ausencia significativa de viento- prácticamente en calma o con una presencia que favorezca la turbulencia, pero de valor casi nulo, ya que una ligera brisa o un viento débil es suficiente para disipar el aire encerrado bajo la capa de inversión, haciendo que se mezcle con las masas de aire más calientes de las zonas superiores [43]<sup>39</sup>.

Hay un tercer tipo de niebla de génesis diversa a las dos anteriores. Es la llamada **niebla de montaña u orográfica**<sup>40</sup> y su formación se produce cuando una nube baja estratiforme en contacto con montañas altas -o bien cuando una masa de aire caliente y húmeda asciende por la ladera de una montaña- que hace enfriar la masa de aire y si la humedad es lo suficientemente alta se formará adiabáticamente una nube y cuando esta nube se localiza en algún sector de la montaña, se produce niebla.

Por otra parte, al elevarse la masa de aire encontrará temperaturas menores y si se combina este fenómeno con las condiciones de humedad requeridas para llegar al punto de rocío y sobresaturación, se formará una nube, ya sea en la medianía de la ladera, en la parte alta de la montaña o sobre su cima. En otros casos, este tipo de niebla se forma cuando masas de aire caliente provenientes del mar son enfriadas en las laderas de los montes costeros.

Un punto importante a tener en cuenta en el presente trabajo -en particular para la parte experimental en atmósfera libre en condiciones de niebla- es garantizar la ausencia de niebla ácida o niebla industrial. Los residuos industriales lanzados a la atmósfera comúnmente suelen ser ácidos,

---

incluso en esa situación los fenómenos turbulentos no están ausentes del todo, de hecho son muy importante en el desarrollo de la niebla.

<sup>38</sup> Generalmente se toma el límite de 5 km/h.

<sup>39</sup> Como se verá en la parte correspondiente a la descripción del montaje experimental en el **capítulo 6**, el viento que favorece la formación de la niebla tiene una velocidad de magnitud tal que no será considerada.

<sup>40</sup> También denominada niebla de ladera.

como el  $\text{H}_2\text{SO}_4$  y el  $\text{HNO}_3$ . Además suele ser común la presencia de altas concentraciones de cationes como el  $\text{SO}_4^{2-}$ ,  $\text{NO}_3^-$  y  $\text{NH}_4^+$  -ver los trabajos de Bott [44] [45]-. Todos estos compuestos son higroscópicos y juegan un papel fundamental en la formación de este tipo de niebla, muy urbana, por otra parte.

La propiedad de la higroscopia de las partículas flotantes en el ambiente, mencionadas anteriormente, conlleva la creación de procesos de formación y de deposición que favorece, por tanto, la creación de este tipo de niebla. Las partículas de origen industrial facilitan la condensación, creando aerosoles a humedades relativas entre el 70 y el 100% [46]<sup>41</sup>. Además los aerosoles higroscópicos son solubles. Esta propiedad es de radical importancia, ya que la presión de vapor responsable de la saturación es menor para las disoluciones que para el agua pura [40]. De hecho, la condensación comienza sobre estas partículas antes de que el aire esté saturado.

Ya se habló con anterioridad en este mismo apartado de la menor densidad de agua en suspensión que diferencia la niebla de las nubes, pues bien, este menor contenido de agua, acompañado de los procesos relativamente rápidos de condensación y evaporación de las gotas en suspensión que tienen lugar cuando la niebla se forma y se disipa, puede conducir en áreas urbanas a la formación de nieblas muy ácidas, con pH menores de 1,7 en determinadas circunstancias [44] [45].

Para esta investigación, la presencia de este tipo de niebla modificaría el tratamiento de datos experimentales, debido a que las propiedades acústicas -tanto de absorción como de atenuación- de los compuestos antes mencionados, son diferentes a las del agua. De modo que, hay que asegurarse de la ausencia de este tipo de niebla para obtener datos acústicos de mayor precisión.

Teniendo en cuenta lo expuesto con anterioridad, y por las razones que se aducen en el **apartado 6.2**, uno de los criterios a la hora de seleccionar la zona de toma de datos acústicos es que esta se encuentre alejada de cualquier área industrial, de modo que la influencia de los residuos industriales sea mínima en la atmósfera donde se realice la toma de datos experimentales.

---

<sup>41</sup> Páginas 248-249.

### 3.3 - Dinámica en condiciones de niebla

En la primera parte de este capítulo se han repasado cómo son las características morfológicas del fenómeno meteorológico de la niebla así como su formación y su génesis. En el presente capítulo se detallarán algunos de los procesos dinámicos de la atmósfera que intervienen de forma activa en la propagación del sonido. Así mismo, se detallarán qué particularizaciones se deben realizar al modelo de atmósfera cuando interviene en él el fenómeno de la niebla. A continuación se expondrán los procesos dinámicos y termodinámicos en condiciones atmosféricas de niebla.

Como se ha visto en la formación de las nieblas, estas se producen en condiciones muy estables por el enfriamiento de capas de aire húmedo cerca de la superficie del suelo<sup>42</sup>. Este enfriamiento provoca la creación de pequeñas gotas de agua.

Desde el punto de vista físico se puede considerar que la niebla se comporta como un aerosol de grandes dimensiones, en donde las pequeñas gotas de agua se encuentran en un estado de sustentación, como si flotasen dentro de la masa de aire.

Este mecanismo -aunque así expuesto pudiese parecer simple- conlleva una serie de procesos de mayor complejidad, que se pueden dividir en procesos microfísicos tales como:

- **Nucleación**, es decir, el aerosol estará formado de un gran espectro de tamaños y composición de las gotas de agua;
- **Difusión de vapor**;
- **Colección o condensación**, que aparecerá en menor medida<sup>43</sup>.

Y en procesos macrofísicos como:

- Variación en la **redistribución espacial** de las pequeñas gotas, así como de su enfriamiento<sup>44</sup>.

A todos los procesos anteriores hay que añadir el fenómeno de **radiación** que estará siempre presente, como lo está en todo proceso termodinámico.

---

<sup>42</sup> Ya sea su formación por radiación o por advección.

<sup>43</sup> En la niebla, efectos como la coalescencia –fusión de las gotas de agua entre sí- son poco frecuentes.

<sup>44</sup> Este último proceso tiene que ver con el movimiento de aire turbulento como se verá con posterioridad.

Advertir, llegados a este punto, que todos los procesos mencionados con anterioridad van a jugar un papel destacado en la transmisión del sonido en atmósferas que presenten fenómenos meteorológicos de niebla, como se verá en su momento al estudiar los modelos existentes en el **capítulo 5**.

Un hecho destacable y de extremada importancia para la presente investigación es que, en el proceso de formación de las nieblas, las superficies donde se forman estas, son considerablemente más frías que la masa de aire que está en contacto con ellas y existe una gran estabilidad. Por lo tanto los fenómenos de turbulencia están minimizados, aunque no llegan a ser nulos completamente [47]. Este hecho -como ya se verá también en el **capítulos 5-** va a tener una importante relevancia en el trabajo posterior a la hora de establecer modelos que expliquen el comportamiento del sonido en una atmósfera con niebla.

Se debe decir que, de acuerdo con Houze [48], en una situación atmosférica con fenómenos de niebla, el problema desde el punto de vista tanto dinámico como termodinámico, está muy simplificado. Esto se debe a que, en su mayor parte, para que el fenómeno de niebla pueda tener lugar, las condiciones de estabilidad de viento y temperatura han de ser elevadas y, por lo tanto, las siguientes simplificaciones pueden ser realizadas<sup>45</sup>:

- i) En las ecuaciones termodinámicas se puede simplificar la variación de temperatura con una temperatura constante en la escala temporal de interés<sup>46</sup>.
- ii) Con respecto a las ecuaciones de movimiento, el efecto de la turbulencia puede ser reemplazado por un coeficiente de mezcla constante<sup>47</sup>  $K_m = 4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ .
- iii) Exceptuando cuando se registren fenómenos turbulentos que ya se sabe cómo operar, el aire se supone casi en calma, de modo tal que la ecuación de movimiento se reemplaza para que las componentes del viento sean constantes.

Aceptando estas simplificaciones, para calcular la distribución de tamaños medios de las gotas dentro de un volumen con niebla, Houze parte de la ecuación de continuidad del agua, que obviamente la representa tomando en consideración el tamaño de las gotas, de tal modo que obtiene la siguiente ecuación [48]:

$$\frac{\partial \bar{n}_i}{\partial t} = -N_i \nabla v + b_i + d_i + c_i + u_i + s_i + K \nabla^2 n_i \quad (3.1)$$

<sup>45</sup> Dependiendo obviamente del grado de magnitud con el que se trabaje.

<sup>46</sup> Destacar que las variaciones aparecen entorno a escalas temporales de media hora.

<sup>47</sup> Houze introduce este coeficiente de mezcla constante  $K_m$  que está relacionado con el número de Richardson, que a su vez relaciona las energías cinética y potencial de un fluido [145].

Donde  $\bar{n}_i$  representa el tamaño de la gota y el resto de términos de la ecuación de continuidad del agua representan los distintos modos de variación de estado del agua tal y como se explica a continuación. Se analizará cada término de la ecuación (3.1) y se particularizará para el caso de la niebla, según interpretación de [49]<sup>48</sup>:

- El término ( $K\nabla^2 n_i$ ) representa el efecto de las turbulencias y viene dado por la llamada teoría K<sup>49</sup>, que se aplica igualmente en las turbulencias horizontales como en las verticales y donde  $K$  es el coeficiente de expansión.
- $s_i$  es el término que representa la caída de las gotas. Este término hay que considerarlo, ya que según la niebla va evolucionando las gotas van adquiriendo tamaños mayores, llegando a tocar el suelo.
- $d_i$  representa los términos de difusión y vienen dados por  $m_{dif}$  es la variación de la masa por difusión.
- $c_i$  es el término que representa la condensación. Se desprecia, es decir  $c_i = 0$  porque la niebla es una capa fina y las velocidades son pequeñas, como se ha visto en el anterior apartado.
- $b_i$  es un término que representa la ruptura y también se desprecia debido al tamaño pequeño de las gotas, de modo que  $b_i = 0$
- La Nucleación ( $N_i$ ) es prácticamente cero porque se supone que todo el vapor de agua que excede la sobresaturación ya ha formado las gotas, o lo que es igual ya la  $h < 100\%$ . La introducción de nuevos núcleos no implica nuevas gotas.
- Los términos de divergencia y advección  $u_i$  serán también cero porque el viento medio es cero en condiciones de niebla.

Por lo tanto, tomando en cuenta las consideraciones anteriores, la ecuación de continuidad del agua (3.1) queda reducida en:

<sup>48</sup> Traducción de [48] por R. Nieto.

<sup>49</sup> Comúnmente se denomina teoría K. Se debe a la teoría de Andrey Nikolaevich Kolmogorov [134]. Para las escalas del problema, la mezcla de remolinos horizontales -turbulencia horizontal- es tan importante como la vertical y la teoría K se aplica igualmente a la mezcla de remolinos en la horizontal y en la vertical [48].

$$\frac{\overline{\partial n_i}}{\partial t} = d_i + s_i + K\nabla^2 n_i \quad (3.2)$$

Así, gracias a la simplificación para el caso de nieblas y a las condiciones -tanto dinámicas como termodinámicas- la ecuación a resolver queda extremadamente simplificada. Los tres términos de la anterior ecuación representan la esencia física del problema. La evolución de la niebla a escala temporal -es decir, la variación del tamaño de las gotas- depende de la difusión, de la caída de las gotas y de la mezcla turbulenta de forma proporcional<sup>50</sup>.

En el caso del presente trabajo de investigación, tanto las medidas acústicas como las meteorológicas se han tomado, como se expone en el **capítulo 6**, a atmósfera libre, por lo tanto, se precisa de un criterio robusto para poder determinar cuáles son las condiciones que han de cumplir las atmósferas con niebla de donde se obtienen las medidas. Se expone aquí un ejercicio propuesto por Houze que sirve de guía a tal fin.

Houze [48], con el fin de examinar cómo influyen los tres factores de la ecuación (3.2), procede a analizar cómo es la evolución de la niebla en un caso concreto y para ello plantea el siguiente problema<sup>51</sup>:

Supongamos un fenómeno atmosférico de niebla con un espesor de 100 m un ancho de 300 m, un factor de humedad relativa  $h = 100\%$  y en equilibrio; un contenido de agua inicial de  $0,3 \text{ g/m}^3$ ; una temperatura  $T = 10^\circ \text{ C}$  y una visibilidad horizontal de 85 m.

A esta niebla, así formada, se le añaden núcleos de condensación en una región por la parte superior, con gotas de tamaño mayor a las que conforman la niebla. Los efectos que se provocan serán los siguientes:

Como las gotas entrantes crecen por difusión, este fenómeno va a provocar que la humedad relativa disminuya ( $h < 100\%$ ) y por lo tanto, la humedad relativa del ambiente, decrece. Las gotas siguen creciendo y caen, mientras que las de la niebla se evaporan - $h < 100\%$  y por lo tanto  $m_{\text{dif}} < 0$ -.

Houze realiza un análisis a intervalos de tiempo de 1, 4, 18 y 30 minutos, y observa que ocurre lo siguiente:

- **1 min:** máxima de agua líquida donde se introducen las gotas, pero cayendo por gravedad. Además, en esa zona  $h < 100\%$  por evaporación de las gotas pequeñas lo que provocaría un aumento de la visibilidad.

<sup>50</sup> Partiendo de la ecuación general (3.1) y particularizándola para el caso de nieblas, se llega a la ecuación (3.2), simplificado sobremedida la expresión matemática.

<sup>51</sup> Traducción de R. Nieto [49] de [48].

- **4 min:** máximo de agua líquida en superficie, dejando arriba una zona de poca agua líquida y poca humedad, lo que provoca alta visibilidad. Las gotas pequeñas se evaporaron y el vapor de agua se difundió a las grandes, que cayeron por su mayor tamaño.
- **18 min:** comienza a ser importante el efecto de la turbulencia que redistribuye la mezcla de vapor y agua líquida y por lo tanto la visibilidad.
- **30 min:** distribución homogénea en la vertical, aunque no en la horizontal, en este caso concreto  $\text{km horizontal} \ll \text{km vertical}$  -que se había supuesto análogo en casos generales-<sup>52</sup>.

Para llegar a saber qué sucede a las 12 y 24 horas, hay que decir que transcurridos los 30 minutos entran en juego otros efectos, como la ecuación de conservación del momento<sup>53</sup> y el primer principio de la termodinámica. Para el caso de una niebla de radiación. La conservación del momento se simplifica ya que el viento está en calma, aunque no completamente ya que existe una ligera turbulencia de relativa importancia. En este caso entran en juego tres parámetros físicos: enfriamiento radiactivo de la superficie; flujos de calor sensible y latente hacia el suelo que se encuentra más frío y turbulencias por conversión de la energía cinética del flujo medio.

No hay que olvidar que -en general- la ecuación de la energía depende de dos términos: uno motivado por causas térmicas y otro generado por causas dinámicas<sup>54</sup>.

De modo, que el modelo quedaría reducido a la influencia de estos dos factores:

i - el enfriamiento radiactivo del suelo conduce a la formación de la niebla.

ii - La difusión de calor latente y sensible hacia el suelo equilibra el flujo radiactivo neto, además de los flujos turbulentos hacia arriba de calor latente y sensible.

El análisis y las explicaciones del anterior ejercicio servirán de base para establecer un criterio de selección de atmósferas con niebla idóneo para la toma de datos acústicos de la presente tesis doctoral, tal y como se explica en el **capítulo 6** donde se expone el método experimental y las campañas de medida efectuadas.

---

<sup>52</sup> Decir que este es el fenómeno de los llamados bancos de niebla.

<sup>53</sup> Segunda ley de Newton.

<sup>54</sup> En las causas dinámicas la energía por turbulencias ha de ser incluida, y con respecto a las causas térmicas como la flotabilidad, hay que señalar que son muy pequeñas debido a la estabilidad térmica de las nieblas.

### 3.4 - Incidencia del fenómeno meteorológico de la niebla en la zona de toma de datos

Tras el estudio de formación del fenómeno meteorológico de la niebla se procede ahora a señalar cuál es la incidencia de la niebla en la zona de toma de datos experimentales.

Pese a que en el **capítulo 6** -correspondiente a la descripción del trabajo experimental- se detallan exhaustivamente las características geográficas y meteorológicas de la zona donde se han recabado los datos -tanto acústicos como meteorológicos- aquí se pretende aportar información relevante sobre la presencia de la niebla en la provincia de Valladolid

Diversos autores se han ocupado de estudiar las características climáticas de la zona, como Calonge Cano [50], Labajo et al. [17], García Fernández [51], del Río [52]. Resulta curioso, cuando menos, que pese a la habitual presencia de la niebla año tras año en la cuenca del Duero -así como en las mesetas castellanas- y la gran percepción que de este fenómeno tienen los habitantes de dichas zonas, la niebla ha sido un tema apenas tratado en estudios climáticos -tal y como apuntan Morales y Ortega [9]- debido, casi con toda probabilidad, a la dificultad que entraña el registro de este tipo de datos y a las escasas conclusiones que de él se puedan extraer.

Estos autores, profesores del Departamento de Geografía de la Universidad de Valladolid, han recopilado datos de diferentes observatorios meteorológicos a lo largo del valle medio del Duero<sup>55</sup> y han procedido a realizar un estudio explicativo de la niebla como fenómeno meteorológico en la zona, a fin de conocer su dinámica, frecuencia, distribución y los tipos de tiempo meteorológico al que se asocia.

Del trabajo de Morales y Ortega<sup>56</sup> se expondrán sus resultados en la localidad de Valladolid, al ser la más cercana al punto de toma de datos experimentales del presente trabajo, pese a que la carencia de datos precisos haya impedido a los autores en su estudio tratar aspectos tales como las horas de duración del fenómeno meteorológico, el espesor de la nubosidad, o su mantenimiento-disipación, que habrían sido de gran relevancia.

Desde el punto de vista geográfico, Valladolid, a 698 m de altitud, está situada aproximadamente a la mitad del valle del Duero, cuya cuenca se encuentra rodeada de montañas desde su nacimiento y hasta su llegada a la provincia -con una notable altitud media de casi 900 metros-, y rodeada de altiplanicie.

Esta cuenca se presenta como una zona idónea de aislamiento frente a las situaciones de inestabilidad oceánicas, lo que se manifiesta no solamente en una menor cuantía de las

---

<sup>55</sup> Desde la localidad de Valladolid hasta la de Soria.

<sup>56</sup> Basado en datos facilitados por el Centro Meteorológico Zonal del Duero y de los boletines diarios y resúmenes mensuales del periodo 1988-1992 del Servicio Meteorológico Nacional.

precipitaciones, sino en mostrar uno de los mayores rasgos de continentalidad, con acusados contrastes térmicos estacionales e incluso diarios. Hechos estos que favorecen intensos procesos de radiación, tal y como ya se ha mencionado anteriormente.

Según el trabajo de Morales y Ortega, Valladolid en el periodo objeto de estudio presenta una media de 38,4 días de niebla por año, siendo la mayor de toda la zona del Duero estudiada, es decir, en la zona del bajo Pisuerga, debido, con toda seguridad, a que esa zona presenta una mayor estabilidad atmosférica invernal.

Valladolid registró, en el periodo comprendido entre los años 1961 a 1992, las siguientes medias de días de niebla por año:

Noviembre:	<b>8,7</b>
Diciembre:	<b>12,3</b>
Enero:	<b>12,0</b>
Febrero:	<b>3,8</b>
Marzo:	<b>1,6</b>

**Tabla 3.1** – Media de días de niebla por año. Periodo 1961 a 1992

De donde se puede destacar que el promedio de días de niebla en los meses invernales asciende al 25,4%, lo que es igual a decir que aproximadamente uno de cada cuatro días de invierno tiene presencia este fenómeno meteorológico. Pero si se circunscribe el dato a los meses de noviembre a enero, la cifra se eleva a 33 días de los 92 del periodo, es decir, el 35,9%, o lo que es lo mismo, más de uno de cada tres días.

Como curiosidad, conviene señalar que en Valladolid, el invierno con mayor proporción de nieblas fue el de 1988-89 con 62 días -25 de los cuales sin levantar- mientras que el de menor incidencia tuvo lugar en el periodo invernal de 1991-92 con 18 días, lo que suponen 44 días de diferencia.

Para poder hacerse una idea de lo frecuente que es el fenómeno de la niebla en los meses invernales en Valladolid, cabe decir que en el periodo estudiado -es decir, el comprendido entre los años 1961 – 92- el 41,9% de los años estudiados noviembre ha superado los 10 días de niebla, diciembre ha elevado esa cifra hasta el 71% y enero ha marcado un 65,4% de los días, lo que demuestra lo habitual que son las nieblas en invierno<sup>57</sup>.

<sup>57</sup> Este valor cae para los meses de febrero y marzo, bastante menos neblinosos que el resto.

Datos más recientes<sup>58</sup> -y que comprenden los años 1973 a 2014- indican que 1990 fue el año con más días de niebla registrados en Valladolid con un total de 78 días, mientras que el año con menor incidencia de este fenómeno fue 2013, con tan solo 16 días. También se observa cómo paulatinamente se han ido reduciendo los días de niebla en la capital. Mientras que la década de los 70 establecía una media de 44,62 días con niebla, esta cifra se va reduciendo en los 80 marcando 42,7 días y esto pese a incluir en esta estadística el año 1990 que aportó como se ha dicho 78 días al cómputo de la década. La década de los 90 logra un registro de 38,8 días, la de los 2000 uno de 33,4 y el primer lustro de la década de los 2010 arroja una cifra de 28,75 días.

En cuanto a meses, la media de los días con niebla en el periodo comprendido entre los años 1981 y 2010<sup>59</sup> establece que enero es el mes con más días de incidencia del fenómeno -con una media de 10,4 días- seguido de diciembre con una media de 9,2 días de niebla.

Como se puede observar de los valores indicados, en cuatro décadas se ha reducido el número de días de niebla en Valladolid en un 35,58%, lo que equivale a un total de 15,87 días al año.

### 3.5 - Modelo de formación de la niebla

Con el fin de analizar con corrección los datos experimentales adquiridos, se precisa disponer de un modelo termodinámico que certifique la bondad de la niebla para así validar los datos acústicos que se obtendrán en las diversas campañas de medida.

Si bien, *a priori*, pudiera parecer prescindible esta acción -ya que basta con evaluar que la atmósfera donde se realiza nuestra toma de datos experimentales se encuentre en valores de humedad relativa cercanos al 100%- este solo dato no basta para certificar que las medidas se toman en presencia del fenómeno atmosférico de niebla, en especial en lo relativo a la temperatura de formación y por lo tanto resulta pertinente la utilización de dicho modelo.

Muchos han sido los autores que han estudiado a lo largo de la historia el fenómeno de la niebla, pero hay que señalar que no existe un número elevado de modelos validados. Por citar algunos, mencionar los trabajos de Fitzjarrald y Lala [53] y los trabajos de Labajo et Al. [17], [18] [19].

Desde el punto de vista de la predicción meteorológica, se vienen usando diversos índices de predicción como el **FOGSI**, **FOG** o el calculado por el modelo **HIRLAM 0.5**, este último usado para áreas más extensas [54]<sup>60</sup>.

---

<sup>58</sup> Facilitados por la AEMet (Agencia Estatal de Meteorología).

<sup>59</sup> AEMet.

Para esta investigación se ha seleccionado el modelo de Labajo et al. [17] por dos razones principales. En primer lugar por motivos de simplicidad a la hora de determinar las relaciones entre la temperatura de formación de la niebla y la humedad relativa y de proximidad. En segundo, porque Labajo valida su modelo con datos obtenidos de tres estaciones meteorológicas situadas en la cuenca media del río Duero, concretamente en Salamanca, Zamora y Valladolid.

Este hecho último es de extraordinaria importancia, ya que, en el presente trabajo, los datos acústicos y meteorológicos han sido obtenidos en Valladolid, concretamente en el páramo perteneciente a la localidad de La Mudarra y cercano a Montes Torozos, como se detalla en el **apartado 6.1**, dedicado al exponer el diseño experimental. Por consiguiente, la proximidad geográfica de la zona de toma de datos con los realizados por Labajo aconseja seguir esta línea de trabajo al haber sido obtenidos en zonas de características climáticas y de altitud similares.

Según se muestra en [17], la temperatura a la que se obtiene la saturación de una masa de aire y la temperatura a la que se forma la niebla presentan una diferencia apreciable que algunos autores denominan “*intervalo de bruma*” [38]<sup>61</sup>. Por lo tanto, se puede expresar la temperatura de formación de la niebla  $T_f$  en función de la temperatura de saturación  $T_s$  y del intervalo de bruma  $\Delta T$  del siguiente modo:

$$T_f = T_s + \Delta T \quad (3.3)$$

Según trabajos anteriores de Labajo [19], se puede relacionar la temperatura de saturación en función de la humedad relativa  $h$  del siguiente modo:

$$h_2 - h_1 = a + b(T_2 - T_1) \quad (3.4)$$

Siendo  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $T_1$  y  $T_2$  los valores de la humedad relativa y temperatura respectivamente en los extremos de un intervalo de tiempo determinado. Como se observa, Labajo se encamina a encontrar los parámetros de una relación lineal entre la humedad relativa y la temperatura de saturación.

Según los autores, la humedad relativa se define de la siguiente forma:

---

<sup>60</sup> Para la predicción del tiempo a medio plazo, entre dos y diez días, se utilizan modelos numéricos globales de toda la atmósfera. Uno de los más desarrollados, con resolución horizontal de 40 km y 60 niveles de altura, es el ECMWF (*European Center of Medium-Range Weather Forecast*, con sede en Reaning. **HIRLAM** (*High Resolution Limited Area Model*) es el modelo del Instituto Nacional de Meteorología que se usa en España, con una resolución espacial de 17 km y 40 niveles de altura. [132].

<sup>61</sup> El intervalo de bruma, en inglés *interval of fog*, se define como la disminución de temperatura necesaria para la formación del fenómeno de la niebla.

$$\frac{dh}{h} = \frac{de}{e} - \frac{dE}{E} \quad (3.5)$$

Siendo  $e$  la tensión de vapor real de la masa de aire y  $E$  la tensión de vapor saturante<sup>62</sup> a la temperatura a la que se encuentra dicha masa. El término  $dE/E$  se expresa en función de la temperatura mediante la ecuación de Claussius-Clapeyron

$$\frac{dE}{E} = \frac{L}{R_v} \frac{dT}{T^2} \quad (3.6)$$

Siendo  $L$  (cal/g) el calor latente de condensación,  $R_v$  (cal/gK) la constante de los gases para el vapor de agua y  $T$  (K) la temperatura de la masa de aire.

Considerando la hipótesis de que la tensión de vapor  $e$  permanece constante en el intervalo en que se establecen las variaciones de humedad relativa y temperatura, la ecuación (3.5) se expresaría:

$$\frac{dh}{h} = - \frac{L}{R_v} \frac{dT}{T^2} \quad (3.7)$$

Para resolver la anterior ecuación, los autores consideran  $L$  constante, e integran la ecuación (3.7), obteniendo una aproximación a la solución de la ecuación (3.4) de forma exponencial. Así mismo, justifican la posibilidad de una aproximación lineal de la forma de la ecuación (3.4) donde los valores de los coeficientes  $a$  y  $b$  han sido determinados empíricamente. Así se obtiene la siguiente expresión<sup>63</sup>:

$$h_2 - h_1 = -0,03 - 3,59(T_2 - T_1) \quad (3.8)$$

Teniendo en cuenta que la temperatura de saturación corresponde al 100% de humedad relativa, se obtiene:

---

<sup>62</sup> Es decir, la tensión ejercida por el vapor de agua contenido en un volumen de aire saturado a la temperatura del aire contenido en dicho volumen.

<sup>63</sup> Esta ecuación de carácter general no presenta dependencias espaciales ni temporales y simplifica mucho la labor en el presente trabajo.

$$100 - h_1 = -0,03 - 3,59(T_2 - T_1) \quad (3.9)$$

de aquí,

$$T_s = T_1 \frac{(100 - h_1) + 0,03}{3,59} \quad (3.10)$$

Despreciando el tercer sumando (0,03) -dado su orden de magnitud- sin cometer error significativo alguno y aproximando el denominador, se obtiene:

$$T_s = T_1 - \frac{(100 - h_1)}{3,6} \quad (3.11)$$

En un día de niebla, en el instante en el que se produce la temperatura máxima del día, es el momento más propicio para que la niebla se pueda haber disipado. Por lo tanto, si se toma como temperatura inicial para la aplicación del modelo de la temperatura máxima anterior al momento de producirse la niebla  $T_M$  y el valor de humedad relativa correspondiente  $h_m$  - medido en %- la ecuación (3.11) queda de la siguiente forma:

$$T_s = T_M - \frac{(100 - h_m)}{3,6} \quad (3.12)$$

Retornando a la ecuación (3.3), el valor de  $\Delta T$ , se podrá calcular fijando el contenido mínimo de agua líquida de la niebla -necesario para que los productos de condensación sean suficientes en tamaño y número- para disminuir la visibilidad hasta valores del kilómetro.

Según Tverskoi [55], se puede establecer el intervalo de bruma o la disminución de temperatura  $\Delta T$  necesaria para que se condense la cantidad de vapor que constituye ese contenido de agua líquida  $a_{liq}$ , a partir de la definición de humedad absoluta  $h_{abs}$  de la forma:

$$h_{abs} = 217 \frac{e}{T} \quad (3.13)$$

La humedad absoluta  $h_{abs}$  viene dada en  $\text{gm}^{-3}$  cuando la tensión de vapor  $e$  se da en hPa y la temperatura  $T$  en grados Kelvin.

Derivando logarítmicamente la ecuación (3.13) resulta:

$$\frac{dh_{abs}}{h_{abs}} = \frac{de}{e} - \frac{dT}{T} \quad (3.14)$$

La ecuación de Claussius-Clapeyron puede expresarse en la forma:

$$\frac{dE}{E} = \frac{L}{R_v} \frac{dT}{T^2} = \frac{L}{R_v T} \frac{dT}{T} \quad (3.15)$$

En condiciones de niebla, la temperatura  $T$  es la de saturación  $T_s$  y la variación de la humedad absoluta de la masa de aire  $\Delta h_{abs}$  se debe al agua que se licúa. En consecuencia, la ecuación (3.14) puede expresarse en términos de diferencias finitas, en la forma:

$$\Delta h_{abs} = a_{liq} = h_{abs} \left( \frac{L}{R_v T_s} \right) \frac{\Delta T}{T_s} \quad (3.16)$$

Teniendo en cuenta, conforme a (3.13), que  $h_{abs} = 217 \frac{E}{T_s}$  y despejando  $\Delta T$  de la ecuación (3.16) resulta:

$$\Delta T = \frac{\Delta h_{abs}}{217 \frac{E}{T_s^2} \left( \frac{L}{R_v T_s} - 1 \right)} \quad (3.17)$$

Considerando  $L = 597 \text{ cal/g}$  y  $R_v = 0,1104 \text{ cal/g K}$ , la ecuación (3.17) permite calcular la disminución de temperatura necesaria para que una niebla de radiación tenga un contenido de agua líquida determinado, en función de  $E$  y  $T_s$ . De acuerdo con resultados obtenidos a partir de observaciones directas [55], el contenido promedio de agua líquida de las nieblas de radiación, en todos sus grados de densidad, oscila entre 0,3 y 0,9  $\text{gm}^{-3}$  de modo general<sup>64</sup>.

<sup>64</sup> Los valores más bajos corresponden al caso de nieblas muy poco densas, incluyendo las brumas o neblinas, casos que no se debe considerar en la toma de datos experimentales para el presente trabajo. En consecuencia, el contenido mínimo de agua líquida de la niebla, a ser considerado, debe ser superior a 0,3  $\text{gm}^{-3}$ .

Conforme a lo indicado por autores como Morán [38] y Byers [56], el contenido medio de agua líquida en la masa de aire para que se den las condiciones que definen la niebla, o estratos bajos, es del orden de  $0,5 \text{ gm}^{-3}$ . Para el desarrollo del presente modelo los autores asumen este valor como el mínimo necesario para considerar una situación de niebla, aunque su valor incrementa a medida que pase el tiempo.

Por lo tanto, la ecuación final del modelo propuesto por Labajo es:

$$T_f = T_M - \frac{(100 - h_m)}{3,6} - \Delta T \quad (3.18)$$

Con el valor de  $\Delta T$  obtenido con ayuda de la ecuación (3.17).

Esta ecuación será la que se ha de utilizar para caracterizar la niebla a la hora de obtener los datos acústicos experimentales.





### 4.1 - Introducción

Este capítulo repasa la teoría que atañe a la propagación del sonido en exteriores y a todos los factores que influyen en el fenómeno. El propósito de dedicar un capítulo a este tema es el de evitar repetir estos desarrollos cuando, en el **capítulo 5**, se estudien los modelos acústicos para caso de niebla.

Se comienza por establecer un modelo de propagación de una señal acústica y se prosigue con la ecuación de ondas y su versión conocida como ecuación de Helmholtz. Se repasarán los métodos y soluciones de dicha ecuación para continuar con la teoría de rayos y el cálculo de la velocidad del sonido para concluir con la energía de la onda acústica y los efectos que modifican la transmisión del sonido -como son el efecto del suelo, de la gravedad, de la viscosidad, de la difusión y atenuación debido a la presencia de vegetación-, y que han de tenerse en consideración.

Dentro de los efectos estudiados, se han incluido algunos que, si bien no afectan de una manera primordial a los datos acústicos que se obtengan, han de tenerse en consideración en el análisis que se realizará en el **capítulo 7** acerca de cuáles han sido los criterios de medida adoptados.

## 4.2 - Propagación de una señal sonora en el seno de un fluido

En primer lugar se procede al repaso de la teoría de la transmisión de una señal mecánica en un medio gaseoso<sup>65</sup>, o en un medio una mezcla de varias fases, como caso general. Para ello se seguirá el desarrollo [57]<sup>66</sup>. Se considera la propagación a través atmósfera libre a través de un gas perfecto, en ausencia de fuerzas externas y perturbaciones, con presión  $P$ , temperatura  $T$  y densidad  $\rho$  uniformes<sup>67</sup>.

La transmisión de una señal sonora en un medio gaseoso con dichas características va a provocar una perturbación en forma de variación de presión. Cualquier perturbación de dicho estado en variaciones de presión puede ser representada por la siguiente expresión:

$$p' = p + \delta p \quad (4.1)$$

La variación de la presión va a provocar una variación en la densidad del fluido en la forma  $\rho' = \rho + \delta\rho$ .

Teniendo en cuenta la ecuación de estado, habrá también un cambio en la temperatura que se puede representar como  $T' = T + \delta T$ .

Como consecuencia de estas perturbaciones, el gas ya no estará en reposo, sino que tendrá una velocidad  $u' = \delta u$ .

Al ser la conductividad térmica de los gases baja y las perturbaciones rápidas, se puede razonablemente suponer que las perturbaciones de transmisión del sonido se realizan sin intercambio de calor -es decir, son adiabáticas-. En estas condiciones, se puede escribir<sup>68</sup>:

$$p' \rho'^{-\gamma} = p \rho^{-\gamma} = cte \quad (4.2)$$

---

<sup>65</sup> Pese a que el estudio teórico se va a realizar para la transmisión del sonido en un gas, similares argumentos, *mutatis mutandis*, han de ser utilizados cuando el fluido sea un líquido, siempre y cuando se tengan en cuenta las particularidades del medio y se utilice el módulo de compresión correspondiente.

<sup>66</sup> A su vez, la obra de Gratton está basada en [63].

<sup>67</sup> No se va a considerar ahora el caso de la fuerza gravitatoria.

<sup>68</sup> Donde  $\gamma$  es el coeficiente adiabático del gas.

Diferenciando la ecuación (4.2) se obtiene:

$$dp' = \frac{\eta p'}{\rho'} d\rho' = \frac{k'_s}{\rho'} + d\rho' \quad (4.3)$$

donde  $k'_s$  es el módulo de compresión adiabático.

Utilizando la ecuación de Euler, sin considerar los efectos de la viscosidad y en ausencia de fuerzas externas

$$\frac{du'}{dt} = -\frac{\nabla p'}{\rho'} \quad (4.4)$$

si se introduce la ecuación de continuidad o de conservación de la masa, que es la que rige la variación de la densidad con relación a la velocidad, resulta:

$$\frac{1}{\rho'} \frac{d\rho'}{dt} = -\nabla u' \quad (4.5)$$

Por lo tanto, el sistema de ecuaciones a resolver es el siguiente:

$$dp' = \frac{\eta p'}{\rho'} d\rho' = \frac{k'_s}{\rho'} + d\rho' \quad (4.6)$$

$$\frac{du'}{dt} = -\frac{\nabla p'}{\rho'} \quad (4.7)$$

$$\frac{1}{\rho'} \frac{d\rho'}{dt} = -\nabla u' \quad (4.8)$$

Este sistema de ecuaciones es el que describe el comportamiento de la transmisión de una onda sonora en un fluido. Cabe señalar que para obtener estas ecuaciones se parte del supuesto de que los efectos de la viscosidad son despreciables, que no hay fuerzas externas, y que el proceso es adiabático, es decir, se produce tan rápido, que se puede considerar que se realiza sin transmisión de

calor. El sistema de ecuaciones resultante no es sencillo de resolver, al ser un conjunto de derivadas parciales no lineales.

### 4.3 - La ecuación de ondas

En estado de reposo, el fluido presenta una velocidad nula, mientras que la presión, la temperatura y la densidad permanecen constantes. Así mismo, los valores de perturbación son pequeños en comparación con los valores de las funciones de estado señaladas, de modo que al trabajar con pequeñas variaciones, se podría sustituir en la ecuación (4.3)  $dp$  y  $d\rho$  por  $\delta p$  y  $\delta\rho$  respectivamente, que junto con la ecuación (4.2) se obtiene:

$$\delta p = \frac{\gamma(p + \delta p)}{\rho + \delta\rho} \delta\rho = \frac{\gamma p}{\rho} \left(1 + \frac{\delta p}{p}\right) \left(1 + \frac{\delta\rho}{\rho}\right)^{-1} \delta\rho \quad (4.9)$$

como se ha señalado,  $\delta p$  es mucho menor que  $p$  y  $\delta\rho$  es mucho menor que  $\rho$ , por consiguiente se puede concluir que:

$$\delta p = c^2 \delta\rho \quad (4.10)$$

siendo  $c = \sqrt{\frac{k_s}{\rho}}$ , y  $k_s = \gamma p$  para el caso de un gas.  $c$  tiene dimensiones de velocidad y depende de la naturaleza del medio<sup>69</sup>.

Como  $\delta\rho$  es mucho menor que  $\rho$ , la ecuación de Euler puede ser escrita de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \delta u}{\partial t} + (\partial u \nabla) \delta u = -\frac{\nabla \delta p}{\rho} \quad (4.11)$$

---

<sup>69</sup> Hasta ahora se ha descrito el desarrollo para un gas, para hacerlo en un líquido basta con sustituir  $k_s$  por el correspondiente módulo de compresión, por lo tanto todo lo que se realice a partir de ahora es válido también para los líquidos.

Teniendo en cuenta la diferencia en los órdenes de magnitud de los dos sumandos, se puede reducir la ecuación a:

$$\frac{\partial \delta u}{\partial t} = -\frac{\nabla \delta p}{\rho} \quad (4.12)$$

Al aplicar el rotacional a la ecuación anterior, el resultado es que  $\partial(\nabla \times \delta u)/\partial t = 0$ . Si el fluido está en reposo  $\nabla \times \delta u = 0$  y por lo tanto, el campo de velocidades es potencial, y se introduce del siguiente modo:

$$\delta u = \nabla \phi \quad (4.13)$$

y por lo tanto, la ecuación de Euler queda:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{\delta p}{\rho} \quad (4.14)$$

Con respecto a la ecuación de conservación de la masa (4.5), realizando las mismas aproximaciones, resulta:

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} = -\rho \nabla \cdot \delta u = -\rho \nabla^2 \phi \quad (4.15)$$

Si se observa, el sistema de ecuaciones de partida se ha transformado, utilizando la aproximación de perturbaciones pequeñas, en el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\delta u = \nabla \phi \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{\delta p}{\rho} \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = -\rho \nabla \cdot \delta \mathbf{u} = -\rho \nabla^2 \phi \quad (4.18)$$

Este sistema de ecuaciones es lineal y de más fácil resolución, pero ya se verá en el **capítulo 5**, donde se describen los modelos para el caso de niebla, que esta linealización puede traer consecuencias.

Eliminando  $\delta p$  de la ecuación de Euler y utilizando la ecuación (4.10), da lugar a:

$$\rho = \frac{\partial \phi}{\partial t} = -c^2 \partial \rho \quad (4.19)$$

derivándola respecto del tiempo y utilizando la ecuación (4.15), resulta:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \phi \quad (4.20)$$

Esta es la ecuación para el potencial de velocidad. Resolviendo esta ecuación queda resuelto el problema, ya que con las ecuaciones (4.19) y (4.10) se pueden expresar  $\delta p$  y  $\delta \rho$  en términos de  $\phi$  del siguiente modo:

$$\delta p = -\frac{\rho}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad , \quad \delta \rho = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (4.21)$$

El campo de velocidad se obtiene de la ecuación (4.13). Es fácil observar, tomando el gradiente de la ecuación (4.20), que las componentes de  $\delta \mathbf{u}$  también satisfacen la misma ecuación.

Del mismo modo, vista la proporcionalidad en la ecuación (4.21) entre  $\delta p$  y  $\delta \rho$  y  $\delta \phi / \delta t$ , es evidente que ambas variables dependientes también son soluciones de la ecuación (4.20).

La ecuación que se ha obtenido pertenece a la familia de las ecuaciones de onda y, cabe decir, que es una de las más simples, debido a que es escalar.

#### 4.4 - Ecuación de Helmholtz

Otro modo de expresar la propagación del sonido en un medio se encuentra en la ecuación de Helmholtz, que se puede considerar como un caso particular de la ecuación de onda linealizada (4.20) suponiendo el comportamiento armónico de la señal acústica. De tal modo que la variación de presión debida a la transmisión del sonido va a resultar también armónica.

Si se parte de la ecuación (4.20) teniendo a la presión como variable:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} p(r,t) = c^2 \nabla^2 p(r,t) \quad (4.22)$$

Y suponiendo, como se ha dicho, que el comportamiento de la presión acústica es armónico, se tiene:

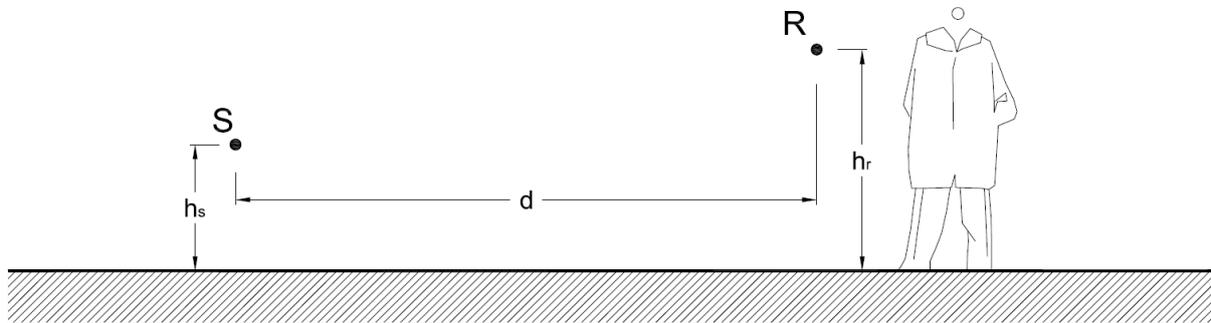
$$p(r,t) = \hat{p}(r) e^{j\omega t} \quad (4.23)$$

Donde  $\hat{p}(r)$  es la presión compleja en un punto  $r$  y  $j$  es la unidad imaginaria. Esta ecuación, transformándola previamente al dominio de las frecuencias se obtiene:

$$\nabla^2 \hat{p}(r, \omega) + k^2 \hat{p}(r, \omega) = 0 \quad (4.24)$$

Donde  $k = \omega/c$  es el número de onda. A esta ecuación (4.24) se la conoce como Ecuación de Helmholtz en el dominio de la frecuencia.

El problema fundamental que se ha de resolver es el del calcular el valor que se obtiene de la ecuación de ondas para un modelo donde se dispone de una fuente emisora de ruido  $S$ , situada a una altura  $h_s$  sobre el suelo y un receptor  $R$  alejado de la fuente una distancia  $d$  y situado a una altura  $h_r$ , como refleja la figura siguiente:



**Figura 4.1** - Representación de una fuente puntual y un receptor

Para el caso ideal de una fuente puntual o monopolo acústico que genera ondas esféricas, la ecuación de Helmholtz presenta la siguiente forma:

$$\nabla^2 p(r) - \frac{1}{c^2(r)} \frac{\partial^2 p(r)}{\partial t^2} = -4\pi \delta(r - r_s) \quad (4.25)$$

donde  $\delta$  representa una función delta de Dirac.

Si se resuelve la ecuación (4.22) para todo el rango de frecuencias, se encuentra la solución en forma de integral de Fourier:

$$p(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{p}(r, \omega) e^{-j\omega t} d\omega \quad (4.26)$$

## Soluciones elementales de la ecuación de ondas

La ecuación para el potencial de velocidad (4.20) admite soluciones elementales en forma de ondas planas monocromáticas, en las que las perturbaciones son simples funciones armónicas de la posición y del tiempo. Este tipo de soluciones simples permiten posteriormente representar cualquier perturbación como una transformada de Fourier de las perturbaciones simples, de ahí el interés en su estudio.

Se puede escribir el potencial de velocidad de una solución elemental como:

$$\phi = \text{Re}[Ae^{i(k \cdot x - \omega t)}] \quad (4.27)$$

donde  $Ae^{i\theta}$  es una amplitud compleja. De modo tal que la anterior ecuación es equivalente a:

$$\phi = a \cos \theta \quad , \quad \theta(x, t) = k \cdot x - \omega t \quad (4.28)$$

donde  $a$  es la amplitud de la onda,  $k$  es el vector de onda y  $\theta$  es la fase.

Sustituyendo (4.27) o (4.28) en la ecuación de ondas se obtiene:

$$\omega = \pm ck \quad , \quad k = |k| \quad (4.29)$$

que es la relación de dispersión de las ondas acústicas<sup>70</sup>. Ha de resaltarse aquí, que esto es válido solamente para casos en los que la amplitud de la onda sea pequeña. Si la amplitud de la onda es finita, no se pueden realizar las aproximaciones que se han usado para pasar de la ecuación (4.9) a la ecuación (4.10), y en su lugar, habrá que utilizar:

$$\delta p = c'^2 \delta \rho \quad (4.30)$$

<sup>70</sup> Puede observarse que  $c$  es una propiedad del fluido y no depende de las características de la perturbación.

$$c' = (k'_s / \rho')^{1/2} \quad (4.31)$$

por lo tanto  $c$  no es constante, sino que depende de la perturbación y en consecuencia la relación entre  $\delta p$  y  $\delta \rho$  no es lineal<sup>71</sup>. A continuación se calcula el campo de velocidad de la onda elemental (4.28):

$$\delta u = \nabla \phi = \nabla [a \cos(k \cdot x - \omega t + \alpha)] = -a \cdot k \cdot \text{sen}(k \cdot x - \omega t + \alpha) \quad (4.32)$$

Como se observa en esta ecuación<sup>72</sup>, las ondas acústicas elementales son longitudinales, quiere esto decir que el desplazamiento de los elementos del fluido es paralelo a la dirección de propagación de la onda.

Para abordar la resolución de la ecuación de propagación del sonido de Helmholtz (4.25) -tal y como analiza Galindo en su trabajo [58]- muchos son los métodos empleados, y la principal diferencia entre ellos estriba en el proceso de aproximaciones matemáticas empleado. Atendiendo a su funcionalidad se pueden dividir los modos de resolución más comunes en dos tipos.

Sin detenerse en analizar con profundidad todos los métodos de resolución, sí cabe señalar que el primer tipo consiste en transformar directamente la ecuación de Helmholtz en otras de más fácil solución que conduce a obtener un nuevo sistema de ecuaciones diferenciales, como la eikonal y la ecuación de transporte, que son las ecuaciones básicas de la teoría de rayos acústicos, como se verá en el siguiente apartado. El otro tipo común de resolución de la ecuación de Helmholtz es convertirla en una ecuación diferencial parabólica.

En ambos casos de resolución, tanto los métodos basados en la teoría de rayos, como los basados en el uso de ecuaciones diferenciales parabólicas, establecen sus limitaciones desde el inicio y el modelo asociado con dichas aproximaciones ha de resolver ecuaciones diferenciales que son diferentes de la ecuación de Helmholtz.

También existe, por supuesto, la posibilidad de resolver directamente la ecuación de Helmholtz a través de métodos analíticos o de métodos numéricos o, incluso, mediante una combinación de ambos. Las aproximaciones realizadas más comunes son, o bien suponer que la atmósfera es un medio homogéneo, es decir  $k = cte$ , lo que lleva a asociarla con el modelo de suelo, o bien suponer que  $k$  es una función que depende de la altura y la solución de la ecuación de Helmholtz se reduce a una sola dimensión y para su resolución se utilizan diversas técnicas numéricas.

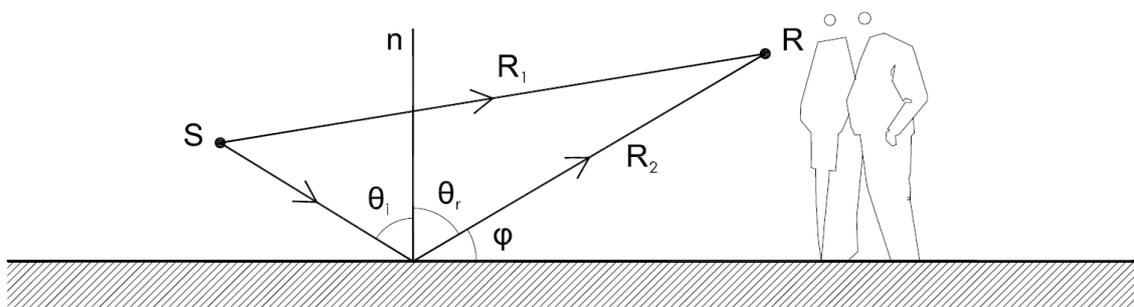
<sup>71</sup> En particular, como se puede verificar,  $c$  es una función creciente de la presión, tanto para el caso de fluidos como para el de materia condensada, como se verá más adelante

<sup>72</sup> Donde  $\alpha$  es la parte imaginaria de la constante de propagación.

## 4.5 - Teoría de rayos

La teoría de rayos -también denominada teoría geométrica- se basa en el concepto de rayo sonoro, es decir, el recorrido de la perturbación mecánica que produce una fuente sonora se puede representar por la trayectoria de un rayo. Como se puede imaginar, los paralelismos con la óptica geométrica -que utiliza también el mismo concepto trasladado al caso de la luz- no es casual. La transmisión del sonido proveniente de una fuente puntual en un medio homogéneo no varía a lo largo del tiempo y sus trayectorias pueden ser representadas por líneas rectas.

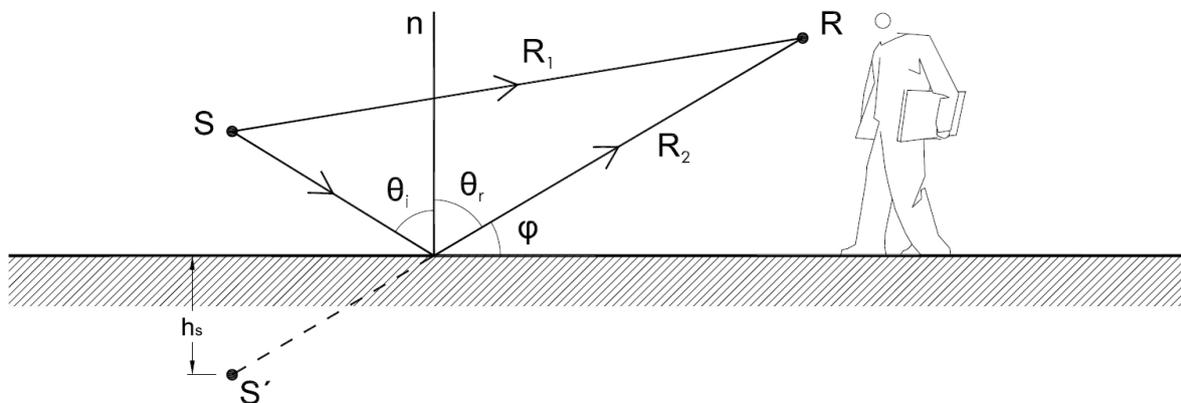
El problema a resolver, utilizando la teoría de rayos se basa en el principio de que la energía acústica que llegaría a un receptor es el compendio de la energía del sonido directo proveniente de la fuente y de la energía de las diferentes reflexiones con el suelo. Esquemáticamente quedaría representado del siguiente modo:



**Figura 4.2** – Problema fundamental de la teoría de rayos

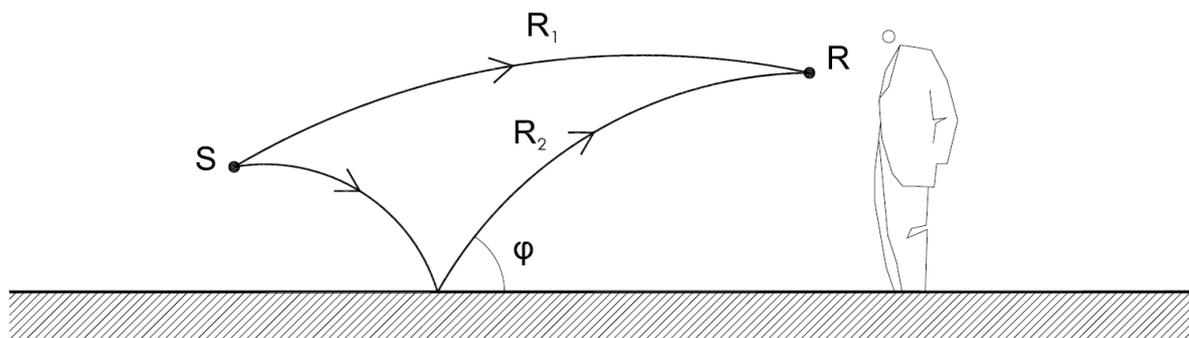
Como se puede observar, la **figura 4.2** representa una fuente puntual emisora de ruido S, a una altura  $h_s$  sobre el suelo y un receptor R situado a una altura  $h_r$ , situado en el mismo plano que la fuente, donde se observan las trayectorias  $R_1$  y  $R_2$  de las trayectorias del sonido directo y del reflejado, respectivamente.

Cuando el sonido recorre un medio homogéneo -al no variar su velocidad en el medio- se puede aplicar la teoría de rayos y el problema del esquema anterior se simplifica, resultando equivalente al de dos fuentes simétricas respecto a la línea del suelo, como se representa en la figura siguiente:



**Figura 4.3** – Trayectorias de los rayos considerando una fuente imaginaria

Lo dicho anteriormente sirve para el caso de transmisión de sonido en un medio homogéneo, si el medio es no-homogéneo<sup>73</sup>, la velocidad del sonido varía con el medio y la trayectoria de la señal acústica ya no será una línea recta, sino que será curva.



**Figura 4.4** – Trayectorias de los rayos en un medio no homogéneo

Las curvas de trayectoria representada en la figura anterior se corresponden con una transmisión de sonido donde la velocidad aumenta con la altura debido al medio. En caso de que el

<sup>73</sup> Pese a que el diccionario de la Real Academia Española recoge la entrada *heterogéneo* como antónimo de homogéneo, en el presente trabajo se utilizará el término *no-homogéneo* debido a su extendido uso dentro de la comunidad científica.

medio disminuya la velocidad del sonido con la altura, la curvatura de los rayos sería convexa, en vez de cóncava como en el caso representado.

## 4.6 - La velocidad del sonido

En el **anexo III** de la presente tesis doctoral se incluye un extenso repaso a la determinación de la velocidad del sonido desde el punto de vista histórico. Siendo fiel este trabajo a la metodología de exposición, incorporar una visión histórica a este apartado de la física aporta un sentido multidisciplinar idóneo para un conocimiento completo. El presente apartado, sin embargo, se limitará a tratar la variable exclusivamente desde un punto de vista físico.

A tal fin, se parte de la ecuación (4.32) de donde se deduce que la velocidad del sonido  $c$ , definida por la relación  $\delta p = c^2 \delta \rho$  es igual al módulo de la velocidad de fase de las ondas elementales y también es igual al módulo de la velocidad de grupo  $C$  de dichas ondas. En efecto,

$$C_i = \pm \frac{\partial \omega}{\partial k_i} = \pm \frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial k_i} = \pm c \frac{k_i}{k} \quad (4.33)$$

de donde:

$$|C| = c \quad (4.34)$$

De aquí se colige que las ondas acústicas de amplitud infinitesimal no son dispersivas. Por lo tanto, un paquete de ondas formado por la superposición de ondas elementales se propaga con velocidad  $c$  sin sufrir cambio alguno de forma. Como consecuencia, la transcripción de la velocidad del sonido en un gas ideal resulta:

$$c = \sqrt{\frac{\mathcal{P}}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}} \quad (4.35)$$

donde  $\mu$  es el peso molecular y  $R$  es la constante de los gases [59], que para el aire seco se manifiesta como:

$$c(\Theta) = c_0 \sqrt{1 + \Theta/273.16} \quad , \quad c_0 = 331.3 \text{ ms}^{-1} \quad (4.36)$$

donde  $\Theta = T(^{\circ}K) - 273.16$  es la temperatura en grados centígrados<sup>74</sup>.

## 4.7 - Energía de la onda acústica

En ausencia de fuerzas externas conservativas, la energía por unidad de volumen del fluido es igual a la suma de la energía interna<sup>75</sup>  $\rho'e'$  más la energía cinética asociada con el movimiento del fluido, que en este caso es  $\rho'u^2/2$ .

Por lo tanto y reteniendo términos de hasta segundo orden se infiere:

$$\rho'e' + \frac{1}{2}\rho'u^2 \cong \rho e + \delta\rho \left( \frac{\partial(\rho'e')}{\partial\rho'} \right) \Big|_{s, \rho'=\rho} + \frac{1}{2}\delta\rho^2 \left( \frac{\partial^2(\rho'e')}{\partial\rho'^2} \right) \Big|_{s, \rho'=\rho} + \frac{1}{2}\rho\delta u^2 \quad (4.37)$$

donde las derivadas se tienen que calcular a entropía constante puesto que la perturbación se ha considerado de naturaleza adiabática.

Utilizando la relación termodinámica:

$$de = TdS - pdV = TdS + (p/\rho^2)d\rho \quad (4.38)$$

resulta:

$$\left( \frac{\partial(\rho'e')}{\partial\rho'} \right) \Big|_s = e' + \frac{p'}{\rho'} = h' \quad (4.39)$$

<sup>74</sup> Decir aquí que la expresión (4.35) no es válida para medios donde coexisten dos fases.

<sup>75</sup> Donde  $e'$  es la energía interna por unidad de masa, las primas indican las magnitudes físicas en presencia de perturbación.

donde  $h$  es la entalpía por unidad de masa o entalpía específica.

La derivada segunda de la ecuación (4.37) se puede expresar:

$$\left(\frac{\partial^2(\rho'e')}{\partial\rho'^2}\right)_s = \left(\frac{\partial h'}{\partial\rho'}\right)_s = \left(\frac{\partial h'}{\partial p'}\right)_s \left(\frac{\partial p'}{\partial\rho'}\right)_s = \frac{c'^2}{\rho'} \quad (4.40)$$

Reemplazando esta expresión en (4.36) se obtiene:

$$\rho'e' + \frac{1}{2}\rho'u'^2 \cong \rho e + h\delta\rho + \frac{1}{2}\frac{c^2}{\rho}\delta\rho^2 + \frac{1}{2}\rho\delta u^2 \quad (4.41)$$

En esta expresión de conservación energética, el término  $\rho e$  se corresponde con la energía interna por unidad de volumen del fluido en reposo, es decir, no tiene nada que ver con la onda acústica. El término  $h\delta\rho$  es la variación de energía interna debida a la variación de la masa del fluido por unidad de volumen, que ocurre debido a la perturbación<sup>76</sup>.

Como consecuencia, la variación total de energía del fluido debido a la presencia de la onda acústica es:

$$\int_V \left( \frac{1}{2}\frac{c^2}{\rho}\delta\rho^2 + \frac{1}{2}\rho\delta u^2 \right) dV \quad (4.42)$$

La expresión del integrando es la función densidad de energía sonora de la onda:

$$E = \frac{1}{2}\frac{c^2}{\rho}\delta\rho^2 + \frac{1}{2}\rho\delta u^2 \quad (4.43)$$

---

<sup>76</sup> La contribución de este término a la energía total que se podría calcular integrando la ecuación (4.41) para todo el volumen del fluido es nula, puesto que la masa total del fluido no varía por efecto de la perturbación.

## 4.8 - Efecto del suelo

La influencia del suelo en la transmisión del sonido en exteriores es uno de los factores más determinantes y su estudio ha sido y es objeto de numerosos estudios, como por ejemplo [60], [61], [62], y de un modo especial la tesis doctoral de A. I. Tarrero [13]. A modo de resumen, cabe considerar al efecto del suelo en la transmisión de la señal sonora como una discontinuidad que provoca que parte de la señal sonora -rayos en el caso homogéneo- sea absorbida por este y parte se vea reflejada, modificando así tanto su dirección de propagación como su intensidad.

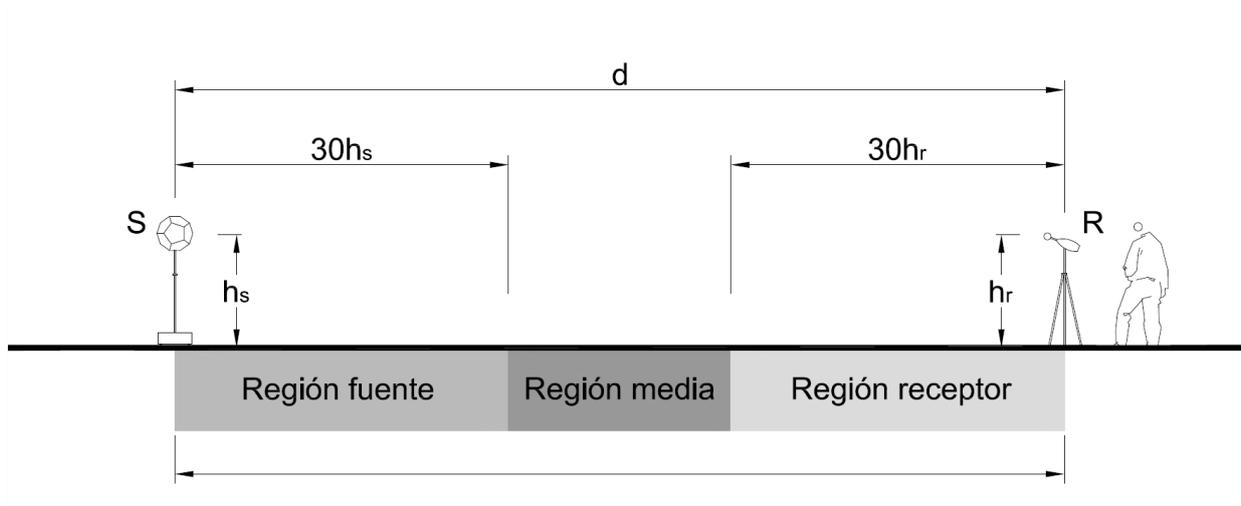
Como se observa en la **figura 4.2** -ya explicada en el apartado anterior- al receptor le llegan las confluencias de la energía sonora no solo de la fuente puntual de sonido, sino también del reflejo que esta produce en el suelo. Cuando ambas señales se encuentran en el receptor, la interferencia del rayo directo con el rayo reflejado puede producir atenuación o amplificación dependiendo de la frecuencia, las alturas de la fuente y del receptor, y de la distancia entre ambos.

Sin embargo, la atenuación debida al suelo se debe al ángulo de incidencia y a las características acústicas del suelo, ya que dependiendo de la composición morfológica del suelo la capacidad de absorción de la energía acústica varía de unos terrenos a otros.

La impedancia acústica del suelo es una variable que da cuenta de los diferentes comportamientos de los suelos ante la incidencia de una señal sonora, así, la norma ISO 9613-2 establece que para su determinación experimental -solo indicada para suelos planos o con una pendiente constante- se deben distinguir tres regiones de medida dependiendo de la distancia entre fuente y receptor y de la altura de ambos del modo siguiente:

- Una primera región, llamada región de fuente que cubre distancias hasta treinta veces la altura de la fuente, hasta un máximo de la distancia total fuente receptor.
- Una segunda región, denominada región de receptor que cubre hasta treinta veces la altura del receptor y llega hasta un máximo de la distancia fuente receptor.
- Por último la región intermedia entre la región fuente y la región receptor, denominada región intermedia. En caso de que la distancia entre fuente y receptor fuese menor que la que cubren las regiones fuente y receptor, estas se solaparían y no habría región media.

La siguiente figura muestra las diferentes regiones:



**Figura 4.5** – Regiones de impedancia acústica

La norma ISO 9613-2 también establece un factor de suelo  $G$ , que da cuenta del diferente comportamiento acústico de los terrenos y que toma valores distintos dependiendo del tipo de suelo según se detalla a continuación:

- **Suelo duro**, donde se incluye el pavimento, agua, hielo, hormigón y todos los otros tipos de superficies de suelo que se encuentran por ejemplo en sitios industriales. Para este tipo de suelos el factor  $G$  toma un valor nulo.
- **Suelo poroso**, donde se incluye el suelo cubierto por pasto, árboles y otro tipo de vegetación, así como otras superficies de suelo idóneas para el crecimiento de vegetación. En este caso  $G = 1$ .
- **Suelo mixto**: si la superficie está formada por ambos tipos de suelo, duro y poroso. Para este suelo,  $G$  toma valores entre 0 y 1.

Para calcular la atenuación debida al efecto del suelo para una de las octava de banda específica, primero se calculan los componentes de las atenuaciones  $A_s$ ,  $A_r$  y  $A_m$  para cada una de las regiones, (fuente, media y receptor) especificados por el factor  $G_s$  correspondiente a cada región, de modo que la atenuación total debida al suelo es:

$$A_g = A_s + A_r + A_m \quad (4.44)$$

## 4.9 - Efecto de la gravedad

Según [63] y [57], si el estado no perturbado es de equilibrio hidrostático, la gravedad produce dos efectos, debido a que tanto la presión como la densidad de equilibrio dependen de la altura.

Las ecuaciones que describen el comportamiento de una onda sonora, vistas con anterioridad, pueden ser descritas del mismo modo, pero deben sustituirse  $p$  y  $\rho$  por sendas funciones dependientes de la altura, i.e.  $p = p(z)$  y  $\rho = \rho(z)$ .

Sin embargo, y tal y como se ha visto, la presión y la densidad del estado no perturbado intervienen en la ecuación de ondas solamente en la ecuación de la velocidad del sonido<sup>77</sup>, que con la hipótesis de gas ideal es solamente función de la temperatura. Por lo tanto  $c$  depende de la altura solo en la medida que la temperatura varía<sup>78</sup> con  $z$ .

En la ecuación de Euler (4.11) aparecerá un término de la forma  $g\delta\rho$ . Para estimar su importancia se compara con el término  $(\nabla\delta p)/\rho$ , cuya magnitud es del orden de  $|\delta p/\lambda\rho|$  -siendo  $\lambda$  la longitud de onda-.

Resultando:

$$\frac{|g\delta\rho|}{|(\nabla\delta p)/\rho|} \approx \frac{|g\delta\rho|}{|\delta p/\lambda\rho|} = \frac{\lambda g}{c^2} \quad (4.45)$$

Para el caso del sonido en el aire,  $c^2/g \approx 10^6$  cm, y por lo tanto, para las longitudes de onda de interés en este estudio se cumple que  $\lambda g/c^2 \ll 1$ , de modo que podría despreciarse el efecto térmico de  $g\delta\rho$ .

---

<sup>77</sup> Como se vio en el apartado anterior dedicado a la velocidad del sonido.

<sup>78</sup> Cuando la temperatura varía con  $z$  es un caso de medio no-homogéneo.

#### 4.10 - Efectos de la viscosidad y la conducción térmica

A modo de resumen de lo aportado por [63] [57] en el análisis de los efectos que la viscosidad del medio y la conducción térmica producen en la propagación del sonido, hay que decir que en este caso se trata de perturbaciones compresivas, donde el término de viscosidad incluye, además de la viscosidad ordinaria  $\eta$ , la segunda viscosidad  $\xi$ . Sin embargo, salvo casos muy especiales<sup>79</sup>,  $\xi$  es del mismo orden de  $\eta$  [64]. El orden de magnitud del término de viscosidad para una onda sonora se puede estimar entonces como  $|v\delta u/\lambda^2| \approx |v\delta p/\rho c\lambda^2|$ . Por lo tanto el orden de magnitud del cociente entre el término de viscosidad  $z$  y el término  $(\nabla\delta p)/\rho$  viene dado por:

$$\frac{|\mu\delta p/\rho c\lambda^2|}{|\delta p/\lambda\rho|} = \frac{v}{c\lambda} = \frac{1}{\text{Re}_c} \quad (4.46)$$

donde  $\text{Re}_c$  es el conocido número de Reynolds que se forma con la velocidad del sonido<sup>80</sup>. De manera que el efecto de la viscosidad es despreciable salvo para longitudes de onda muy cortas en el rango de los ultrasonidos.

Con un razonamiento parecido, se puede llegar a la conclusión de que el efecto de la conducción térmica solo puede ser importante para casos donde las longitudes de onda sean muy cortas, dado que el flujo de calor es proporcional al gradiente de temperatura, que a su vez es inversamente proporcional a  $\lambda$ .

Debido a la viscosidad y a la conducción térmica, la energía de las ondas acústicas se disipa, de modo que su intensidad disminuye progresivamente con la distancia  $x$  recorrida por la onda<sup>81</sup>. La intensidad, pues, disminuye conforme a la ley  $e^{-\gamma x}$  y el coeficiente de absorción  $\gamma$  se puede representar [64]:

$$\gamma = \frac{2\pi^2}{\rho c\lambda^2} \left[ \left( \frac{4}{3}\eta + \xi \right) + \kappa \left( \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \right] \quad (4.47)$$

donde  $\xi$  es el segundo coeficiente de viscosidad,  $\kappa$  es el coeficiente de conducción térmica y  $c_v$ ,  $c_p$  son los calores específicos a volumen y presión constante respectivamente<sup>82</sup>.

<sup>79</sup> Por ejemplo una mezcla de gases donde ocurren reacciones químicas.

<sup>80</sup> Para el sonido en el aire, el valor del número de Reynolds  $\text{Re}_c \approx 10^5 \lambda$  (cm)

<sup>81</sup> El cálculo de este efecto se basa en evaluar la tasa de disipación de la energía mecánica.

<sup>82</sup> Para el aire se tiene que  $\gamma_{\text{aire}} \cong 2.74 \times 10^{-11} f(\text{Hz})^2$  -  $f = \omega/2\pi$  es la frecuencia de la onda-, por lo que se deduce que la absorción del sonido es despreciable dentro del rango de las frecuencias audibles, pero puede ser grande para ultrasonidos de muy alta frecuencia. Para el agua el valor es mucho menor  $\gamma_{\text{agua}} \cong 1.14 \times 10^{-13} f(\text{Hz})^2$ .

#### 4.11 - Difusión de las ondas sonoras (*scattering*)

La presencia de partículas en suspensión en el fluido afecta la propagación de las ondas sonoras. Esto ocurre en el aire cuando hay niebla o cuando llueve o está nevando. Debido simplemente a su presencia, las partículas causan la emisión de ondas difundidas que se propagan en todas las direcciones.

Además, las partículas que se ponen en movimiento por efecto de la perturbación sonora producen a su vez más ondas sonoras difundidas<sup>83</sup>.

La energía de estas emisiones secundarias de sonido se resta a la de la onda primaria, lo cual conduce a su atenuación. La magnitud de la atenuación depende de la *sección eficaz* de difusión, que se define como la razón entre la intensidad total difundida por una partícula y la densidad de flujo de energía incidente sobre la misma.

En este caso, el cálculo de la sección eficaz  $\sigma$  para partículas de radio  $R \ll \lambda$  es [63] [57]:

$$\sigma = \frac{112\pi^5 R^2}{9} \left(\frac{R}{\lambda}\right)^4 = \frac{112\pi^5 R^6 f^4}{9c^4} \quad (4.48)$$

Si hay  $N$  partículas por unidad de volumen, la disminución de la intensidad de la onda al atravesar una capa fluida de espesor  $dx$  y área unidad es:

$$dq = -N\sigma q \quad (4.49)$$

La ecuación anterior muestra que la intensidad de la onda disminuye exponencialmente con la distancia de acuerdo con la ley  $e^{-\gamma_d x}$ , donde el coeficiente de atenuación por difusión es:

$$\gamma_d = N\sigma \quad (4.50)$$

---

<sup>83</sup> El efecto descrito se denominará de dos modos: *difusión*, y *scattering*. Se utilizarán ambos vocablos indistintamente ya que la comunidad científica admite ampliamente el anglicismo.

Puesto que la sección eficaz de difusión es proporcional a la cuarta potencia de la frecuencia, los sonidos agudos se atenúan mucho más fuertemente que los graves.

Por ejemplo, en una tormenta de nieve en la cual la visibilidad es de 10 m, si se supone que la dimensión característica de los copos es de 0,5 cm se tendrá aproximadamente un copo por litro, y entonces de acuerdo con la ecuación (4.46), la difusión atenúa las ondas sonoras de 10 kHz en una distancia del orden de  $1/\gamma_d \approx 15m$ . En cambio, la atenuación de una onda de 1 kHz es casi insignificante.

## 4.12 - Atenuación debida a la vegetación

No es el propósito de la presente tesis ahondar en el estudio de este fenómeno. Para ello se cuenta con los trabajos de A. Tarrero, J. González y P. González [11], la ya citada tesis doctoral de Tarrero [13], o los trabajos de [65] o el más reciente de [66], sin embargo ha sido preciso realizar este pequeño apartado para tratar el fenómeno.

Existen otros efectos que provocan que la señal sonora transmitida se atenúe a lo largo de su recorrido. La norma ISO 9613-2 recoge entre estos mecanismos de atenuación algunos como la dispersión en lugares industriales o la propagación a través de regiones pobladas con construcciones y en la norma se encuentran denominados como “misceláneos”.

Estos efectos no inciden sobremanera en el presente trabajo de investigación, ya que el presente estudio se circunscribe a la propagación del sonido en atmósfera libre y sin obstáculos, eso sí, cerca del suelo, lo que conlleva a analizar aquí el efecto en la atenuación que provoca la vegetación del terreno. Sin embargo, tal y como se verá en el **capítulo 7**, en la descripción del modelo experimental, han de tenerse en consideración a la hora de tomar los datos acústicos.

La atenuación debida a la presencia de vegetación y follaje  $A_{veg}$ , en el suelo incide mínimamente en la atenuación total de una señal acústica. Solamente se considera la pequeña aportación a la atenuación en el caso de que sea suficientemente densa y bloquee completamente la línea de propagación de la señal acústica. La atenuación puede ser debida a vegetación cercana a la fuente, cercana al receptor o ambas.

Algunas aproximaciones alternativas pueden ser encontradas en [67] donde, por ejemplo, la atenuación debida a una zona de arbustos puede ser descrita por la siguiente ecuación:

$$A_{arbustos} = (0,18 \log f - 0,31) r \quad (4.51)$$

En caso de un escenario con vegetación densa cubriendo la línea de propagación, las atenuaciones debido a tal efecto que se encuentran varían entre los 0,03 dB/m para frecuencias de 125 Hz a 0,12 dB/m para frecuencias de 8 kHz, según la norma ISO 9613-2 y para unas distancias de entre los 20 y los 200 metros de distancia entre la fuente y el receptor.

# Capítulo 5 - Evolución de los modelos de propagación del sonido en la niebla

---



## 5.1 - Introducción.

El propósito en este capítulo es el de realizar un profuso análisis de las diferentes aportaciones científicas que a lo largo de la historia han venido explicando los efectos de la transmisión del sonido en condiciones de niebla.

De entre todas estas aportaciones, los modelos más significativos, como los de Cole y Dobbins, además del modelo de Davidson, tendrán un análisis más exhaustivo, incluyendo en este elenco los trabajos de Mahanta y de Kandula. Todos ellos servirán para comparar los datos acústicos obtenidos experimentalmente y poder validar la bondad de los mismos.

En este capítulo no se expondrá el modelo de Rozenfel'd, si bien dicho modelo queda expuesto en el **anexo IV**. El motivo principal es la ausencia de datos experimentales de los tamaños de las gotas ni de su distribución, datos estos imprescindibles para poder validar dicho modelo.

## 5.2 - Modelos de propagación del sonido en condiciones de niebla

Un artículo publicado en latín en *Philosophical Transaction* en 1708 y firmado por el reverendo William Derham [20] es, con toda certeza, el primero en aportar luz al estudio del comportamiento de la transmisión del sonido en condiciones de niebla. El reverendo Derham, tras el experimento de los cañones en las torres de las iglesias -como se pormenoriza en el **anexo III-**, fue el primero que relató la influencia del viento en la propagación del sonido. Además, estaba convencido de que las nubes densas atenuaban la propagación del sonido en el aire de manera severa y particularmente achacaba este fenómeno al vapor de agua del que estaban compuestas las mismas. Por lo tanto, según sus conclusiones, la niebla, así como la lluvia y la nieve, debería causar una rápida atenuación del sonido [68].

Esta creencia -que hoy se sabe errónea por la magnitud de su influencia-, fue utilizada a menudo en su contra, pero, considerando que fue realizada en base a su observación y en los albores del siglo XVIII debería admitirse al autor un gran mérito, pese a no ser completamente acertada.

En 1830, John Herschel<sup>84</sup> [69] repite las observaciones anteriores -pero sin establecer conclusión alguna- y no es hasta tres décadas más tarde, cuando en 1863 el reverendo Robinson [70] llega a establecer que, de un modo somero, la niebla es un potente amortiguador del sonido y explica el efecto de modo cuantitativo en términos de dispersión -*scattering*- provocado por los "glóbulos de agua", como los denominó. De hecho, sugirió además que la opacidad óptica podría ser un buen indicador de la opacidad acústica, lo que seguramente implicaría que los dispositivos acústicos verían muy limitado su uso en condiciones de niebla.

Basándose en el trabajo de Robinson - realizado sobre la costa sur de Inglaterra y en observaciones posteriores llevadas a cabo en las nieblas de Londres-, John Tyndall<sup>85</sup> [2] apoyó las ideas de Pierre Édouard Desor<sup>86</sup> en crear el mito de que la niebla produce un significativo efecto mortecino y abogó enérgicamente por el uso de dispositivos acústicos de señalización de la niebla.

Con el objeto de evaluar las hipótesis de Derham, John Tyndall, en 1873, llevó a cabo diversos estudios experimentales que contradecían las previsiones realizadas por Derham. Tyndall observó que la niebla frecuentemente viene acompañada de unas condiciones atmosféricas homogéneas, faltas de viento y desprovistas de gradientes térmicos. Así las cosas, concluyó que el sonido se transmitía frecuentemente con facilidad a través de la niebla y, de manera muy acertada afirmó que si el aire en el que existe la nieve, el granizo, la lluvia o la niebla es homogéneo, entonces el sonido lo atravesará con una pequeña modificación debido a la materia en suspensión.

---

<sup>84</sup> Quien pasará a la historia como astrónomo y por sus trabajos en el desarrollo de la fotografía.

<sup>85</sup> Tyndall fue primero en investigar el *scattering* de la luz. Realizó importantes estudios en transmisión en gases, líquidos y vapores; estableció las bases de la espectroscopia infrarroja y de la endoscopía, con una técnica que serviría posteriormente para establecer las bases de la moderna fibra óptica. Fue el primero en realizar medidas de la polución atmosférica utilizando aparatos de medida en infrarrojos. Además fue el inventor de un artilugio que funcionaba como respirador para bomberos.

<sup>86</sup> Geólogo Suizo (1811 – 1882).

Tyndall fue también el que propuso -al constatar la alta siniestralidad en accidentes náuticos los días de niebla- que se incluyesen señales acústicas a las luminosas que se venían usando en los faros como guías para las embarcaciones cercanas a la costa.

Finalizó su análisis con una conclusión, casi reivindicativa y que sirvió de aforismo al comienzo de esta tesis doctoral con la que muchos investigadores actuales se sienten identificados, incluyéndose el autor del presente trabajo:

*"Seguramente, ninguna materia científica se encontró nunca en una necesidad mayor de revisarse que la relativa a la transmisión del sonido en la atmósfera".*

Hasta la primera década del siglo XX no se publicó el primer tratado teórico acerca del problema [71]. Sewell, en un trabajo publicado en 1910 realiza una importante contribución teórica al considerar las gotas de agua suspendidas en la niebla como esferas sólidas inmóviles en un medio viscoso. Sewell logró desarrollar ecuaciones para obstáculos suspendidos, tomando en consideración la pérdida de energía en las inmediaciones de los mencionados obstáculos, al igual que el descenso por dispersión de ondas secundarias<sup>87</sup>. Pese a que no realizó predicciones sobre la ratio de atenuación, debido a que depende de manera crítica del tamaño de las partículas en suspensión, como se verá, para el caso de la niebla, estimaciones de ese calibre estaban aún lejanas. Sí predijo, sin embargo, que la atenuación aumentaría conforme se incrementase la frecuencia de la señal acústica transmitida.

En 1931 Vern Oliver Knudsen abordó el estudio del efecto de la humedad en la transmisión del sonido [23]. Con su trabajo experimental, vino a darse cuenta de que los valores que obtenía del tiempo de reverberación de una habitación cerrada variaban día a día. Knudsen disponía de equipos nuevos de medida, de ahí que empezase a pensar en la influencia de la humedad en la absorción del sonido. Los resultados de las mediciones del tiempo de reverberación que llevó a cabo en una habitación llena de niebla artificial, parecían indicar un exceso significativo de atenuación sobre la totalidad del rango de frecuencias investigado<sup>88</sup>. Una explicación para este fenómeno se podría encontrar en el aumento de la absorción del sonido por la condensación que se había producido en las paredes de la habitación. Como casi siempre en ciencia, posteriores datos de campo indicaban que el exceso de atenuación es pequeño, tal y como indicaron los trabajos posteriores de Sieg [72].

Por su parte Oswatitsch, en 1941 planteó el problema con una visión un tanto distinta [73], incluyendo factores termodinámicos, de modo que, según su planteamiento, desde un punto de vista físico, la niebla podría ser considerada como un conjunto de partículas volátiles capaces de realizar transferencias de calor con el gas que las envuelve. Esta particular visión del problema permite analizar la evaporación y la condensación de las gotas de líquido, y que encontró, a la postre, ser el efecto dominante de la atmósfera con niebla, pero su análisis no contempló interacciones viscosas entre las partículas y el gas.

---

<sup>87</sup> Sewell supuso que la masa de los obstáculos era suficiente como para que permaneciesen en reposo.

<sup>88</sup> de 128 Hz a 4.096 Hz, resultando unos 4 dB/km a la frecuencia de 4 kHz.

En 1945, Horace Lamb publicó su obra *Hydrodynamics* [74], en la que retoma el modelo de Sewell e introduce el movimiento de las partículas consideradas inmóviles y de esta manera simplifica las expresiones obtenidas con anterioridad.

Isakovich [75], en 1948, demuestra la importancia de los intercambios térmicos que tienen cabida en el proceso<sup>89</sup>.

La aproximación obra de Sewell de las partículas no volátiles, fue tomada en 1953 por Epstein y Carhart [76] quienes determinaron que la atenuación del sonido es debida a dos efectos principales: las pequeñas oscilaciones en un medio viscoso y la transferencia de calor con el medio. Fue Chow en 1964 quien verificó la teoría de Epstein y Carhart para grandes oscilaciones. Este método fue utilizado por Chow [77] para determinar la dispersión de las ondas sonoras.

Posteriormente, en 1971, Allegra y Hawley [78] retoman el modelo de Epstein y Carhart que proporciona una buena descripción para los datos experimentales de los primeros en emulsiones y concluyen que los procesos térmicos son los principales factores en la atenuación del sonido en medios con partículas suspendidas. Además, extienden el modelo teórico para incluir la atenuación debida a partículas sólidas en suspensión, como bolas de poliestireno<sup>90</sup>. Cabe decir que para los objetivos del presente trabajo, los estudios experimentales realizados -aunque muy interesantes en especial para la época- lamentablemente se redujeron al rango de los ultrasonidos.

La atenuación y la dispersión de una onda sonora que atraviesa un sistema de partículas no volátiles fueron caracterizadas por Temkin y Dobbins (1966) [79]. Partiendo de las ecuaciones de conservación de un gas con partículas de alta densidad. Sus resultados, cuando se trasladan a partículas de masa más pequeña concuerdan con la teoría de Epstein y Carhart aplicable a partículas de alta densidad.

Wooten en 1967 [81] y Marble en 1969 [80], analizaron la atenuación y dispersión del sonido como una consecuencia de la transferencia másica, pero no analizaron con detalle para el caso de transmisión en atmósfera con niebla.

Toda relación de estudios previos sentaron las bases del primer gran modelo teórico que explica la transmisión del sonido en atmósfera con niebla, obra de Cole y Dobbins [21], publicado en 1970.

---

<sup>89</sup> pp. 907-912.

<sup>90</sup> Allegra y Hawley utilizaron para sus trabajos experimentales emulsiones acuosas, así como emulsiones de tolueno en agua, incluso utilizaron para sus experimentos bolas de poliestireno suspendidas en el medio.

### 5.3 - Modelo de Cole y Dobbins

Cole y Dobbins [21] parten de los trabajos previos realizados por este último junto a Temkin [79] y continúan con la aproximación de considerar la masa, el momento y la energía como mecanismos de transferencia entre las gotas de agua y el gas que las sustenta.

De esta manera, Cole y Dobbins consideran que la niebla -desde el punto de vista físico- consiste en una fase líquida de pequeñas gotas de forma esférica suspendidas en -e inicialmente en equilibrio con- una mezcla gaseosa de vapor y de elementos no condensables. De modo tal que cuando este sistema en equilibrio se ve perturbado por una onda acústica plana, da como resultado diversas fluctuaciones en la velocidad, presión, temperatura y densidad de la mezcla de la fase gas. A bajas frecuencias, la velocidad de las gotas, su temperatura y masa responden a cambios ambientales y permanecen en equilibrio mecánico y termodinámico con la fase gas.

El hecho de aumentar la frecuencia, provoca que las magnitudes físicas de las gotas en suspensión -tales como la velocidad, presión, temperatura y densidad- desciendan por debajo de sus valores de equilibrio. Esos desequilibrios se traducen en que la atenuación –así como la dispersión del sonido- se produzca de un modo similar a la estudiada previamente por Temkin y Dobbins. En el trabajo que se ha mencionado anteriormente [79], los autores estudiaron la influencia en la propagación del sonido de la relajación<sup>91</sup> de las partículas resultantes de las transferencias de calor y momento. En el caso de pequeñas partículas, esos dos efectos son separables y sus contribuciones se pueden sumar linealmente a la atenuación y a la dispersión.

El sistema viene descrito por las ecuaciones de conservación de la mecánica de fluidos. Considerando la mezcla gaseosa -vapor y elementos no condensables- como un componente, el vapor como el segundo componente y la fase líquida como el tercero.

Cole y Dobbins parten de las siguientes premisas:

- Las fluctuaciones de presión, densidad y temperatura producidas por la onda se suponen pequeñas en comparación con sus valores en equilibrio<sup>92</sup>. De tal manera que la velocidad de la mezcla y de las gotas son pequeñas en comparación con la velocidad del sonido.
- El gas no condensado y el vapor son térmica y calóricamente perfectos.
- Las gotas de líquido son esféricas y de temperatura y tamaño uniforme.

---

<sup>91</sup> Efecto evaporación y recondensación de las gotas de agua.

<sup>92</sup> En las ecuaciones se podrán despreciar la contribución de sus cuadrados y de sus productos cruzados.

- La densidad del líquido es mucho más grande que la de la mezcla de gas envolvente, de este modo se podrán desprejciar en las ecuaciones la fracción de volumen en comparación con la de los elementos gaseosos.
- La ratio de transferencia de calor por volumen, junto con la ratio de transferencia de masa y las fuerzas debidas a desplazamientos viscosos en un elemento de volumen que contiene un gran número de gotas, es la suma de los efectos debidos a cada una de las gotas.
- Las temperaturas del vapor y de los elementos no condensables en la mezcla gaseosa es la misma. De modo similar, sus respectivas velocidades son también las mismas.
- La constante del gas de la mezcla  $R_m$  es una cantidad másica<sup>93</sup>.

Estas premisas se pueden calificar de muy razonables, ya que -pese a que son idealizaciones que sirven para simplificar sobremanera las ecuaciones que rigen el comportamiento físico del fenómeno- en este caso presentan bastante similitud con lo que *a priori* se puede esperar de una atmósfera con niebla real.

Con todas estas hipótesis de partida, Cole y Dobbins parten del sistema de ecuaciones de conservación en una dimensión para la mezcla, el vapor y las gotas:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_m)}{\partial x} = n \dot{M} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_v u_m)}{\partial x} = n \dot{M} \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_p u_p)}{\partial x} = -n \dot{M} \quad (5.3)$$

donde  $n$  es el número de gotas por unidad de volumen,  $\dot{M}$  es la ratio de evaporización por gota,  $u_m$  la velocidad de la mezcla,  $\rho_m$  la suma de las densidades parciales del vapor y del gas no condensado, y  $\rho_p$  la masa de las gotas por unidad de volumen de la mezcla.

---

<sup>93</sup> Los efectos debidos a la perturbación de  $R_m$  por el campo sonoro son pequeños y serán desprejciados.

Toma también las ecuaciones de la energía y de los momentos para la mezcla y las gotas:

$$\rho_m \left( \frac{Du_m}{Dt} \right) + \frac{\partial P_m}{\partial x} = nF - n\dot{M}(u_m - u_p) \quad (5.4)$$

$$\frac{\rho_p Du_p}{Dt} = -nF \quad (5.5)$$

$$\rho_m \left( \frac{Dh_m}{Dt} \right) - \frac{\partial P_m}{\partial t} - u_m \left( \frac{\partial P_m}{\partial x} \right) = nF(u_p - u_m) + n\dot{Q} + n\dot{M} \left( \frac{1}{2(u_m - u_p)^2} + (h_s - h_m) \right) \quad (5.6)$$

$$\rho_p \left( \frac{Dh_p}{Dt} \right) = -n\dot{M}L - n\dot{Q} \quad (5.7)$$

donde  $F$  es la fuerza debida a los desplazamientos en un medio viscoso de una simple gota en el gas envolvente<sup>94</sup>,  $\dot{Q}$  la ratio de transferencia de calor de una simple gota al gas,  $L$  el calor latente de vaporización del líquido, y  $P_m$  la suma de las presiones parciales del vapor y del gas no condensado.

Las ecuaciones de estado para la mezcla gaseosa y para el vapor saturado son, respectivamente:

$$P_m = \rho_m R_m T_m \quad (5.8)$$

donde

$$R_m = \left( \frac{\rho_g R_g + \rho_v R_v}{\rho_m} \right) \quad (5.9)$$

y

---

<sup>94</sup> Para esta variable, lo autores toman directamente la ecuación de Stokes para medio viscoso.

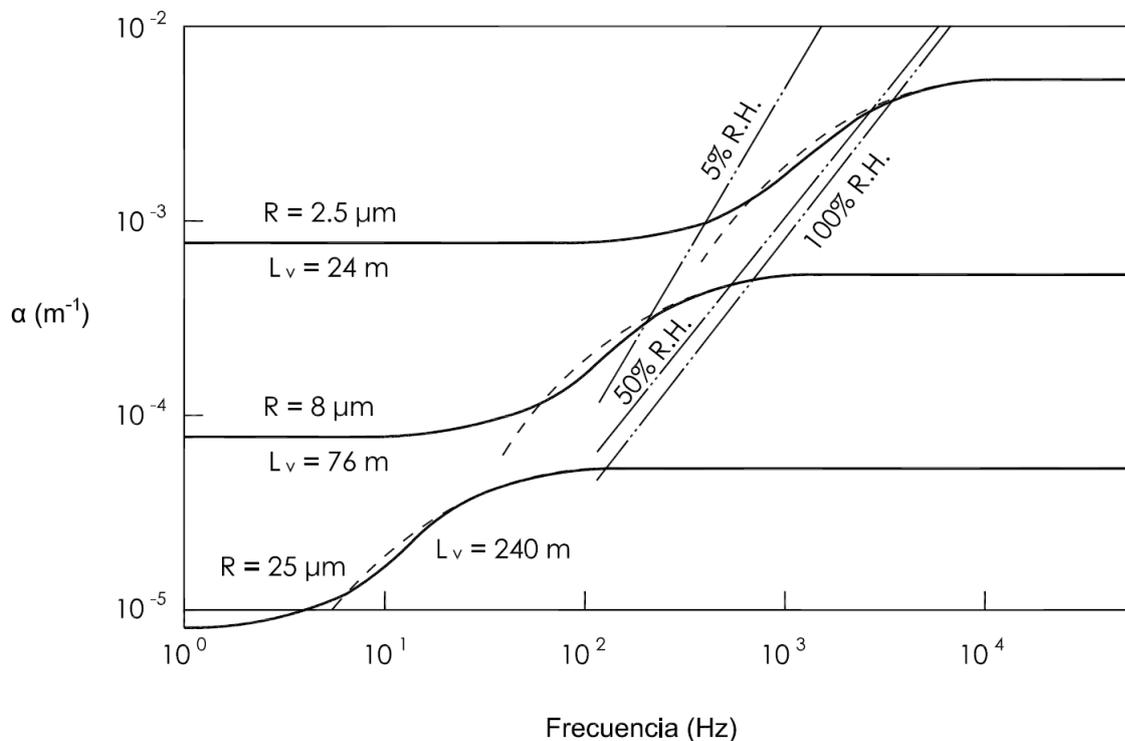
$$P_s = \rho_s R_v T_p \quad (5.10)$$

Finalmente, se requiere la ecuación de Clausius-Clapeyron para describir los cambios en la presión de saturación a los cambios en la temperatura de las gotas.

$$\frac{dP_s}{dT_p} = \frac{LP_s}{(R_v T_p^2)} \quad (5.11)$$

Este es el conjunto de ecuaciones diferenciales de partida del modelo<sup>95</sup>, que Cole y Dobbins para su resolución lo reducen aplicando las suposiciones iniciales a un sistema de ecuaciones lineales algebraicas. Pese a que Cole y Dobbins distinguen cuatro casos para aclarar del problema - en función del tamaño de las gotas y de su concentración- el interés del autor de esta tesis se centra en la solución del modelo que describe la atenuación para las frecuencias audibles.

La siguiente figura muestra la atenuación  $\alpha$  por metro en función de la frecuencia (Hz) para una fracción de masa  $C_m$  de  $10^{-4}$  y varía con el radio de las gotas  $R$  y la distancia a la fuente  $L_v$ . En la **gráfica 5.1** se observa el efecto del proceso de transferencia de masa que es el causante de ese nivel constante de la atenuación para bajas frecuencias dentro del rango del audible.



**Gráfica 5.1** – Atenuación frente a la frecuencia en el modelo de Cole y Dobbins [21]

<sup>95</sup> Se evita aquí, por motivos de simplificación, la resolución y la aplicación de las suposiciones iniciales.

En la **gráfica 5.1**, Cole y Dobbins muestran también los datos debidos a la atenuación en aire húmedo obtenidos por Harris [82] en 1967. La atenuación total del sonido a través de la niebla será la suma de las contribuciones de las gotas y del aire húmedo que las envuelve. Los datos de Harris indican que la atenuación en aire saturado -es decir, sin gotas- es menor que en condiciones menores de humedad, por lo tanto, según Cole y Dobbins, para un cierto rango de frecuencias, la atenuación total del sonido de una niebla fina -para  $C_m$  pequeño- es menor la que la atenuación debida al aire con una baja humedad. Para frecuencias altas, sin embargo, la atenuación debida al proceso molecular de relajación en el aire siempre domina a la atenuación de las gotas.

Para el caso de las frecuencias audibles -que es cuando los efectos de la viscosidad juegan el papel más importante- se concluye que tanto la atenuación como la dispersión dependen directamente de la ratio  $C_m$  de la masa de las gotas líquidas con la masa de la mezcla gaseosa por unidad de volumen del sistema. Como los mayores efectos debidos a la transferencia de masa solo aparecen a muy bajas frecuencias, es difícil verificar experimentalmente los resultados del presente modelo con el dispositivo experimental expuesto en el **capítulo 6**.

Pese a esta conclusión, Cole y Dobbins contrastaron su modelo con los datos aportados por Wei [22], Knudsen et al. [83] donde se muestra un estudio de la atenuación del sonido a través de niebla simulada (en un espacio cerrado) y Wiener [84] quien estudió la propagación del sonido sobre aguas oceánicas con niebla.

Los datos de Wei presentan, a baja frecuencia, la tendencia correcta de la atenuación debida a la transferencia másica, pero esta tendencia se refleja solo en el orden de magnitud de los datos obtenidos. Con los datos de Knudsen se muestra una concordancia con el orden de magnitud a frecuencias donde la contribución debida a la transferencia másica es pequeña. Para los datos de Wiener, por contra, no se encuentran apreciables diferencias en la atenuación con o sin la presencia de niebla natural. Wiener concluye que los efectos debidos a la velocidad y a gradientes térmicos predominan sobre los discutidos previamente en causar atenuación y dispersión del sonido en nieblas naturales y nubes.

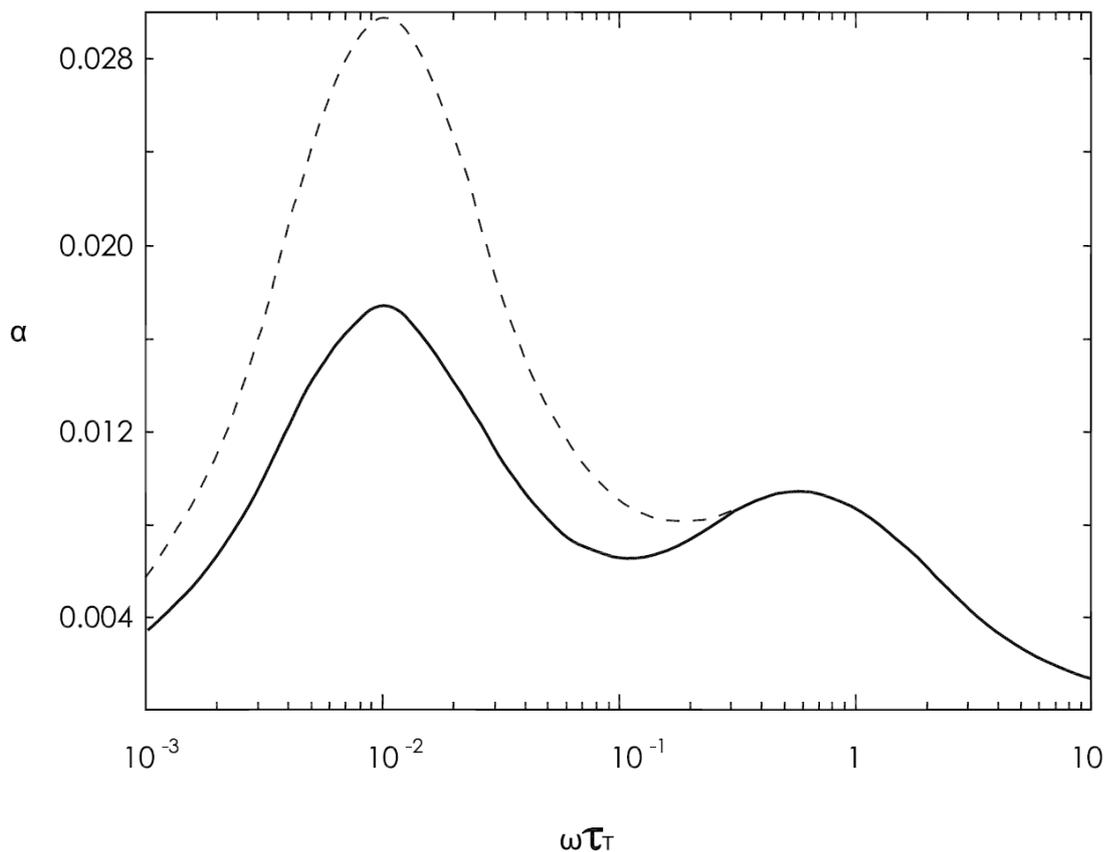
Para la presente tesis doctoral es de extraordinaria importancia citar resultados de los trabajos de Henley y Hoidale [85] -publicados en 1973- donde basándose en el modelo de Dobbins con Cole y en los estudios de Temkin, presentan un modelo de atenuación y dispersión de la energía acústica a baja atmósfera. El modelo no trata de un modo específico la situación de atmósfera con niebla, sino que generaliza al caso de grandes concentraciones de polvo en la baja atmósfera, que para el caso de la dispersión resulta de especial interés didáctico.

Dentro de las conclusiones del citado artículo cabe destacar que la atenuación debida a la dispersión por parte de las partículas de polvo puede ser -en opinión del autor- ignorada, debido a que este efecto es de varios órdenes de magnitud menor que el efecto de la absorción de energía acústica por las partículas y ambas dependen proporcionalmente a la concentración de partículas de polvo. Además, la dependencia en frecuencias varía con la distribución de tamaños de las partículas.

## 5.4 - Modelo de Davidson

En un artículo publicado en 1975 en el *Journal of the Atmospheric Sciences*, Davidson [29] retoma los estudios teóricos y experimentales de Cole y Dobbins [21] y corrige el modelo para adecuarlo al caso del estudio de la atenuación del sonido en atmósfera con niebla, considerando esta como una mezcla ideal de gas inerte y vapor conteniendo pequeñas gotas esféricas de líquido, todas ellas de igual tamaño. Las transferencias de masa entre las gotas y el vapor, así como las transferencias de momento y de calor entre las gotas y la mezcla de gas, son las que influyen en la dinámica de la niebla.

Con este planteamiento -y modificando las ecuaciones establecidas por Marble [80] y Wooten [81], así como las de Cole y Dobbins [21]- llega a la conclusión de que la variación de la atenuación con respecto a la frecuencia tiene un comportamiento como el que muestra la siguiente gráfica:



**Gráfica 5.2** – Atenuación frente a la frecuencia en el modelo de Davidson [29]

En la **gráfica 5.2** se muestra el coeficiente de atenuación del sonido  $\alpha$  versus frecuencia, en rad/s. Para el caso de las correcciones aportadas por Davidson (línea continua) o sin ellas (línea discontinua), donde  $\alpha$  es una magnitud adimensional y se calcula a través de la ecuación (5.12). En abscisas se representa  $\omega\tau_T$  la frecuencia en  $\text{rad s}^{-1}$ . La gráfica fue obtenida para un valor de  $C_m$  de

0,01<sup>96</sup>, y como se puede observar, la gráfica presenta dos máximos relativos para las frecuencias aproximadas de  $10^{-2}$  rad/s y 0,52 rad/s, que equivalen a  $1,6 \cdot 10^{-3}$  y 0,08 Hz respectivamente.

Sin entrar en detalles de cálculo, es necesario señalar que el número de onda complejo  $k$ , está relacionado con el coeficiente de atenuación  $\alpha$  y la velocidad de propagación  $a$ , a través de las relaciones siguientes:

$$\alpha = 2 \operatorname{Im}(K) \quad (5.12)$$

$$a = a_0 / \operatorname{Re}(K) \quad (5.13)$$

Con lo que  $\alpha$  es adimensional.

En las conclusiones expuestas en el citado trabajo se muestra cómo los factores másicos y de transferencia de calor son los responsables de que se produzca un pico en la atenuación cercano a bajas frecuencias<sup>97</sup>. El siguiente pico se encuentra en las proximidades de las frecuencias de valor cercano a la unidad. Este máximo relativo de la función es debido a la atenuación por los efectos de transferencia de calor y momento, donde normalmente los tiempos de relajación del momento y la transferencia de calor son iguales y esa es la causa de que el pico de atenuación debido a ambos fenómenos coincida.

Para la mayoría de los casos de interés, la magnitud de la atenuación debida a la transferencia másica en frecuencias bajas es bastante mayor que la atenuación debida al momento y a la transferencia de calor a frecuencias altas. Se observa un decremento de la velocidad del sonido en correspondencia con cada pico de atenuación en relación con la velocidad en un medio sin gotas.

---

<sup>96</sup>  $C_m$  es la carga másica de gotas -*droplet mass loading*, en inglés- que relaciona la masa de las gotas en suspensión con la del medio.

<sup>97</sup> Este pico está separado de los picos debidos al momento y de las interacciones de transferencia de calor.

## 5.5 - Trabajos de Mahanta y Kandula

Una década después de los trabajos de Davidson, Mahanta et al. publican en *Applied Acoustics* en 1986 una aplicación práctica de los modelos vistos anteriormente [24]. Proponen el desarrollo de un sistema para reducir el ruido generado por martillos industriales y otro tipo de maquinaria donde la creación de una cortina de aire-agua alrededor de la fuente de ruido pudiera sincronizarse con los golpes de la maquinaria, es decir, la secuencia de la generación de ruido<sup>98</sup>.

Así mismo, estudian las influencias de los diferentes efectos que forman parte del fenómeno de estudio y que es de especial interés destacarlo aquí<sup>99</sup>. Para ello instalan un dispositivo experimental donde tres inyectores producen artificialmente gotas de agua en un medio gaseoso dentro de un tubo con el fin de poder controlar mejor la mezcla gas-gotas.

Con todo, el estudio se completa para un rango de frecuencias de hasta 10 kHz con los siguientes resultados, tan interesantes para el presente trabajo de investigación:

- i. El efecto de la atenuación del sonido como consecuencia de la ratio entre masa de aire y masa de gotas de líquido en suspensión<sup>100</sup> se ilustra en la siguiente **gráfica 5.3** para tres valores distintos del flujo másico  $MF$ . Se puede observar cómo la atenuación crece con la frecuencia hasta llegar a un máximo entre los 6 y 7 kHz y, a partir de ahí, decrece significativamente, siendo el decrecimiento más pronunciado cuando mayor es la ratio, hecho este debido al menor tamaño de las partículas.
  
- ii. El efecto de la atenuación como consecuencia de la ratio de las gotas de líquido en el aire en un volumen determinado del medio<sup>101</sup> que representa la concentración de gotas de líquido en el fluido. La **gráfica 5.4** representa la atenuación frente a la frecuencia para cuatro valores distintos de la fracción másica  $MR$ <sup>102</sup>.

---

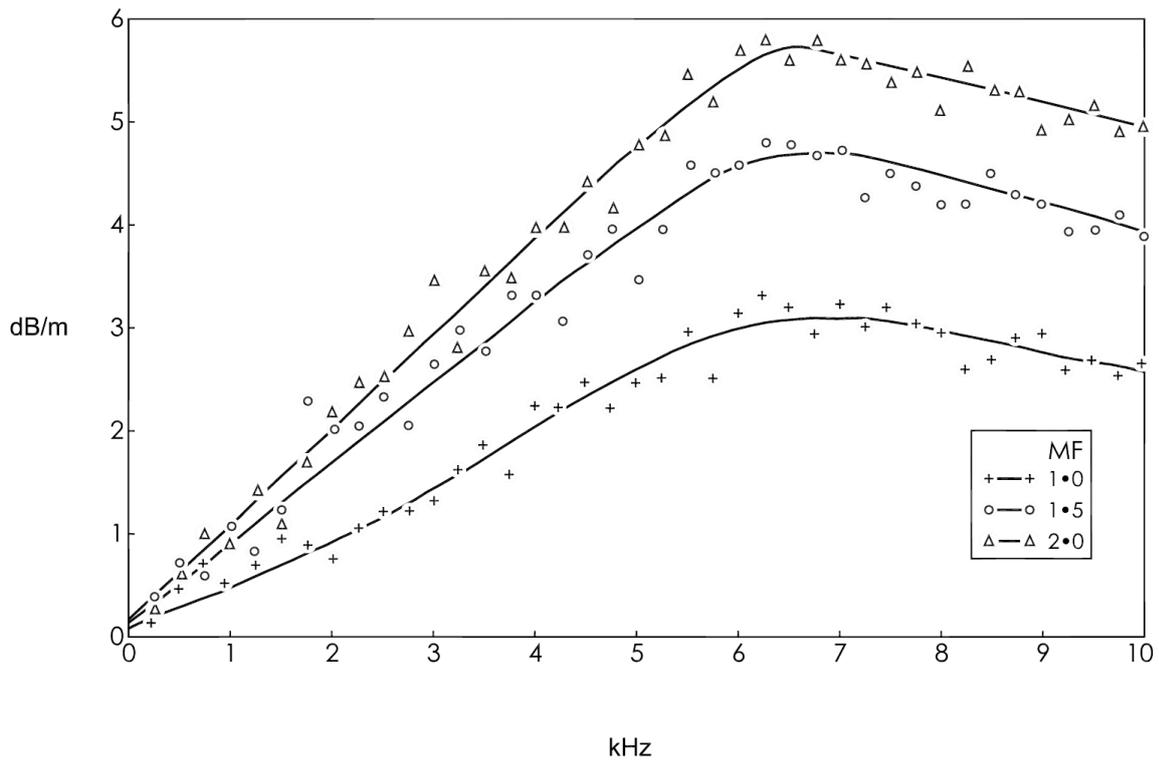
<sup>98</sup> Existen diversas patentes teniendo como base el mismo principio, i.e., [136], [137] y [138].

<sup>99</sup> Por los motivos que se verán en el **apartado 7.7**, correspondiente a aplicaciones.

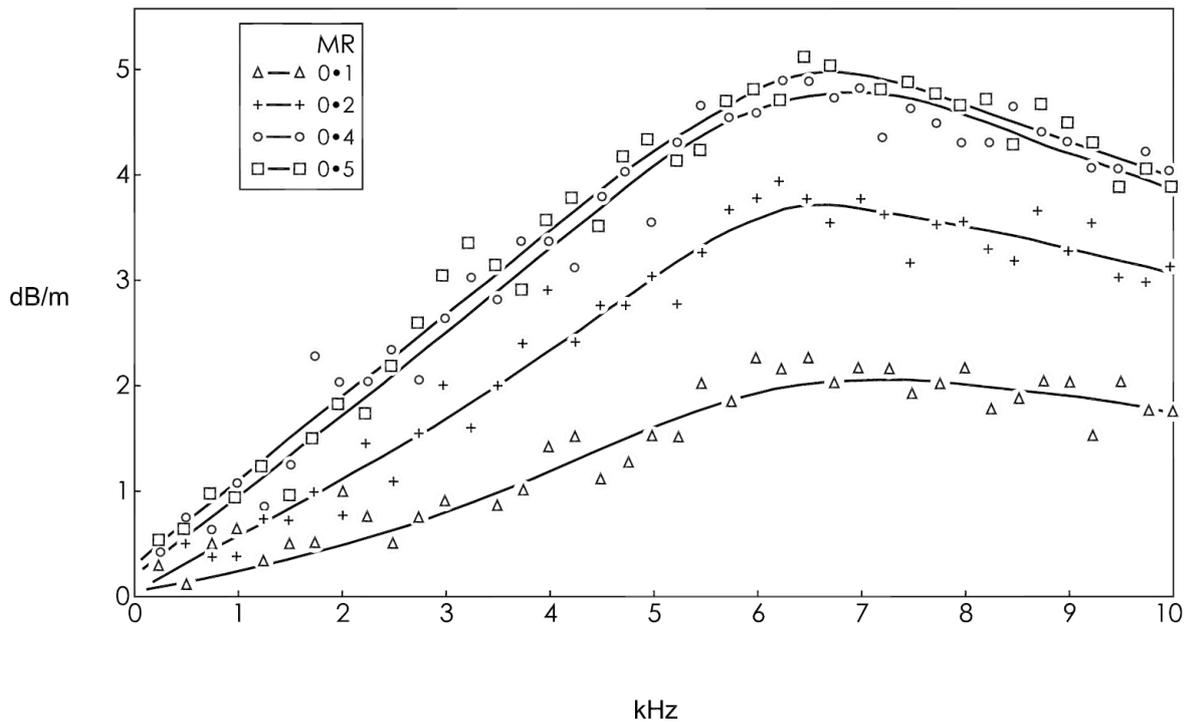
<sup>100</sup> Flujo másico - $MF$ , *mass flow* en el original- para 0.54MPa de presión y una fracción de masa de 0,4.

<sup>101</sup> Fracción másica - $MR$  *mass fraction* en el original-.

<sup>102</sup> La presión es la misma que para el caso anterior, es decir 0.54 MPa (abs).



**Gráfica 5.3** – Atenuación frente a la frecuencia en el estudio de Mahanta para tres valores de concentración de gotas [24]



**Gráfica 5.4** – Atenuación frente a la frecuencia para cuatro valores de concentración de gotas [24]

La **gráfica 5.4** muestra cómo la atenuación crece conforme crece la frecuencia hasta llegar a un máximo entre los 6 y 7 kHz y a partir de ahí decrece. No hay que olvidar que efectos como el aumento de la condensación aparecen conforme aumenta la concentración de gotas y son de gran importancia.

Los autores analizan otras variables que carecen de relevancia para esta tesis doctoral<sup>103</sup>, pero concluyen que el tamaño de las gotas suspendidas en el aire tiene el efecto más significativo en la absorción de la energía acústica, y que cuanto menor es el tamaño de las gotas en suspensión, mayor es la atenuación del sonido [24].

En 2000, Nigmatulin junto a Gubaidullin -quien ya había comenzado la publicación de diversos estudios sobre la propagación del sonido en sistemas de vapor-gas-gotas en la década de los ochenta-, se introducen en el problema [86] teniendo en cuenta la no-homogeneidad del medio<sup>104</sup>. El principal objetivo de su trabajo fue el estudio de la propagación del sonido en sistemas reales de dos componentes vapor-gas-gotas teniendo en cuenta el efecto de la transformación de fase, esto es, evaporación y condensación influida por la difusión del vapor a través del gas neutro.

Según su principal conclusión, para bajas frecuencias existe una dependencia no monótona entre la atenuación de la onda y la concentración másica de gotas, que es la mayor causa de atenuación.

Pero sin lugar a duda, uno de los autores que más ha contribuido en los últimos años al estudio de la atenuación del sonido en fluidos con partículas en suspensión es Max Kandula [87], [31] [30]. En sus diversos trabajos, Kandula ha profundizado en el estudio de la atenuación del sonido teniendo en consideración fricciones de Stokes entre partículas en suspensión no lineales y transferencias de calor para gotas de relativamente gran tamaño [87].

Partiendo de los trabajos de Temkin y Dobbins [79], Kandula extiende el estudio para fricciones y transferencia de calor no lineales entre partículas, cuya influencia cobra mayor importancia a valores altos del número de Reynolds y a altas frecuencias.

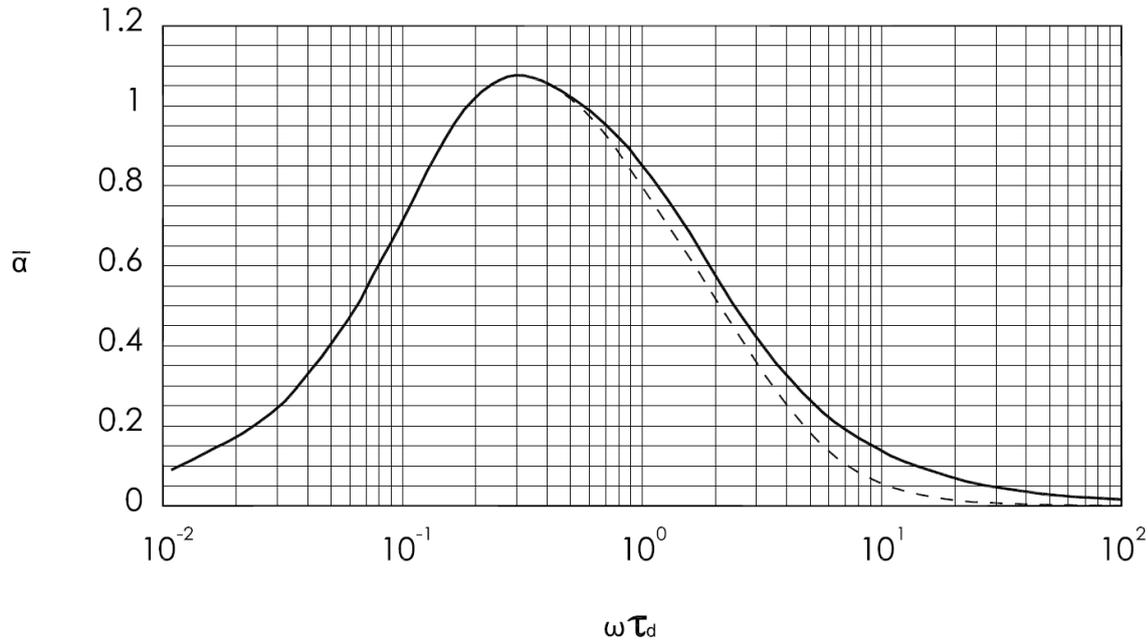
Para simplificar el problema, Kandula realiza la suposición de que el número de Reynolds depende solo del tiempo de relajación de la partícula y es independiente de la ratio de densidad del fluido. El autor encuentra justificación para esta hipótesis en el hecho de las partículas en suspensión -en un medio gaseoso- con un tiempo de relajación menor, son capaces de responder mejor a las fluctuaciones del movimiento del fluido.

---

<sup>103</sup> Tales como la concentración de gotas o que las gotas suspendidas sean de aceite de parafina.

<sup>104</sup> Hasta ahora, en general, se consideraban las distribuciones de las gotas de agua suspendidas en el medio como si fueran homogéneas, esto es, teniendo el mismo tamaño. Con este trabajo se abre el campo a la distribución de gotas de diversos tamaños.

Con estas premisas, en el análisis de resultados, Kandula concluye que el efecto de la relajación no lineal de las partículas sobre el coeficiente de absorción por unidad de frecuencia sufre una variación con respecto a las predicciones de Temkin y Dobbins para concentraciones diluidas.



**Gráfica 5.5** – Comparación del modelo de Temkin y Dobbins con la corrección de Kandula [87]

La **gráfica 5.5** muestra una comparación de la predicción de la atenuación espectral del sonido bajo relajación de partículas no lineal. Los resultados teóricos determinados por Temkin y Dobbins [79] para concentraciones diluidas están también representados (línea continua). La teoría sugiere que para altas frecuencias el coeficiente lineal de absorción -que predice la teoría no lineal- decrece conforme crece la frecuencia de acuerdo con lo experimentado para partículas de gran tamaño. Pero como puede apreciarse en los resultados obtenidos por Kandula (línea discontinua), estos sugieren que para valores por debajo  $\omega\tau_d \approx 0,7$  los efectos de la relajación no lineal de las partículas son importantes, mientras que por encima de  $\omega\tau_d \approx 0,7$  la teoría no lineal se desvía ligeramente de la teoría lineal, mostrando una caída más acuciada.

Kandula -que anteriormente había publicado bajo el nombre de Mastanaiah- utilizó datos experimentales tomados del *Langley Research Center* de la NASA<sup>105</sup> y como fuente utilizó un motor a reacción supersónico cuya presión de salida del chorro de aire era la presión ambiente.

El mismo autor, en posteriores trabajos [30], abordó el estudio de la evaporación de gotas del medio<sup>106</sup> en la atenuación del sonido en sus efectos apreciables de absorción y dispersión. Para ello partió de los trabajos de Davidson [29], junto con los de Cole y Dobbins [21]. El estudio

<sup>105</sup> Agencia espacial estadounidense -*National Aeronautics and Space Administration*, en inglés-

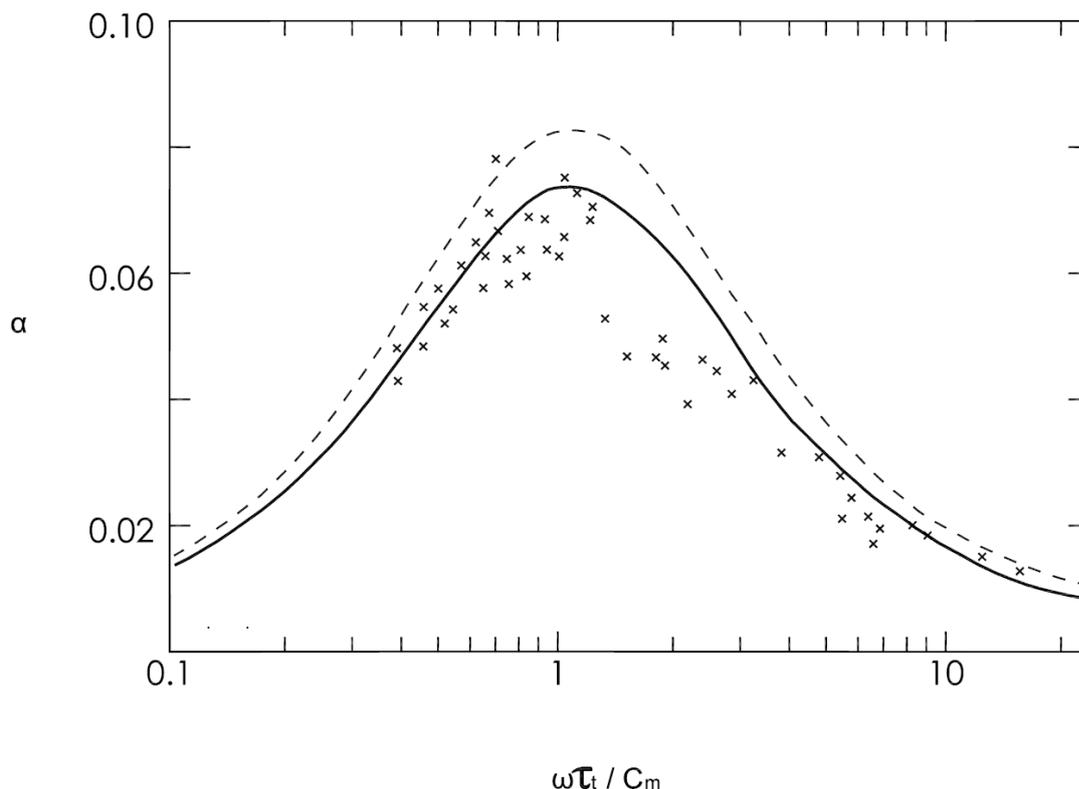
<sup>106</sup> Lo que denominó *Transpiration Theory*.

profundizó en el papel que juega la evaporación de la mezcla de gotas partiendo de equilibrio termodinámico.

Los resultados se compararon con las predicciones de Cole y Dobbins para la atenuación del sonido en niebla atmosférica.

La siguiente **gráfica 5.5** muestra el efecto de la *transpiración*<sup>107</sup> en el coeficiente de absorción. En ella se representa las predicciones del modelo Cole y Dobbins (línea discontinua) con los valores de sus propios datos obtenidos en 1971. Como se puede observar, las predicciones se desvían de los valores obtenidos en hasta un 35%. En línea continua se representa el modelo corregido según Kandula.

Es muy importante, para el presente trabajo, señalar que los datos experimentales fueron obtenidos en una cámara de Wilson en la que se generaron gotas en suspensión de tamaño aproximadamente uniforme. El tamaño de las gotas y su concentración se determinaron ópticamente encontrando un tamaño medio de entre  $1,8 \mu m$  y  $10 \mu m$ <sup>108</sup>.



**Gráfica 5.5** – Comparación de las predicciones de Cole y Dobbins con las de Kandula [30]

<sup>107</sup> Kandula denomina a la evaporación de gotas del gas-vapor -en una mezcla inicialmente en equilibrio- transpiración.

<sup>108</sup> Casi diez veces mayores que las encontradas en las nubes en la atmósfera.

Los trabajos de Kandula resultan de extremado interés en especial a la hora de determinar los fenómenos que influyen en la absorción del sonido en estas particulares circunstancias, pero tal y como el autor señala, la presente teoría considera solamente el caso de tamaños de gota uniformes *-medio homogéneo-* y apunta a que otro mecanismo importante que afecte a la absorción del sonido pudiera ser debido a que el medio es no-homogéneo: En este último caso es cuando afecta a la distribución de los tamaños de las gotas en suspensión<sup>109</sup>.

En el marco de su trabajo, en 2012 Kandula<sup>110</sup> publica un artículo [31] en el que lleva sus investigaciones a la consideración no lineal de los procesos de relajación. Su conclusión principal es que el espectro de atenuación muestra una forma universal independientemente de la concentración de masa debido a las gotas en suspensión.

## 5.6 - Últimos trabajos

En la última década, los trabajos teóricos han estado dirigidos a la búsqueda de aportar luz en efectos no tenidos en cuenta en anteriores modelos, como el de los alemanes Babick y Richter [88], que en un artículo publicado en 2006 sustituyen la esfericidad de forma de las partículas de anteriores modelos y las sustituyen por partículas no esféricas, concretamente por esferoides, para los que la orientación influye en la atenuación de las ondas sonoras que se propagan en un medio con partículas como las mencionadas en suspensión.

Asímismo, los trabajos de Hipp en 2009 [89], que describe un modelo matemático análogo al de Epstein y Carhart [76] y al de Allegra y Hawley [78] para partículas esféricas resultan de particular importancia, pero en este caso se centran en el análisis de la dispersión del sonido para partículas no esféricas, diferenciando entre esferoides *prolato*s y *oblatos*<sup>111</sup> como modelos geométricos que conforman las partículas en suspensión y estudiando su comportamiento en la dispersión de ondas acústicas.

El pasado año, en 2014, Shagapov y Sarapulova [4] centran su trabajo de investigación en proponer, por primera vez una solución al problema de la incidencia oblícua de una onda acústica en la interfaz entre aire claro y niebla. Para ello, los autores parten de los modelos de Gubaiullin et al. [90] y de Davidson [29], e introducen las condiciones de interfaz correspondientes para estudiar

---

<sup>109</sup> Medio homogéneo o *monodispersity* y medio no-homogéneo o *polydispersity* según el autor. Recientemente diversos autores como Baudoin o Gubaidullin y Nigmatulin [86] apuntan que es importante tener en cuenta los efectos de trabajar con un medio no-homogéneo.

<sup>110</sup> Más interesado en las aplicaciones prácticas, como la atenuación del sonido proveniente de fuentes como motores supersónicos a reacción a base de inyectar agua.

<sup>111</sup> Si bien la Real Academia de Española no contempla en su diccionario los adjetivos *prolato* y *oblatos* *-prolate* y *oblate* en inglés- en su significado geométrico -o quizás sí, en su acepción de oblata como hostia ofrecida sobre la patena en los oficios religiosos y que apunta a su carácter aplanado-, estos términos son utilizados para describir un esferoide cuyos ejes polares son menores que su diámetro ecuatorial (oblatos) y para el caso en que dichos ejes sean mayores (prolato).

la reflexión y refracción en las citadas condiciones y concluir que la incidencia a ángulos mayores de 70 grados produce una total reflexión.

Por último, no se puede obviar en este repaso cronológico de los diferentes modelos propuestos para el estudio de la transmisión en medios con niebla, los recientes trabajos de Gubaidullin et al. [90], publicados también en 2014 y que le dan una vuelta al problema desde el punto de vista conceptual. Gubaidullin se centra en el estudio de la atenuación del sonido en medios líquidos conteniendo burbujas, es decir, líquidos efervescentes no-homogéneos.

La referencia a este trabajo se incluye aquí como reconocimiento al ejercicio imaginativo que supone tratar el problema central de esta tesis de manera inversa, esto es, el medio, en vez de ser aire con gotas de agua en suspensión, es agua con esferas de aire suspendidas en él. A buen seguro los resultados que se obtengan de posteriores trabajos siguiendo este nuevo camino aportarán un conocimiento más profundo del tema objeto de este trabajo de investigación.



### 6.1 - Introducción

Dentro de los objetivos que se señalaron al comienzo del presente trabajo **-en el apartado 1.3-**, como objetivo principal está el de obtener datos experimentales específicos que aporten información del comportamiento de la transmisión del sonido en exteriores en atmósfera con niebla.

En este capítulo se van a describir las particularidades de cómo se diseñó y se realizó el trabajo experimental de manera pormenorizada.

Aunque ya se haya comentado en más de una ocasión, la mayor dificultad que se presenta en el estudio de la propagación del sonido en exteriores, es el número tan elevado de parámetros que intervienen en el fenómeno. En el caso particular del presente trabajo, el objetivo es centrarse exclusivamente en la influencia de la niebla en la propagación del sonido, así que se pondrán todos los esfuerzos en intentar aislar exclusivamente la influencia de la niebla en la propagación, para así, ponderar su importancia.

Con el fin de lograr una colección de datos experimentales de calidad, se precisa combinar la obtención de datos meteorológicos junto con datos acústicos *in situ* y seleccionar tanto el lugar de muestreo como la época en la que tomarlos. Teniendo en cuenta todo lo anterior, el lugar de toma de datos elegido para realizar las diferentes campañas de medidas es el Centro de Investigación de la Baja Atmósfera, dependiente de la Universidad de Valladolid por los motivos que se exponen a continuación.

## 6.2 - El Centro de Investigación de la Baja Atmósfera

El Centro de Investigación de la Baja Atmósfera (CIBA) fue creado por el Instituto Nacional de Meteorología y la Universidad de Valladolid. Está situado en un páramo conocido como Montes Torozos -en el término municipal de La Mudarra- a unos 30 kilómetros de Valladolid, España. El terreno es completamente llano, con una altitud aproximada de 847 m.

El CIBA cuenta con una torre de 100 m de altura que proporciona un gran volumen de datos y posee sensores de temperatura, humedad, velocidad y dirección del viento a cinco niveles diferentes de altura. En estos momentos, el mantenimiento de las instalaciones y la gestión de los datos corren a cargo del Departamento de Física Aplicada I de la Universidad de Valladolid.

Además, el centro dispone de una torre de 10 metros de altura -cuyos datos se utilizarán en el presente estudio- que dispone de cinco niveles de medida de temperatura, presión, humedad, velocidad y dirección de viento. El mantenimiento de esta torre y la gestión de los datos corren a cargo del Departamento de Geofísica y Meteorología de la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad Complutense de Madrid<sup>112</sup>.

El lugar de toma de datos está libre de obstáculos, excepción hecha de las propias torres de medida. La superficie en la zona de toma de datos es plana y homogénea, y el suelo es de tipo arenoso y compacto. Geológicamente hablando, este páramo es una meseta formada por los restos que se produjeron en virtud de una prolongada sedimentación al final del periodo terciario.

Esta ubicación privilegiada por su elevada altitud y alejada de zonas industriales en las que se pudieran emitir los resultados de combustión de combustibles fósiles, hace que la posibilidad de contar en la atmósfera con la presencia de niebla ácida sea prácticamente nula. Se puede afirmar que la presencia de moléculas o iones en fase líquida en alta concentración es mínima, si no inexistente. Este hecho es de extraordinaria importancia a la hora de obtener datos acústicos, tal y como se apuntaba en el **apartado 3.2** del presente trabajo.

La vegetación en la zona de muestreo es escasa -mayoritariamente hierbajos de una altura máxima de unos 35 cm- dispersa por el terreno de forma que se podría considerar aleatoria y, por lo tanto, atendiendo a su distribución, se puede considerar homogénea. La influencia del suelo en la propagación del sonido ya ha sido comentada en el apartado correspondiente del **capítulo 4**.

Sin embargo, en el presente caso aparece una característica especial, ya que la vegetación en presencia de niebla suele aparecerse cubierta de gotas de agua condensadas en sus ramas u hojas, mostrando un aspecto similar al que causa el rocío. En el presente caso, este efecto no tiene lugar, y tal y como se puede apreciar en la **Fotografía 6.2**, la vegetación se encuentra mayoritariamente cubierta de hielo debido al efecto de las bajas temperaturas reinantes durante la toma de datos y que

---

<sup>112</sup> El autor agradece de forma muy especial al profesor Carlos Yagüe Anguís por su generosa disposición de colaboración durante estos años.

son características en este periodo del año. Como consecuencia de este fenómeno, las propiedades acústicas de la vegetación varían, disminuyendo su contribución en la absorción del sonido y aumentando sus propiedades reflexivas.

Del mismo modo, el terreno modifica sus propiedades acústicas, por efecto de la niebla y la condensación del agua en su superficie. El terreno -en principio considerado como poroso- puede variar sus características y hacerse más blando. Por otra parte, si las temperaturas disminuyesen hasta el punto de provocar heladas, el suelo se endurecería y cambiaría sus características acústicas hasta llegar a ser considerado como suelo mixto, tal y como se expuso en el **apartado 4.8**.

Sea como fuere y pese a que todas las contribuciones de los fenómenos que afectan a la transmisión del sonido en exteriores han de tenerse en consideración en cualquier estudio, en el presente caso, los efectos que la presencia de la niebla provocan en la atenuación y dispersión del sonido son de tal magnitud, que la contribución del suelo o de la presencia de vegetación de las características comentadas ha de ser considerada como muy escasa, incluso con las variaciones de sus respectivas propiedades acústicas pudieran causar las bajas temperaturas.

Desde el punto de vista de la localización geográfica, conviene señalar que el lugar de muestreo está alejado en aproximadamente cinco kilómetros del núcleo urbano más cercano, municipio de La Mudarra, y en unos 3,5 km de la subestación eléctrica de La Mudarra, propiedad de la Red Eléctrica Española. La distancia a viales y carreteras es de 3,6 km a la carretera nacional N-601 y unos 800 m a la carretera provincial VA-910, con escasísimo tráfico, que se traduce en una influencia acústica mínima.

La combinación de todos estos factores convierte el CIBA en un lugar óptimo para la obtención simultánea de datos acústicos y meteorológicos.

### 6.3 - Campañas de medida

Teniendo en cuenta los trabajos de Calonge Cano [50], los meses de mayor número de días de niebla en el año en Valladolid y alrededores -conforme a los datos obtenidos en las últimas décadas- son diciembre y enero. Es por esto que se elija ese periodo para desarrollar el trabajo de campo. Además - con el fin de obtener mejores resultados-, la elección de esos meses garantiza una alta probabilidad de contar con una atmósfera en calma -con vientos menores de  $5 \text{ ms}^{-1}$ -. Se pretende así realizar las medidas acústicas con la niebla estable y asentada, a ser posible que lleve unos días sin levantar<sup>113</sup>.

---

<sup>113</sup> Con esta medida, la presencia de atmósferas estables queda prácticamente garantizada -en particular a baja altura-.

De tal modo que, -ajustando los periodos vacacionales del doctorando al de los meses de diciembre y enero-, durante los últimos seis años -concretamente desde diciembre de 2009 hasta enero de 2015- se ha venido realizando la ingente e ingrata tarea de toma de datos, no siempre de manera fructuosa. Algunos inviernos transcurrieron sin que se lograra disponer de días de niebla en el CIBA suficientes como para llevar a cabo la presente labor.

Hay que destacar aquí la extrema dificultad de lograr combinar la toma simultánea de buenos datos acústicos y meteorológicos. En la gran mayoría de las ocasiones, cuando se lograba obtener buenos datos acústicos con una niebla propicia para el presente trabajo, los datos meteorológicos no resultaban tener la bondad necesaria y a la inversa. Esto era debido -en la gran mayoría de los casos- a defectos en el instrumental<sup>114</sup>, lo que llevó a rechazar gran número de las medidas obtenidas.

Otras veces la causa de rechazar datos por no presentarse el medio idóneo para su medida se debió a la morfología de la niebla y a la presencia de lo que parecía ser hielo cristalizado en suspensión, como se vio en el **apartado 3.2** analizando las diferencias morfológicas entre nieblas y nubes. Las causas se han de buscar en las bajas temperaturas imperantes y en la altitud de la zona de toma de datos, ya que dicha presencia modifica las características acústicas del medio.

Por último, otra causa de invalidez de los datos obtenidos obedecía a variaciones de las condiciones atmosféricas durante el periodo de toma de datos acústicos. Como se mencionó en el **apartado 3.3**, las variaciones de las condiciones meteorológicas y termodinámicas de la niebla se presentan en una escala temporal de aproximadamente media hora [48]. El periodo de toma de datos acústicos supera en unas cuatro veces esa escala -es decir, viene siendo de unas dos horas-, por lo tanto, cualquier variación de las condiciones que afecten a la niebla durante ese periodo provoca que las condiciones a las que se obtuvieron los primeros datos acústicos comparadas con las de los últimos hayan variado de modo tal que los datos obtenidos han de ser desestimados.

En total -desde diciembre de 2009 hasta enero de 2015- se realizaron unas 40 visitas a la zona de toma de datos, de tal manera que los casos exitosos de los que se disponen datos se corresponden con las campañas 2009-2010, 2010-2011 y 2014-2015, más concretamente con los días 6 de febrero de 2010; 13 y 14 de enero de 2011 y 7 de enero de 2015.

Las horas de muestreo fueron en su totalidad al anochecer o de madrugada, de modo que todas las fuentes de ruido externo que pudiesen haber influido en la toma de datos -es decir, tanto la cercanía de núcleos urbanos, como la cercanía de viales de comunicación- quedaron absolutamente minimizadas. De esta manera, adoptando esta medida, la bonanza de los datos obtenidos aumentó.

Para determinar qué criterio adoptar a la hora de seleccionar si el tipo de atmósfera con niebla donde realizar la toma experimental de datos acústicos era la idónea, se siguieron los comentarios de Houze [47], en el problema expuesto en el **apartado 3.3**. De este modo, los días de

---

<sup>114</sup> No hay que olvidar que el instrumental -en especial la torre de 10 metros- está expuesta a todo tipo de inclemencias meteorológicas y una nevada, vientos fuertes, la caída de un rayo o cualquier otro imprevisto puede provocar que no esté en condiciones de tomar medidas.

muestreo seleccionados debían cumplir que la atmósfera con niebla no fuese un fenómeno repentino, sino que se eligieron los días que la climatología presentaba una niebla asentada -con largos periodos de un porcentaje de humedad relativa cercanos a la saturación, entre un 97% y un 100% de humedad relativa y en ningún caso que presentase valores inferiores al 95%-. Con ello se logra obtener una atmósfera en ausencia de viento -o con una ligera brisa que no modifique sustancialmente las características morfológicas de la niebla- y así los valores acústicos obtenidos no se vean alterados por dichas posibles modificaciones.

## 6.4 - Montaje experimental

Para explicar cómo se realizaron las campañas de toma de datos y la instalación del montaje experimental, va a servir de ayuda de la fotografía adjunta, donde se muestra una imagen aérea satelital del Centro de Investigación de la baja Atmósfera -la zona donde se realizaron las campañas de toma de datos, tanto acústicos, como meteorológicos-.



**Fotografía 6.1** – Fotografía aérea de las instalaciones del CIBA con las líneas de toma de datos

En la fotografía se detalla la ubicación de las instalaciones del centro y la situación donde las torres meteorológicas de 100 y 10 metros están instaladas.

Con el fin de ubicar los puntos de toma de datos, se procedió a la medición y delimitación de dos líneas de medidas -dibujadas con los colores rojo y azul- donde en el lugar señalado con un círculo se situaba la fuente de ruido y en cada línea de medida, se marcaba el lugar de posicionamiento, donde situar bien el micrófono -primeras campañas-, bien el sonómetro -últimas campañas-.

La elección de las líneas de medidas se realizó del modo descrito con el objeto de minimizar aún más la posible influencia que los elementos de medida pudieran tener en los datos acústicos, de tal modo que la línea de medida roja parte de la torre grande aproximándose a la torre pequeña hasta superarla<sup>115</sup>. Por otra parte, y como contrapunto, la línea de medida azul se sitúa casi perpendicularmente a la roja, para así tratar de contrarrestar las influencias que pudieran tener los primeros datos y que fuese imposible tenerlas en consideración a priori.

Las distancias entre los puntos de toma de datos -lugares de posicionamiento- era de 10 metros -excepción hecha del primer lugar de posicionamiento que se situaba a 5 metros-. De esta manera se podían cubrir desde los 5 metros hasta distancias superiores a los 115 metros. Distancias superiores a los 115 metros provocarían que los datos pudieran quedar distorsionados.

A lo largo de las diferentes campañas de medida -desde 2009 hasta 2015- dos fueron los montajes realizados. La decisión que supuso realizar este cambio está basada en que desde 2013 se dispuso de nuevo material -en concreto se dispuso de una nueva fuente de ruido y de un sonómetro, donde este último podía sustituir a la fuente de alimentación y al analizador incluido todo el cableado que conecta el analizador con el micrófono que venían siendo usados hasta ahora-.

El cambio en la sustitución del material supuso una mayor autonomía de trabajo, ya que se reducía significativamente el tiempo de montaje, a la vez que se eliminaban fuentes de errores, como se expondrá a continuación.

En los primeros montajes -que se corresponden con las campañas desde 2009 hasta 2012- el material utilizado fue el siguiente:

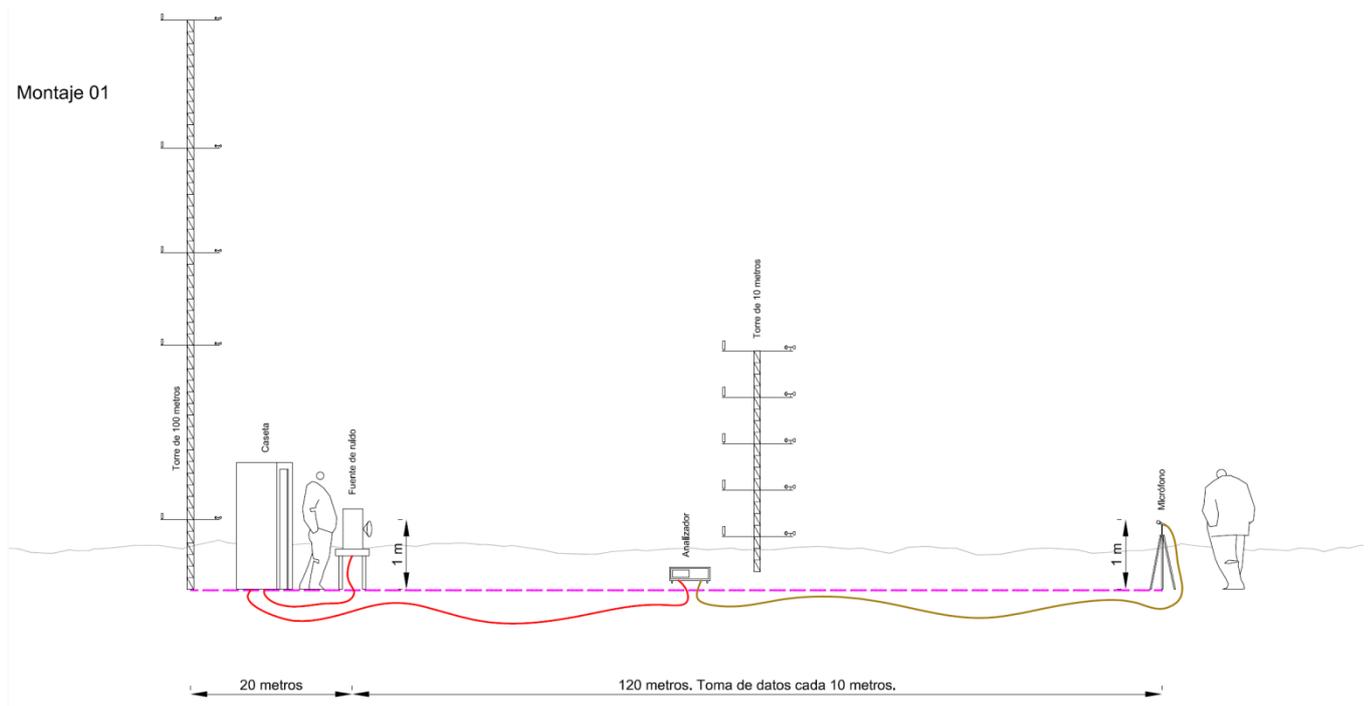
- Micrófono B&K n-serie 1663419 de una sensibilidad de 49,0 mV/Pa
- Pantalla antiviento para el micrófono
- Fuente sonora B&K Type 4224

---

<sup>115</sup> Los datos combinados acústicos y meteorológicos serán más precisos en las medidas que se tomen en la cercanía de la torre.

- Analizador B&K Type 2144
- Software para analizador 7667

La siguiente figura muestra cómo se realizó el montaje experimental en campo de las primeras campañas:



**Figura 6.1** – Montaje experimental de las campañas 2009 – 2012

Tal y como se observa en **figura 6.1**, la alimentación tanto de la fuente de ruido, como del analizador, se tomaba de la caseta de control de la torre de 100 metros. Como la intención era la de abarcar una distancia de medidas que superase los 115 metros, se situaba el analizador aproximadamente a mitad de camino de la línea de toma de datos, con el fin de evitar utilizar gran cantidad de metros de cableado.

El micrófono iba conectado al analizador a través de varias mangueras de cables conectadas entre sí hasta cubrir una longitud mayor de 115 metros. La razón de tener un cableado de dicha longitud para el micrófono estriba en que las primeras medidas fueron tomadas con el analizador situado en las inmediaciones de la fuente de alimentación, con el fin de que fuese solamente una persona quien pudiese manejar ambos instrumentos y, por lo tanto, el cableado tenía que tener una longitud tal que permitiese cubrir el rango de distancias propuesto.

Este montaje no estaba exento de generar problemas, y cuando se utilizó, se precisó asegurar que los dispositivos conectados entre sí no tuvieran conexiones falsas – hecho este que a menudo se

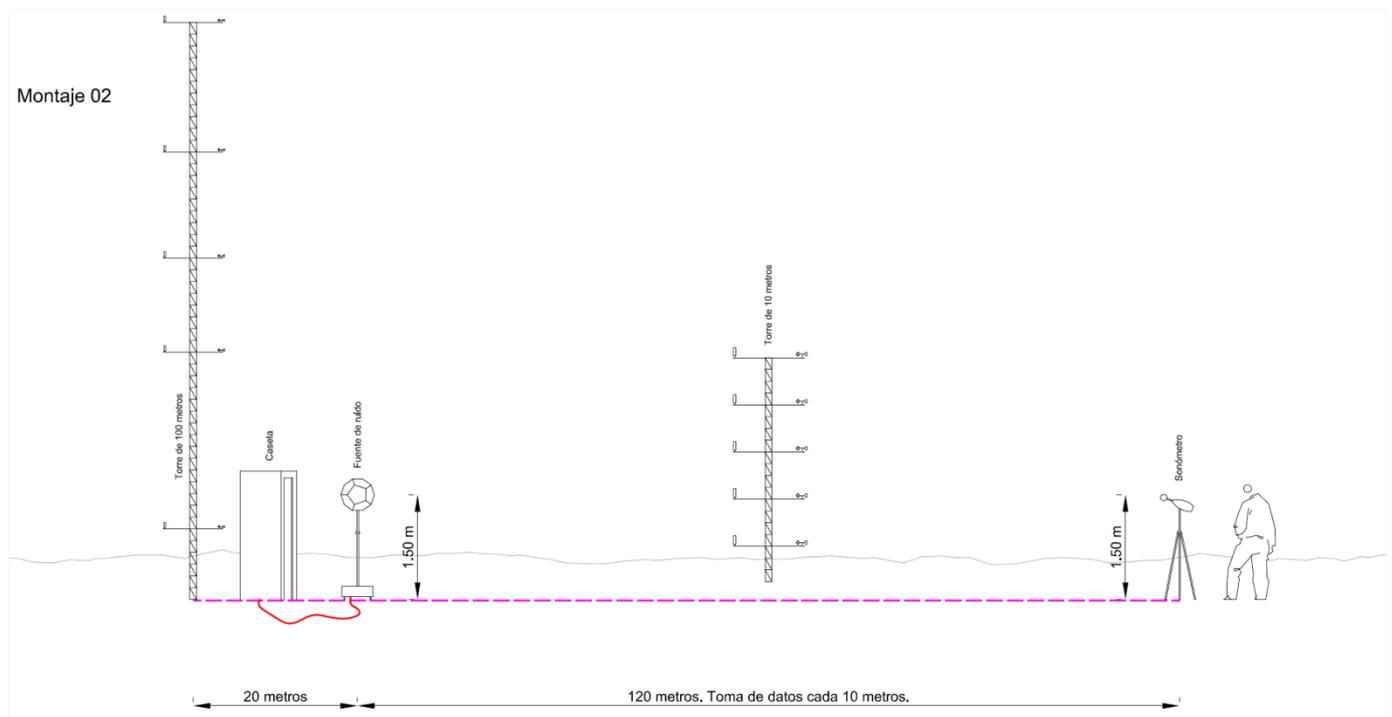
producía-. Cuando esta situación era detectada, se desestimaban las medidas y posteriormente se comprobaban las conexiones cable a cable y manguera a manguera hasta detectar la falsa conexión y subsanarla.

También este montaje del instrumental requería que el calibrado realizado a la señal generada por el micrófono, se hiciese con la longitud máxima de cableado que se iba a utilizar en las medidas, dado que se tenía que tener en consideración la disminución de señal proveniente del micrófono que el aumento de la impedancia del medio de transmisión iba a ocasionar, de modo que en el análisis ya se tuviera en cuenta esa variable.

Para los segundos montajes -correspondiendo con las campañas desde 2013 – 2015-, el instrumental de medida fue sustituido por el siguiente:

- Sonómetro 01dB *SOLO Black edition*
- Pantalla anti viento para el micrófono
- Software driver 1.4.02
- Fuente de ruido omnidireccional DL-304

Y el montaje de campo de esas campañas se puede ver en la siguiente figura:



**Figura 6.2** – Montaje experimental de las campañas 2013 – 2015

En la **Figura 6.2** se puede apreciar que se ha sustituido la fuente de ruido *B&K Type 4224* por la fuente omnidireccional DL-304. Este cambio ha proporcionado varias ventajas. En primer lugar se gana en autonomía, ya que la fuente de ruido cuenta con un mando a distancia de control, lo que permite no tener a nadie cerca de la fuente encargado de su manejo. En segundo lugar permite elevar la altura de fuente que pasa de un metro a metro y medio, y así disminuir los efectos tanto de la escasa vegetación como del suelo, cuya influencia es de todos modos mínima.

Por otra parte la sustitución del analizador *B&K Type 2144* por el sonómetro 01dB *SOLO Black edition* alimentado por baterías, otorga una mayor autonomía y permite prescindir tanto del micrófono como del cableado que lo acompañaba y tantos problemas ocasionaban. Además, puede ser una sola persona la que maneje todo el dispositivo si las distancias no son demasiado grandes.

## 6.5 - Toma de datos experimentales

Una vez establecido el montaje experimental descrito anteriormente, se procede a explicar en este punto cuáles fueron los criterios tenidos en cuenta a la hora de diseñar las campañas de toma de datos y cómo fueron obtenidos estos.

La toma de datos acústicos se realizó bajo lo indicado en la normativa ISO 9613-2 -**anexo I**- que se ocupa de “especificar un método analítico para calcular la atenuación del sonido como resultado de la absorción atmosférica para diversas condiciones meteorológicas, donde el sonido se propaga a través de la atmósfera exterior”<sup>116</sup>.

Esta norma establece los estándares de cómo calcular los coeficientes de atenuación en función de la frecuencia del sonido, de la temperatura, de la humedad y de la presión. Los rangos de variables que utiliza son:

- Frecuencias desde 50 Hz hasta 10 kHz
- Temperaturas desde -20° C a 50° C
- Humedad relativa desde 10% hasta 100%
- Presión de 101,325 kPa -una atmósfera-

---

<sup>116</sup> La citada norma ISO 9613-2 no ha sido adoptada ni traducida por la Asociación Española de Normalización y Certificación (Aenor), por lo que no se dispone de versión en español.

De tal modo, siguiendo lo establecido por la ISO 9613-2 se utiliza como fuente de ruido una fuente puntual<sup>117</sup>, y para ello se programa la fuente de ruido omnidireccional alimentada con ruido rosa<sup>118</sup>. El rango de frecuencias de medida, varía entre los 16 Hz y los 16 KHz -pese a que diversos estudios experimentales no superen el rango entre los 300 Hz y los 4 KHz y lo recomendado por la ISO 9613-2 lo establezca entre los 50 Hz y 10 kHz-. Posteriormente, en la parte dedicada al análisis de resultados se limitará este rango al estándar.

La altura a la que se sitúa la fuente de ruido ha variado de campaña a campaña, siendo de entre 1 y 1,34 metros para la fuente de ruido B&K Type 4224 en el primer montaje experimental, y la establecida en 1,5 metros para la fuente omnidireccional utilizada en el segundo montaje experimental. De igual modo, la altura de los micrófonos varió y pasó de colocarse a 1,25 metros -en el primer montaje experimental-, mientras que con el uso del sonómetro -en el segundo montaje experimental- este se situó a 1,5 metros, a una altura igual que la fuente de ruido omnidireccional. El motivo del cambio responde a las características de las fuentes de ruido y a que el dispositivo de toma de datos – micrófono o sonda – ha de quedar emplazado a la misma altura que la fuente.

La variable acústica que se va a determinar experimentalmente con medida directa es el nivel continuo equivalente  $L_{eq}$ , con filtro de tercios de octava<sup>119</sup>, sin ponderación, en valores promediados en un minuto para el primer montaje experimental y en dos minutos para el segundo montaje experimental.

Las razones para elegir esta variable y no otra, se basan en que, además de ser la variable comúnmente utilizada por la colectividad científica, el nivel continuo equivalente, al ser la media energética del nivel de ruido promediado en el intervalo de tiempo de medida, proporciona un valor que está poco influido por las fluctuaciones puntuales que se pudieran detectar, no deseables en este caso.

El hecho de que se haya elegido establecer el promedio de medida del nivel continuo equivalente en 2 minutos encuentra su razón en que los datos meteorológicos se obtienen cada 20 segundos, -también promediados en ese periodo de tiempo- y así, una media de datos acústicos de 2 minutos -es decir, 6 datos meteorológicos por cada valor acústico obtenido-, garantiza que durante el promedio no se hayan producido variaciones meteorológicas significativas no detectadas.

Una vez conocidos los  $L_{eq}$  en el rango de frecuencias que se ha indicado en cada distancia del recorrido acústico, se calculará de modo indirecto el coeficiente de atenuación atmosférica  $\alpha$  en dB/m conforme lo establecido en la norma ISO 9613-2, y con estos valores ya calculados se representará el coeficiente de atenuación en función de la frecuencia.

---

<sup>117</sup> Para las distancias de trabajo es lo establecido en la norma.

<sup>118</sup> Para las distancias en las que se va a medir la fuente se puede considerar puntual.

<sup>119</sup> La decisión de medir con filtros de tercio de octava en lugar de octavas tiene la finalidad de tener un análisis más fino.



**Fotografía 6.2** - Instalación del dispositivo experimental en el CIBA. Diciembre de 2014

## 6.6 - Datos meteorológicos

En cuanto a los datos meteorológicos, como se comentó en el **apartado 6.2** -en la descripción de las instalaciones del Centro de Investigación de la Baja Atmósfera- provienen de dos fuentes, los de la torre de 100 metros y los de la de 10<sup>120</sup>. De la torre de 10 metros se pueden determinar las siguientes variables:

- Temperatura a 1,5; 3; 5; 7,5 y 10 metros.
- Velocidad de viento a 1,5; 3 y 5 metros.
- Dirección de viento a 1,5; 3 y 5 metros.
- Humedad relativa a 1,5 y 10 metros.

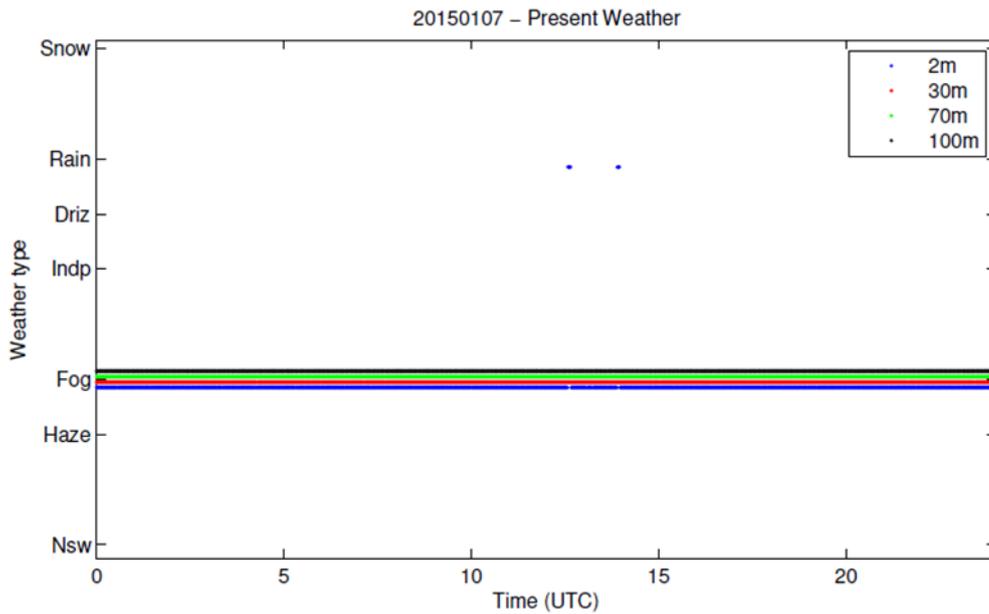
La torre envía una medición de las mencionadas variables cada 20 segundos, en tiempo sincronizado UTC<sup>121</sup>. El 7 de enero de 2015 las medidas fueron tomadas entre las 18.58 h y las

---

<sup>120</sup> En algunas gráficas se ha hecho referencia a los datos de la torre de 100 metros, pero las variables termodinámicas que se utilizarán son las obtenidas de la torre de 10 metros.

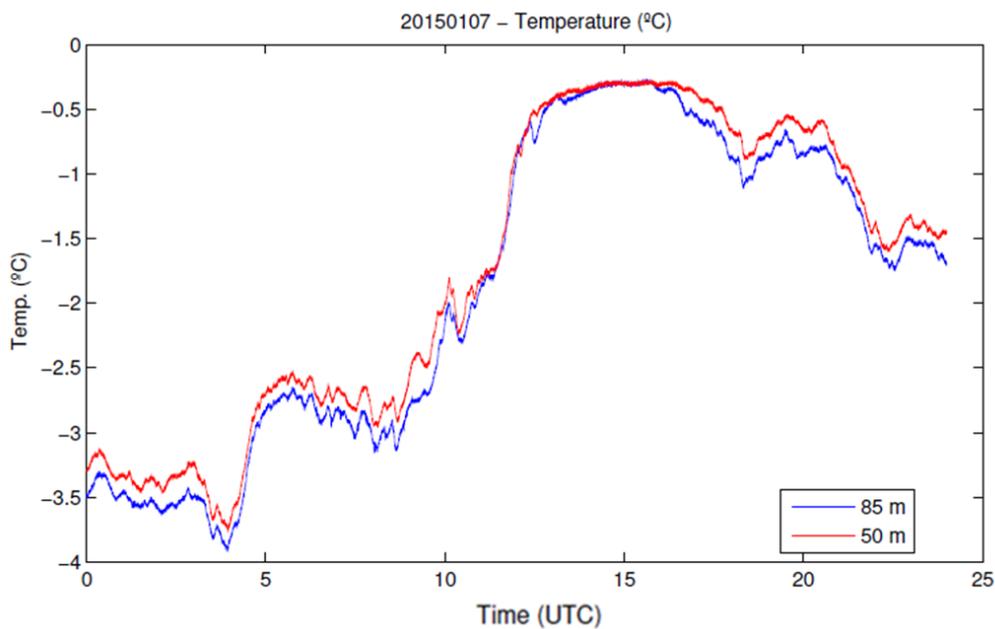
<sup>121</sup> Tiempo universal coordinado, de sus siglas en inglés: *Coordinated Universal Time*.

20.35 horas<sup>122</sup>, y con los datos proporcionados por la torre, se puede certificar que todo el día transcurrió con niebla en la zona de toma de datos, como se corrobora con la **gráfica 6.1**:



**Gráfica 6.1** - Tiempo atmosférico por horas a diferentes niveles

Con respecto a la temperatura para el día señalado, en la zona de toma de datos, se observa con ayuda de la gráfica adjunta que las temperaturas se situaron por debajo de los cero grados centígrados durante todo el periodo de medición:



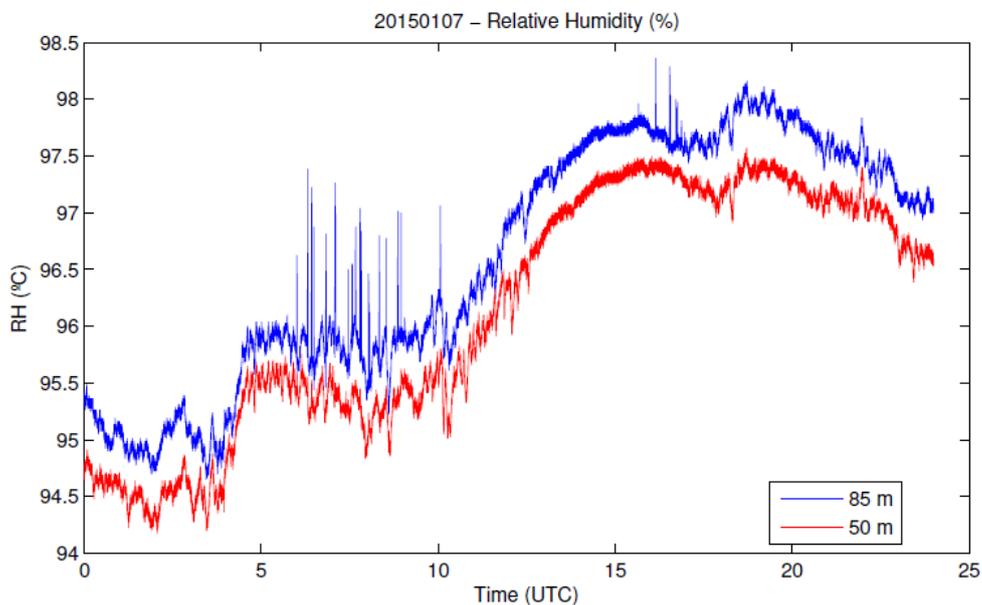
**Gráfica 6.2** - Temperaturas registradas a niveles de 50 y 85 metros

<sup>122</sup> El tiempo aquí utilizado también es UTC.

Hay que señalar que estos valores de niebla y de temperatura modificaron el tratamiento previsto de los datos meteorológicos. Tal y como se señaló en el **apartado 3.2** –correspondiente con el modelo de formación de la niebla de Labajo [17]-, para poder determinar la cantidad de agua en fase líquida por unidad de volumen que conforma la niebla, era necesario conocer el intervalo de bruma  $\Delta T$ , para cuyo cálculo se precisaba conocer la temperatura máxima antes de formarse la niebla. En el presente caso, como se infiere de la observación de la **gráfica 6.1**, el comportamiento de la niebla durante la jornada permite establecer que en el presente caso particular dicho cálculo no sea necesario.

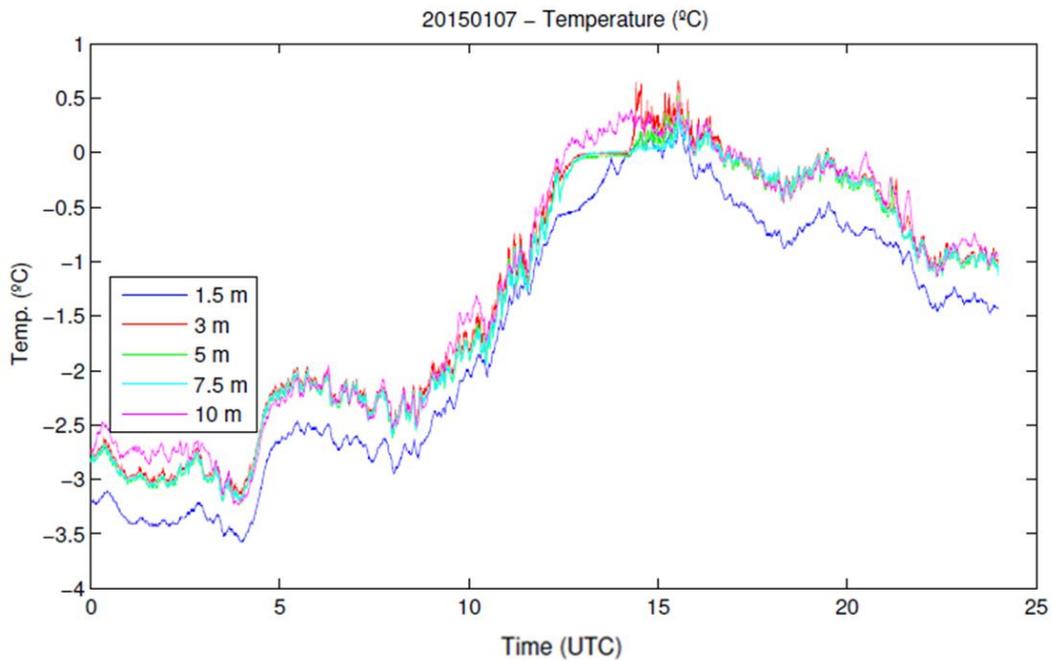
Analizando la **gráfica 6.2**, se puede observar cómo la máxima variación de temperaturas de la jornada supone una elevación superior a 3,5 grados y, tal y como se puede comprobar en la **gráfica 6.3**, la humedad relativa crece en el periodo de aumento de la temperatura y, pese a ese aumento, la niebla permanece e incluso se afianza – como se verá a continuación a tenor de lo indicado en las **gráficas 6.6 y 6.7**-.

Observando la **gráfica 6.3**, para la humedad relativa se comprueba que -en el intervalo de tiempo en el que se realizó la toma de datos- esta es superior al 97%, según los datos proporcionados por la torre de 100 metros.

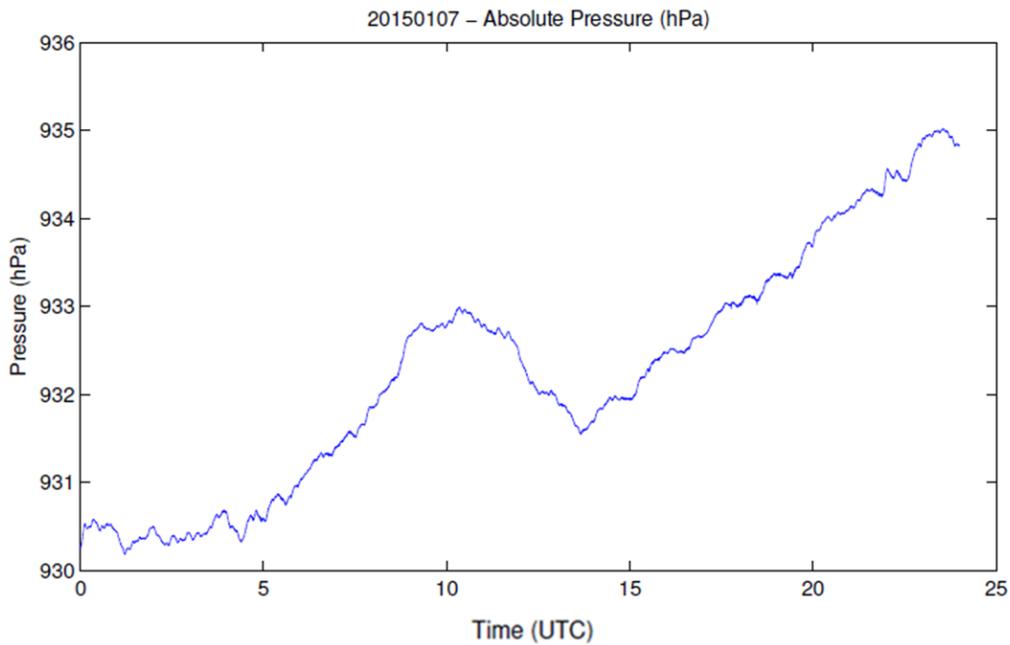


**Gráfica 6.3** - Humedad relativa registradas a niveles de 50 y 85 metros

Mientras que para la misma jornada los datos proporcionados por la torre de 10 metros de temperatura y presión -representados en las **gráficas 6.3 y 6.5**- son los siguientes:



**Gráfica 6.4 -** Temperaturas registradas a diferentes niveles por horas



**Gráfica 6.5 -** Presión absoluta registrada por la torre de 10 metros por horas

Con respecto a los datos de la humedad relativa obtenidos de la torre de 10 metros -a las alturas de 1,5 y 10 m- hay que señalar que los higrómetros situados a las alturas mencionadas proporcionan valores en voltios, que para transformar a valores de % de humedad relativa, se deben tener en cuenta las siguientes rectas de calibrado:

Para el higrómetro situado a 1,5 metros:

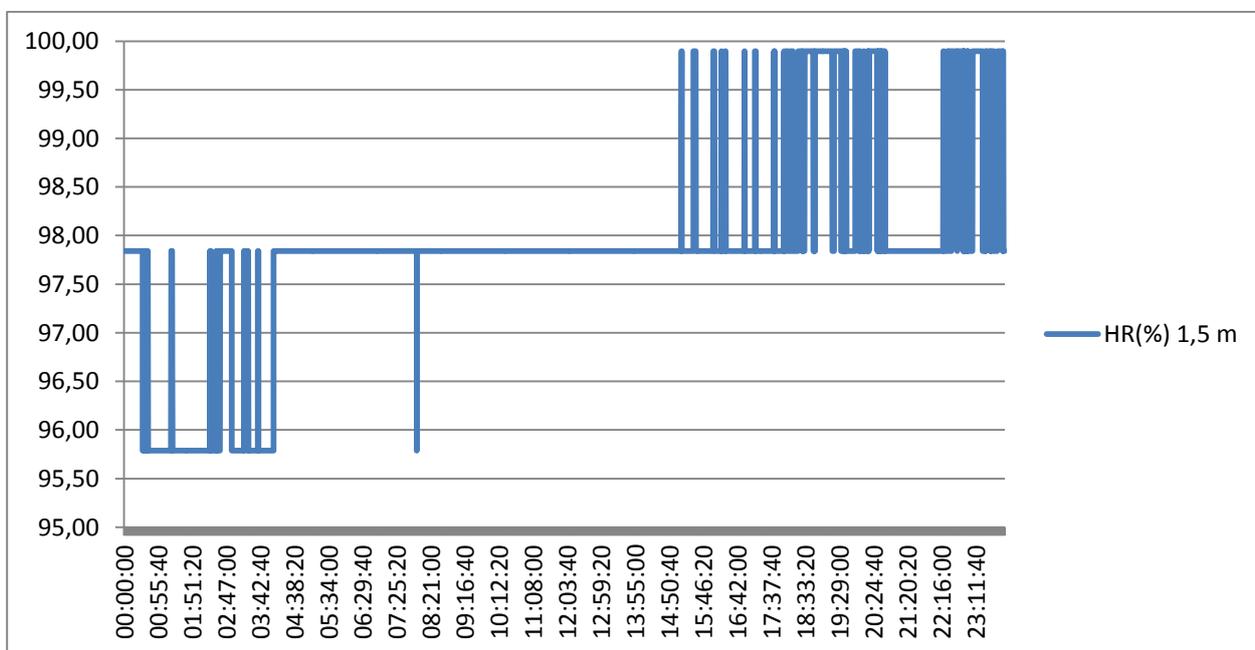
$$HR(\%) = (V_{1,5} - 1,44) / 0,04865 \quad (7.1)$$

Para el higrómetro situado a 10 metros:

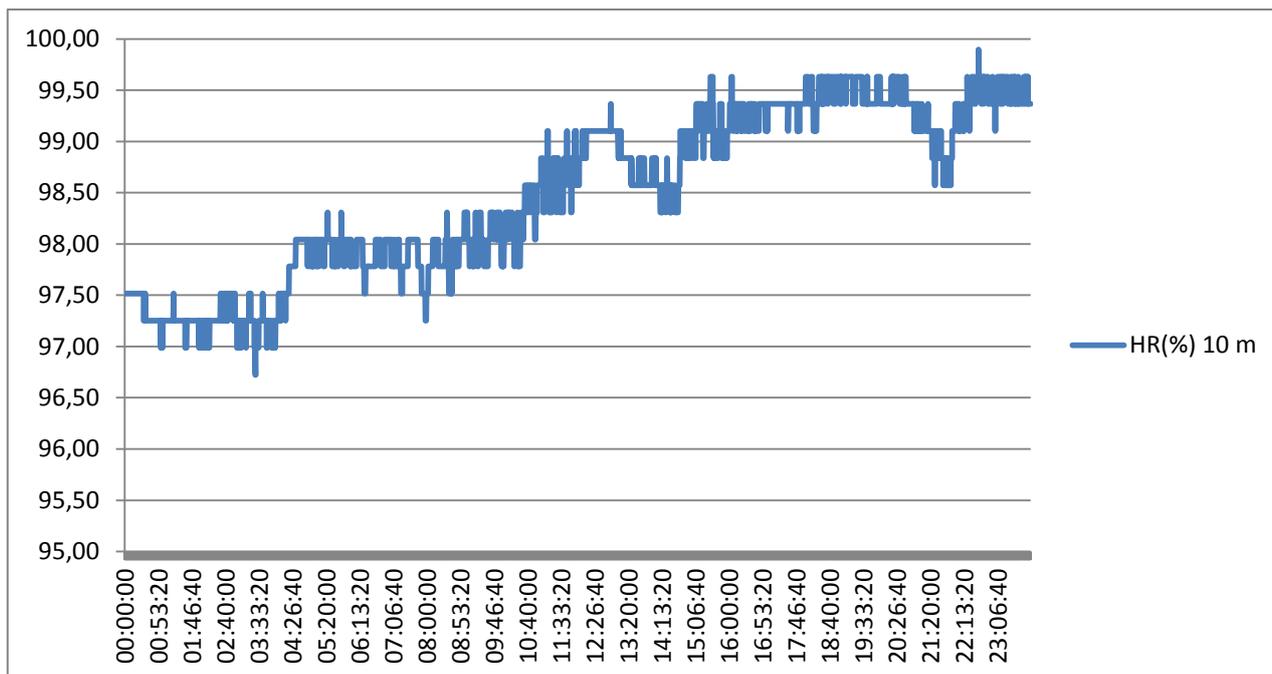
$$HR(\%) = (V_{10} - 1,56) / 0,03784 \quad (7.2)$$

Una vez transformados los datos provenientes de los higrómetros por medio de las rectas de calibrado, los resultados obtenidos son los siguientes:

En las siguientes gráficas, **-gráfica 6.6 y 6.7-**, se pueden observar los valores de la humedad relativa proporcionados por la torre de 10 metros a la altura de 1,5 metros y los proporcionados por el higrómetro para la torre de 10 metros a la altura de 10 metros durante toda la jornada del 7 de enero de 2015.



**Gráfica 6.6.** Humedad relativa registrada en la torre de 10 metros a 1,5 metros durante el 7 de enero de 2015



**Gráfica 6.7** - Humedad relativa registrada en la torre de 10 metros a 10 metros durante el 7 de enero de 2015

Como se puede observar del análisis de ambas gráficas, durante todo el día la humedad relativa del medio ha superado la cota de 95,79% en las dos gráficas, superando los 99,90% a partir de las 15.31 h en las medidas obtenidas a la altura de 1,5 metros -que es la altura de la toma de medidas acústicas, es decir, la altura a la que se sitúa tanto la fuente omnidireccional como el sonómetro-.

Con respecto a los valores obtenidos en la cota de 10 metros de altura, cabe señalar que son valores de humedad relativa sin tantas variaciones como los obtenidos a 1,5 metros. Este hecho suele ser normal, la humedad relativa, en general, desciende cuando las distancias al suelo son menores por efecto de este -si bien este hecho no influye en el presente caso, debido a los valores de humedad relativa tan altos que se registran-. Como se puede observar en la **gráfica 6.7**, los valores menores de humedad relativa proporcionados por la torre a 10 metros son de 96,99% mientras que los mayores datos registrados ascienden a 99,63%.

Con estos valores tan altos -y en especial mantenidos en el mismo rango durante toda la jornada de medida-, se garantiza que la niebla es muy estable -desde el punto de vista de las gotas de agua suspendidas en el medio-, en especial si se observa la estabilidad de los datos de humedad relativa en las capas más altas de las de la zona de toma de datos acústicos, esto es, tanto los proporcionados por la torre de 10 metros a una altura de 10 metros, como los proporcionados por la torre de 100 metros a 50 y 85 metros.

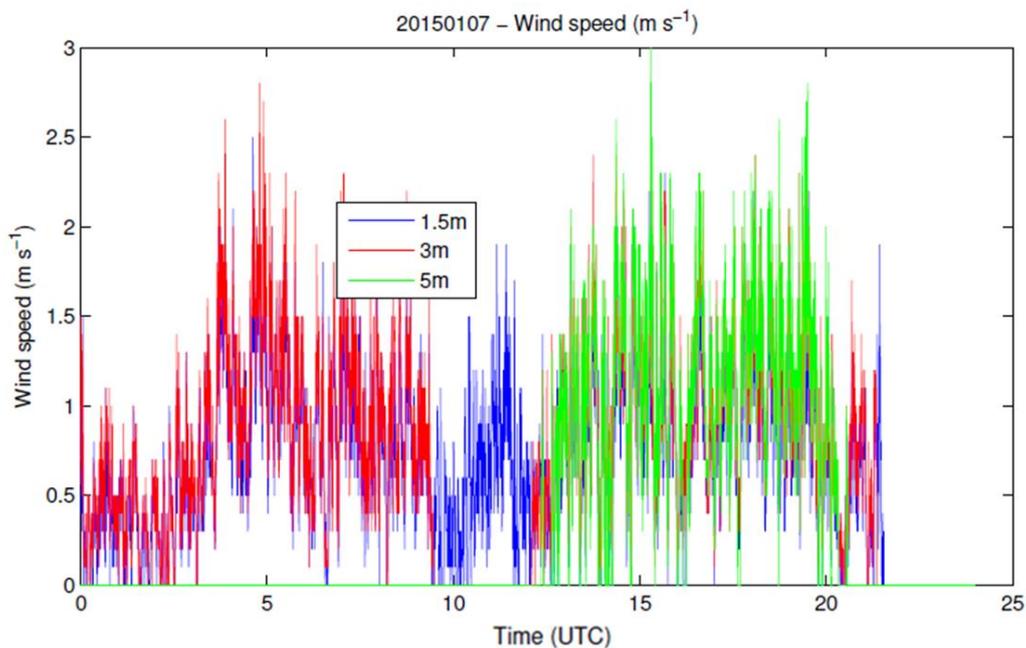
Si se circunscriben estos valores a las horas de toma de datos acústicos<sup>123</sup>, se puede observar que los valores de la humedad relativa son los siguientes: para la altura de 1,5 metros, los valores

<sup>123</sup> Esto es, entre las 18.55 h y las 22.15 h del 7 de enero de 2015.

permanecen casi estables en un 99,90% de humedad relativa, llegando a bajar a 97,84% durante algunas medidas -aproximadamente a las 19.18 y 19.47 h-. Así mismo, se registraron valores entorno al 97,80% para esa altura a partir de las 20.43 h, mientras que para la altura de 10 metros, la variación es casi constante entre valores de 99,37% y 99,63% de humedad relativa. No se aprecian, en comparación, variaciones tan relativamente grandes en las medidas a 10 metros en las horas mencionadas como las que se producían para la altura de 1,5 metros.

A modo de resumen, las condiciones meteorológicas garantizaban una niebla estable, tanto en la duración del fenómeno, como por capas, ya que los datos obtenidos por la torre de 100 metros a la cota de 85 metros de altura así lo garantizan.

Por último se debe comprobar que los datos acústicos van a ser obtenidos en una atmósfera en ausencia de viento. Para ello, en la **gráfica 6.6** se han representado los valores de la velocidad del viento obtenidos en la torre de 10 metros a diferentes niveles -1,5, 3 y 5 metros- y corroboran que para la mencionada jornada y a 1,5 metros de altura -nivel de toma de datos acústicos-, la velocidad máxima en las horas de trabajo de campo no supera los  $2 \text{ ms}^{-1}$ .



**Gráfica 6.8** - Velocidad del viento a diferentes niveles registrada por la torre de 10 metros por horas

No se ha podido medir por método directo el contenido de agua líquida por unidad de volumen de la niebla, pero sí se dispone de herramientas indirectas de cálculo, como se expuso en el **apartado 3.5**, ecuaciones (3.16) y (3.17). Conviene recordar que según Morán [38] y Byers [56], el contenido medio de agua líquida en la masa de aire para que se den las condiciones que definen la niebla -a estratos bajos-, es del orden de  $0,5 \text{ gm}^{-3}$  y que Tverskoi [55] -a partir de observaciones directas- establece que el contenido promedio de agua líquida de las nieblas de radiación oscila entre  $0,3$  y  $0,9 \text{ gm}^{-3}$ , de modo general.



### 7.1 - Introducción



A continuación se presentan y analizan los resultados obtenidos en las diferentes campañas de medida. Como se comentó en el capítulo anterior -cuando se describía el montaje experimental-, este se llevó a cabo definiendo dos trazados, o líneas de medida en la **fotografía 6.1** -marcadas con sendas líneas roja y azul-, donde se fue trasladando de punto a punto de medida -bien el micrófono, bien el sonómetro separados entre sí una longitud fija-, hasta abarcar un rango superior al hectómetro. La razón para obrar de este modo reside en la voluntad de minimizar la influencia de otros factores -tales como los elementos de medida-, en los datos obtenidos.

De este modo se obtuvo experimentalmente -y como medida directa-, el nivel continuo equivalente  $L_{eq}$  en cada una de las señales de cada trazo. En total, en el trazo azul estaban dispuestos 12 puntos de toma de datos abarcando 110 metros, mientras que en el trazo rojo se dispuso de 11 puntos llegando hasta los 105 metros.

Una vez determinado el nivel de presión sonora en todos los puntos de ambos trazos, se procedió a calcular los coeficientes de atenuación correspondientes y a expresarlos en gráficas. Para el cálculo de los coeficientes de atenuación se utilizó la ecuación **(I.8)**, descrita en el **anexo I**, conforme establece la norma ISO 9613-2.

En este capítulo se mostrarán los resultados más significativos tanto de diferentes campañas como de diferentes trazados y se compararán con los modelos analizados en el **capítulo 5**. Así mismo, en el **anexo II** se presentan las gráficas de todos los puntos de medida de ambos trazados de una campaña determinada. Los datos mostrados corresponden a los obtenidos el 7 de enero de 2015 a las horas indicadas en el **apartado 6.6**.

En el primer apartado del presente capítulo, se realizará una comparación de los datos obtenidos con los de una atmósfera sin niebla. El objetivo es valorar la bondad de los datos y para ello se elige compararlos con los determinados por Arenal [91] ya que estos fueron obtenidos en mismo lugar y por la similitud del diseño de las campañas de campo utilizado.

Los autores de los diferentes modelos analizados en el presente capítulo -y descritos en el **capítulo 5-**, representaban sus resultados utilizando diversos coeficientes de atenuación  $\alpha$ . Algunos con dimensiones de  $m^{-1}$ , otros con dimensiones de dB/m y otros adimensionales. Pese a que la norma ISO 9613-2 establece que el coeficiente de atenuación  $\alpha$ , tiene dimensiones de dB/m, con el fin de poder comparar mejor los resultados experimentales con los modelos, se ha optado por representar los resultados utilizando las variables -con sus correspondientes dimensiones-, usadas por los autores de los modelos y siguiendo fielmente las indicaciones de los mismos.

Este hecho, como se comentó en los objetivos del **capítulo 1** presenta una enorme dificultad a la hora de poder evaluar los modelos estudiados en el **capítulo 5** y evidencia la necesidad de contrastar los modelos con datos de campo, tal y como se ha realizado en la presente tesis doctoral. Por consiguiente, el análisis que se presenta a continuación cabe entenderse como una primera aproximación que pretende suplir con datos experimentales obtenidos en una atmósfera con niebla a los obtenidos en medios artificiales.

## **7.2 - Comparación de los datos obtenidos con los de un medio sin niebla**

En el **capítulo 1** -en el **apartado 1.2** dedicado a los antecedentes-, se comentó el trabajo de tesis doctoral de Arenal [91]. En el análisis de las condiciones refractivas de la atmósfera del citado trabajo se muestran los resultados obtenidos experimentalmente en diversas campañas de medida. Dichas medidas fueron tomadas en el mismo lugar que las de la presente tesis doctoral -es decir, en el CIBA- y por lo tanto con las mismas condiciones de altitud ya mencionadas en el capítulo anterior.

Si bien, tanto los objetivos del trabajo de Arenal, como su montaje experimental, difieren de los de esta tesis doctoral, resulta -cuando menos-, interesante comparar los datos obtenidos en ambas investigaciones. Con ello se logra una primera aproximación para poder así evaluar la bondad de los datos obtenidos con niebla. Pese a que el comportamiento del medio en ambos casos es diferente, se busca encontrar si pueden ser comparables las respuestas de ambos resultados para cada una de las distancias a la fuente.

Arenal, en la campaña a la que corresponden los datos que se compararán aquí, comenzó la toma de datos el día 10 de julio de 2001 a las 22.00 h y la finalizó a las 13.00 h del día siguiente. Según cita textualmente en su trabajo las condiciones meteorológicas cambiaron durante dicha

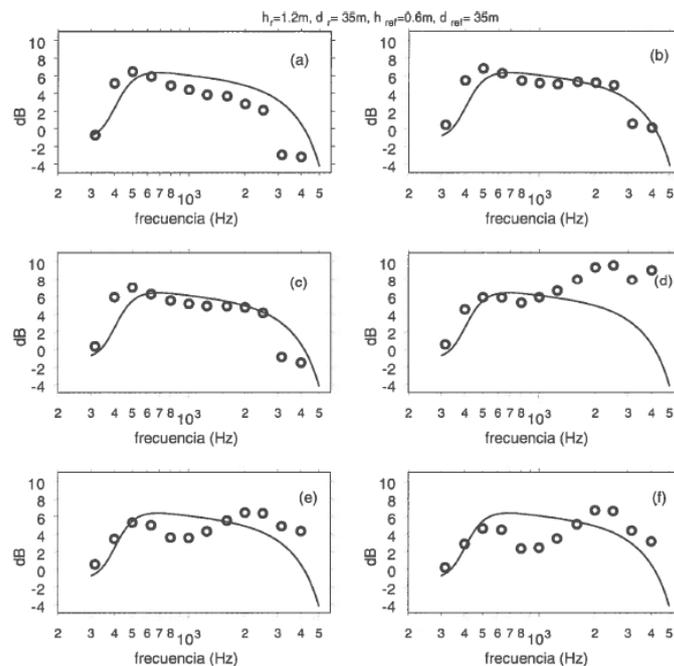
jornada presentándose una “*formación de inversiones térmicas -la temperatura aumenta con la altura- durante la noche y su cambio a un lapso de temperaturas -la temperatura disminuye con la altura- según va avanzando la mañana*”.

El dispositivo experimental utilizado consistió en la colocación de micrófonos situados en línea recta y separados de la fuente 35, 50, 65 y 80 metros de distancia. En cada uno de los puntos de medición se situaron dos micrófonos, a una altura de 0,6 y 1,2 metros respectivamente. El objeto de tal disposición fue calcular el nivel continuo equivalente en cada punto con la ayuda de una magnitud de referencia -en este caso la obtenida en el micrófono situado a 0,6 metros-, valiéndose de la expresión:

$$L(R) - L(ref) + 20\log\left(\frac{r_R}{r_{ref}}\right) \tag{7.1}$$

donde  $r_R$  y  $r_{ref}$  son las distancias directas de la fuente sonora a los puntos de medición y de referencia respectivamente. Con todo lo anterior el trabajo de Arenal presenta los resultados que se muestran a continuación para las distancias ya descritas.

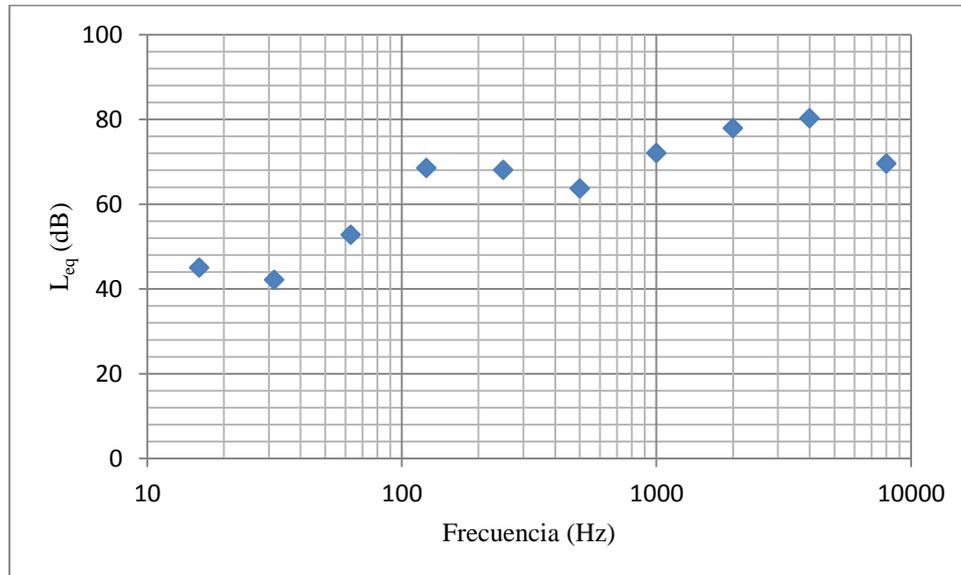
Micrófonos a 35 m de la fuente:



**Gráfica 7.1** –  $L_{eq}$  a 35 metros de la fuente [91]

Arenal representa los valores experimentales obtenidos -en círculos- con la gráfica resultante de aplicar el modelo de Daigle -en línea continua-.

Las gráficas (a), (b) y (c) corresponden a las medidas realizadas durante la noche, mientras que las gráficas (d), (e) y (f) se corresponden con las obtenidas desde por la mañana hasta el mediodía. Los valores obtenidos a la misma distancia en el presente trabajo se representan en la siguiente gráfica:



**Gráfica 7.2** –  $L_{eq}$  a 35 metros de la fuente [91]

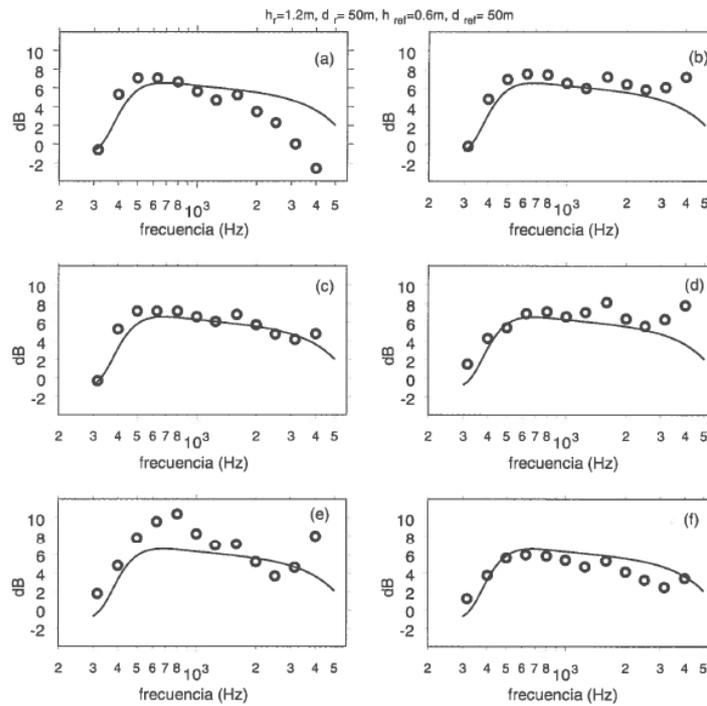
Como se puede observar, en los datos de Arenal existe una gran variación dependiendo si los valores se obtuvieron durante la noche o por la mañana.

El motivo de dicha variación es -como apuntó también el autor-, los cambios del comportamiento acústico del medio. En el presente caso, los valores fueron tomados en un medio, que si bien, presentó variaciones a lo largo de tiempo que duró la toma de datos, estas no fueron de tanta magnitud.

Comparando la apariencia de ambos resultados -es decir, exclusivamente la forma de la secuencia de los valores representados- se puede llegar a concluir que la mayor similitud entre el presente caso con los mostrados por Arenal para una distancia de 35 metros de separación con la fuente de sonido se corresponde con la gráfica (e), si bien, el mínimo de ambas queda desplazado en el presente trabajo hacia las frecuencias altas.

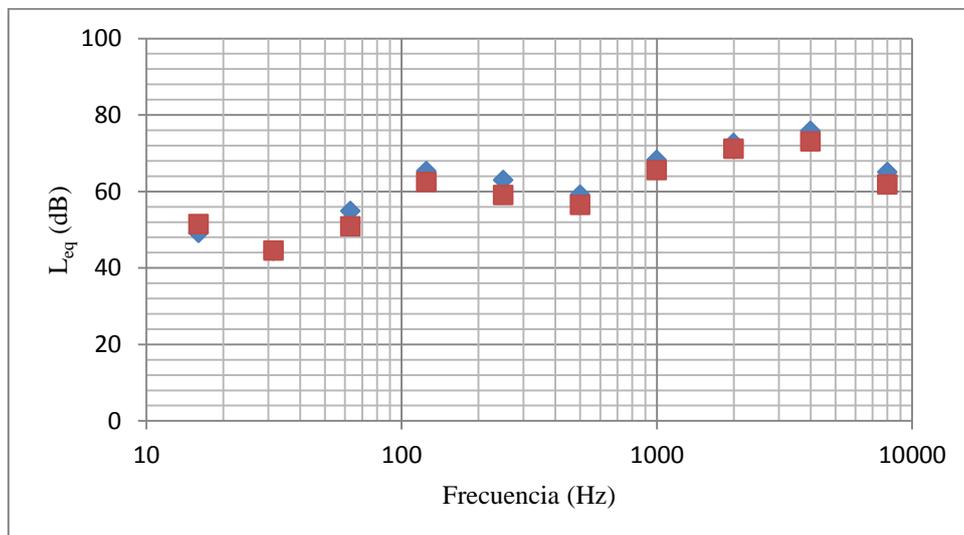
Los datos representados en (e) de la **gráfica 7.1**, fueron obtenidos a las 11.00 h y -habida cuenta del comportamiento de las otras curvas- en comparación con las obtenidas en una atmósfera con niebla-, revelan que características del medio presentan un comportamiento más similar.

Micrófonos a 50 m de la fuente:



**Gráfica 7.3** – Datos acústicos a 50 metros de la fuente. Arenal [91]

En el presente trabajo -tal y como se especificó en el capítulo anterior-, la distancia que separa los puntos de toma de datos quedó establecida en 10 metros –con excepción del primero, que se situó a 5 metros-. De tal modo que no se dispone de medidas realizadas a una distancia de 50 metros, por lo tanto, se representarán a continuación conjuntamente los datos disponibles a distancias cercanas a la mencionada, es decir, 45 y 55 metros.



**Gráfica 7.4** – Datos acústicos a 45 y 55 metros de la fuente

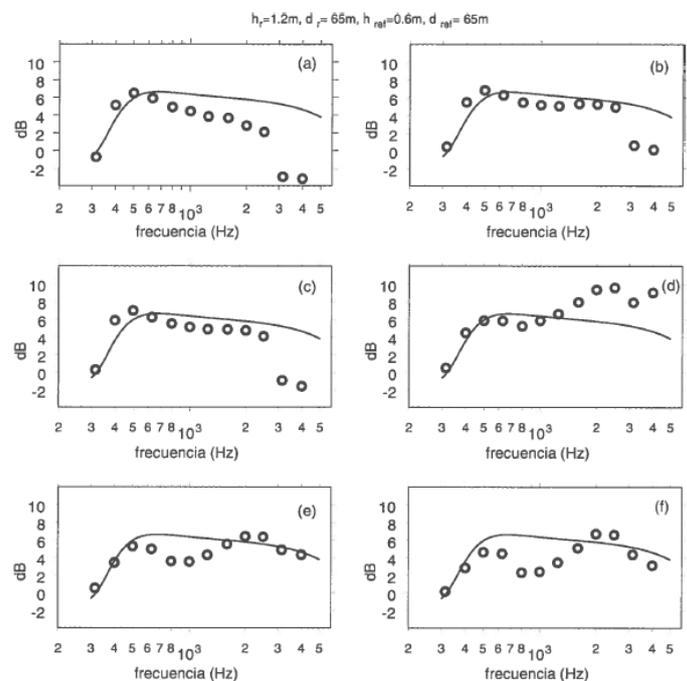
En la **gráfica 7.4** se muestran los valores del nivel continuo equivalente  $L_{eq}$  a sendas distancias de 45 metros -en azul- y 55 metros -en rojo-.

Como se observa, para esas distancias no existen grandes diferencias en los valores obtenidos, y se ha optado por una representación que permita vislumbrar la forma del comportamiento de la variación en detrimento de la visualización de las diferencias de los valores medidos para cada frecuencia.

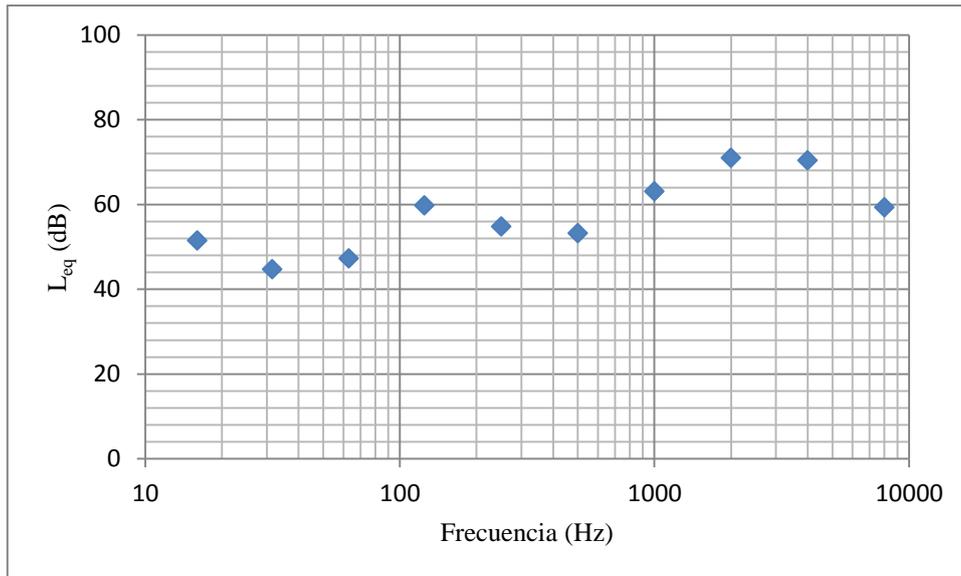
En el caso de las medidas realizadas a 50 metros, los valores obtenidos en nuestro trabajo ya no se asemejan tanto a los de (e) en la **gráfica 7.3**, como a los de (d). Se observa, además la formación de un máximo en la curva que se corresponde con los valores cercanos a los 4 kHz de frecuencia.

Micrófonos a 65 m de la fuente:

Para los datos a 65 metros de la fuente, en el presente trabajo sí se cuenta con valores a esa distancia, representados en las **gráficas 7.5 y 7.6** para los resultados de Arenal y los de la presente tesis respectivamente.



**Gráfica 7.5** – Datos acústicos a 65 metros de la fuente. Arenal [91]



**Gráfica 7.6** – Datos acústicos a 65 metros de la fuente

En este caso, las similitudes entre las **gráficas 7.5 y 7.6**, parece ser que se acentúan más en la (e) y (f) -cuyos datos fueron tomados a las 11.00 y 12.50 h respectivamente-. Aunque, al igual que para los datos tomados a 35 metros, el mínimo para el presente caso se ve desplazado hacia las frecuencias bajas, en torno de los 500 Hz, mientras que para (e) y (f) parece establecido en el entorno de 1 kHz.

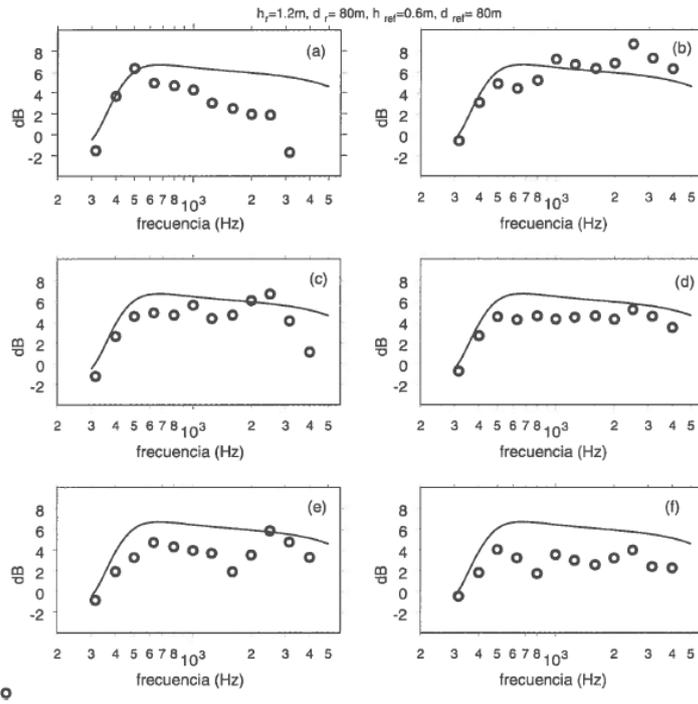
Micrófonos a 80 m de la fuente:

Por último, los datos para 80 metros de la fuente se representan, como en los casos anteriores en las **gráficas 7.7 y 7.8**, que se muestran a continuación:

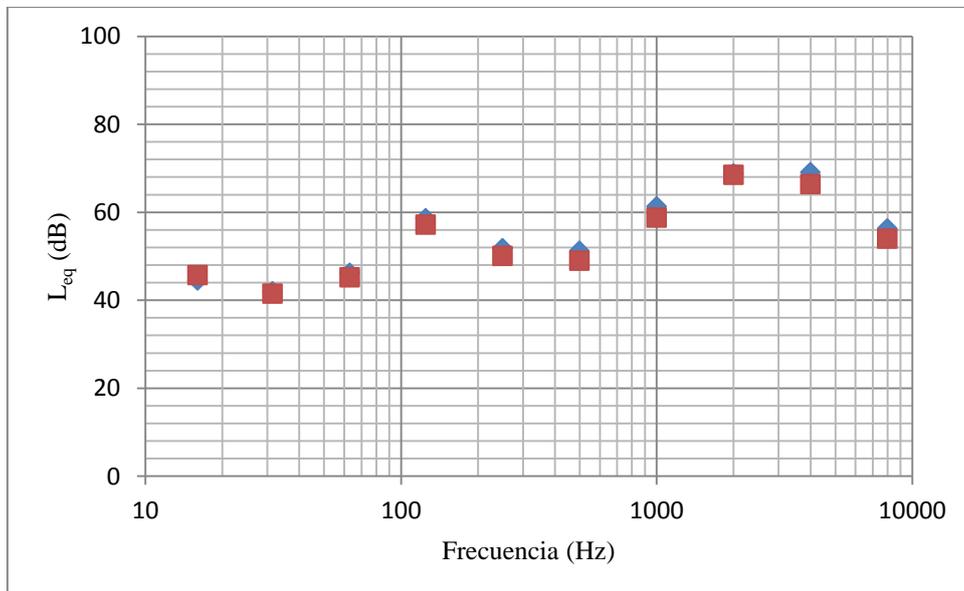
Como en el caso anterior de valores tomados a 50 metros, no se dispone de los correspondientes a 80 metros, así que se mostrarán los valores a las distancias más cercanas en la **gráfica 7.8**, donde el nivel continuo equivalente  $L_{eq}$  a la distancia de 75 metros se muestra en azul, mientras que en rojo lo hace para una distancia de 85 metros.

En este caso, como en el anterior, se ha antepuesto vislumbrar el comportamiento de los valores a diferenciar los datos correspondientes a las distancias de 75 y 85 metros. La gráfica (c), correspondiente a los datos obtenidos a las 3.00 h, del trabajo de Arenal para esta distancia resulta la de mayor similitud a la **gráfica 7.8** en cuanto a forma, aunque como en los casos anteriores los máximos se vean un poco desplazados.

Con los resultados del anterior análisis para cada una de las distancias a la fuente, y a tenor del análisis de ambas medidas, se puede concluir que ambas se rigen por una tendencia de comportamiento muy similar, y, por lo tanto, la bondad de los datos obtenidos es alta. Ahora se realizará una comparación con los diferentes modelos expuestos en el **capítulo 5**.



**Gráfica 7.7** – Datos acústicos a 80 metros de la fuente. Arenal [91]



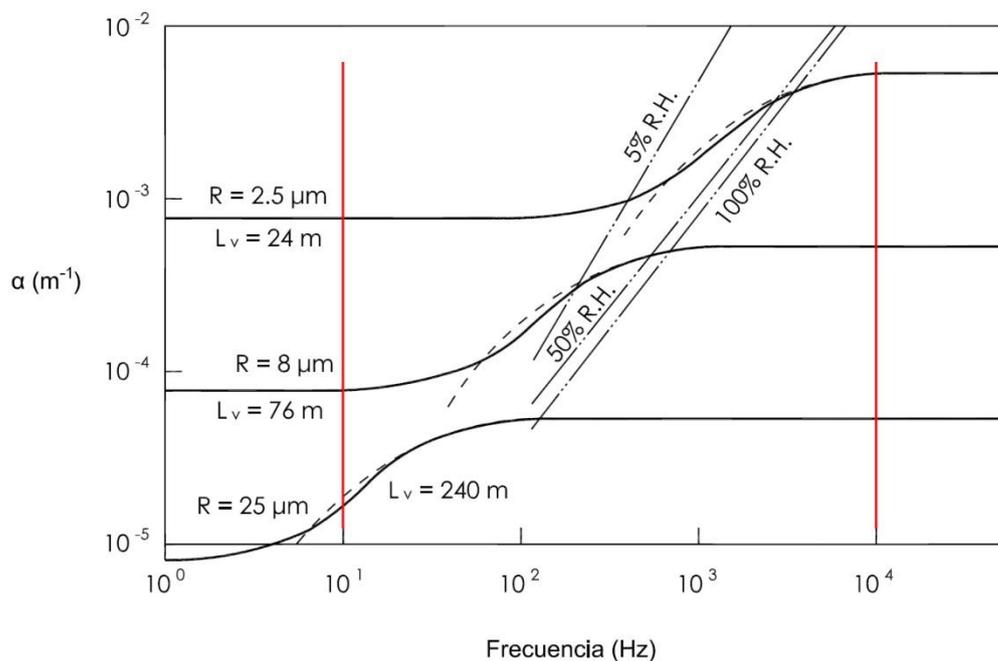
**Gráfica 7.8** – Datos acústicos a 75 y 85 metros de la fuente

### 7.3 - Comparación de los datos experimentales con el modelo de Cole y Dobbins

En el **capítulo 5**, al analizar el primer gran modelo propuesto para la propagación del sonido en condiciones de niebla -debido a Cole y Dobbins-, se mencionaba que las premisas de las que partían se podían calificar de muy razonables, ya que pese a ser hipótesis de partida, tenían bastante similitud con lo que *a priori* se puede esperar de una atmósfera con niebla real.

Habida cuenta de que para poder comparar los datos del modelo propuesto de Cole y Dobbins con los obtenidos experimentalmente en el presente trabajo se necesita conocer el tamaño de las gotas de agua en suspensión, se va a proceder a evaluar los datos experimentales con los que propone este modelo para poder efectuar una hipótesis respecto al tamaño de las gotas de agua en el medio donde se obtuvieron los datos experimentales.

El modelo de Cole y Dobbins venía representado por la **gráfica 7.9** -equivalente a la **gráfica 5.1**-, donde se muestra la atenuación frente a la frecuencia para una fracción de masa de  $10^{-4}$  y con tres valores de radio de gotas en suspensión, donde  $L_v$  representa la distancia<sup>124</sup> a la fuente sonora y  $R$  el radio de las gotas.



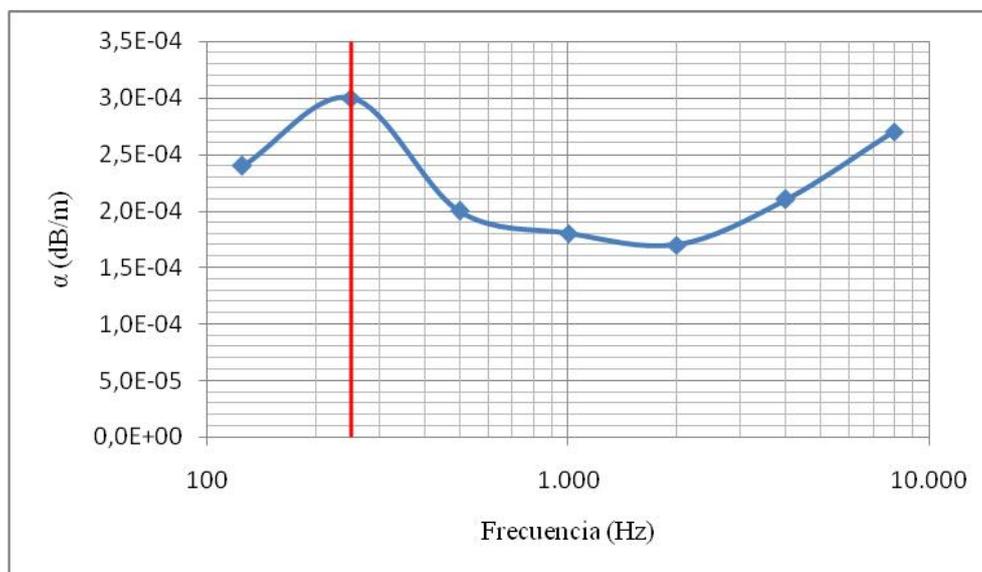
**Gráfica 7.9** – Atenuación frente a la frecuencia en el modelo de Cole y Dobbins [21]

Para poder comparar el modelo de Cole y Dobbins con los resultados acústicos obtenidos *in situ*, es necesario realizar primero las siguientes consideraciones:

<sup>124</sup> Para ser exactos,  $L_v$  representa el camino óptico, *optical path length* en inglés.

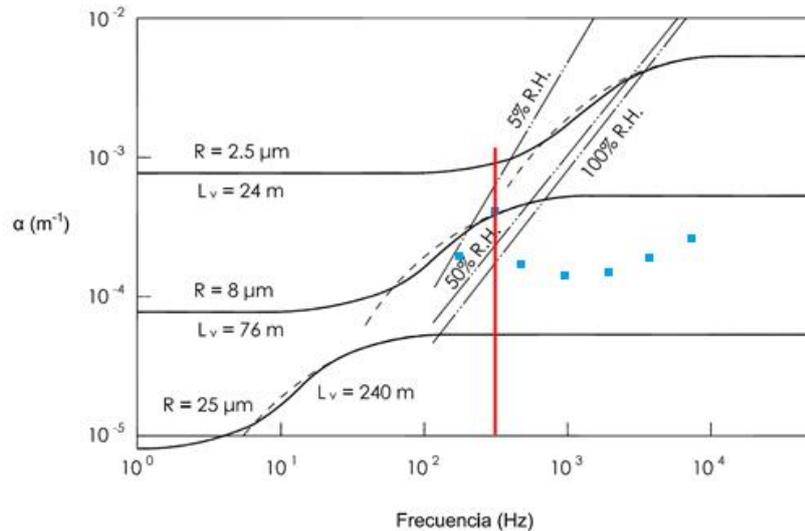
- i. Se desconocen cuáles eran los valores de presión y temperatura que se tomaron para resolver las ecuaciones del modelo, como se expuso en el **capítulo 5**, y poder, así elaborar la **gráfica 7.9**. En el caso del presente trabajo, las temperaturas a las que se obtuvieron los datos acústicos eran bastante bajas -en todo instante, durante la toma de datos acústicos, menores de 0° C, como se expuso en el capítulo anterior-. Sea como fuere, este hecho ha de tenerse muy en consideración, no solamente para poder comparar el modelo de Cole y Dobbins con los datos obtenidos en las diferentes campañas de medida, sino también para todos los modelos a analizar. La dificultad a la hora de comparar resultados debido a la diferencia de temperatura a la que fueron tomados los datos acústicos está presente en todos los casos analizados.
- ii. Por otra parte, como se observa en la **gráfica 7.9**, los valores de la frecuencia representados comienzan con la unidad, mientras que en los datos proporcionados por el sonómetro comienzan a una frecuencia de 16 Hz y finaliza en los 16 kHz. De este modo -y aunque puede ser que el comportamiento de la transmisión del sonido en esas bajas frecuencias no sea significativo-, solo se pueden comparar el rango de frecuencias de las que se disponen datos experimentales.
- iii. Por último, no se disponen de datos experimentales ni de la cantidad de agua en suspensión en las nieblas donde se tomaron las medidas acústicas, ni de la distribución de radios de las gotas en suspensión. Hay que recordar, que si bien en toda atmósfera con niebla real la distribución de gotas en suspensión no es homogénea, el conocer un valor medio de los radios sería de extraordinaria ayuda.

Teniendo estos factores en consideración, se representa en la siguiente gráfica los valores obtenidos de la atenuación con respecto a la frecuencia, para un rango de 125 Hz a 8 kHz y a una distancia de 80 metros de la fuente para compararla con la presentada en el modelo de Cole y Dobbins. La razón de escoger la distancia de 80 metros es por ser la más cercana de las disponibles a las representadas en la **gráfica 7.9**.



**Gráfica 7.10** – Atenuación frente a la frecuencia a 80 metros de la fuente

Como se puede observar, en la **gráfica 7.10** se han superpuesto los resultados de la **gráfica 7.9** con los de la **gráfica 7.10**, donde se podrá observar lo siguiente:



**Gráfica 7.11** – Comparación de datos experimentales con la **gráfica 7.9**

El comportamiento de la curva correspondiente a los datos experimentales para frecuencias por debajo de 250 Hz es análogo -tanto en forma como en orden de magnitud- al de la curva central de la **gráfica 7.9**, aunque, para frecuencias más altas, las diferencias son significativas. A partir de los 250 Hz, la atenuación decrece conforme crece la frecuencia, mientras que en el modelo de Cole y Dobbins la atenuación se mantiene constante. A partir del máximo, la curva de los datos experimentales comienza un decrecimiento hasta alcanzar un mínimo cercano a la frecuencia 1,1 kHz para emprender una tendencia creciente sin rebasar nunca el valor del máximo cercano a los 250 Hz.

Teniendo en cuenta lo anterior y con la correspondiente cautela, se podría concluir, a tenor de la similitud del comportamiento de ambas curvas, que la atmósfera con niebla donde se obtuvieron los valores acústicos *in situ*, podría presentar una distribución de tamaños de gotas en suspensión donde predominaran las de un valor de radio cercano a los 8  $\mu\text{m}$ , que es el valor indicado en la **gráfica 7.9**.

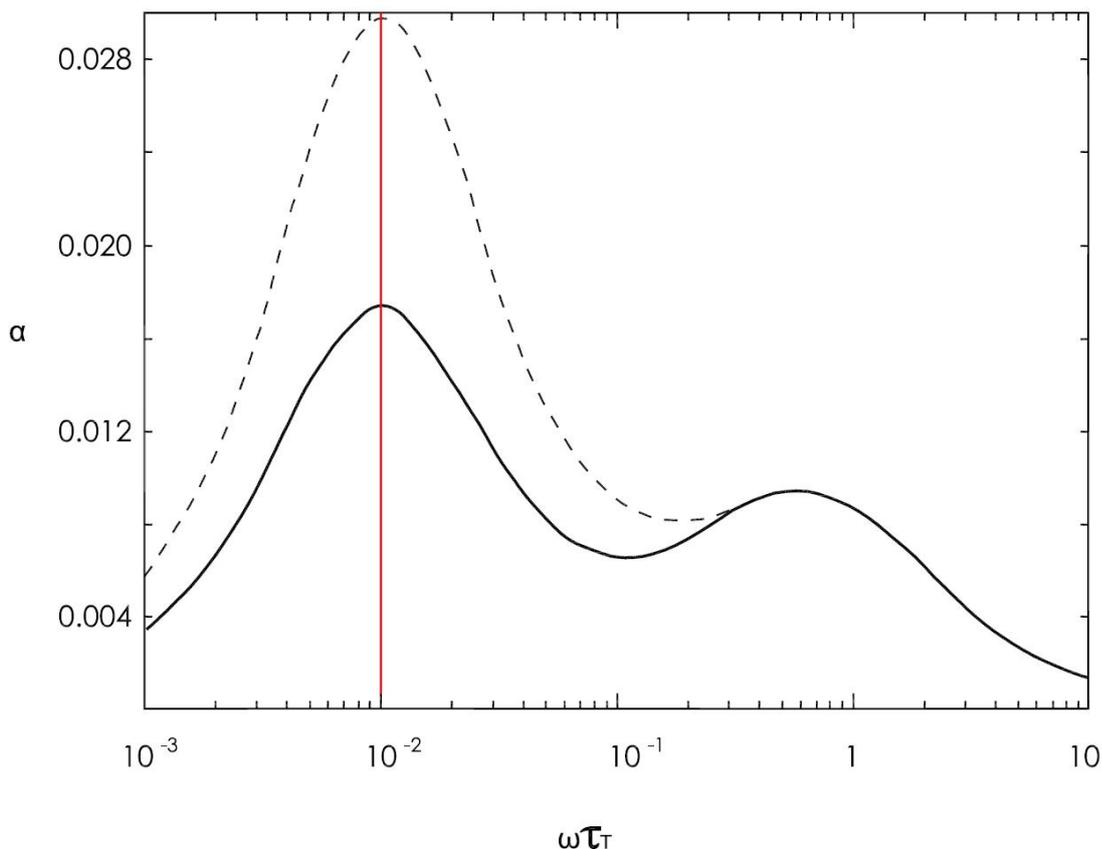
La hipótesis anterior, es decir, suponer que el valor de radio de las gotas en suspensión en la atmósfera donde se tomaron los datos acústicos experimentales es aproximadamente 8  $\mu\text{m}$ , extraída de la comparación de los datos experimentales con la curva de Cole y Dobbins, será utilizada posteriormente en el **apartado 7.6**, correspondiente al análisis de los trabajos de Kandula. Una posible explicación al comportamiento de la curva, según [21], se encuentra en el efecto de transferencia de masa, que es el causante del nivel constante de la atenuación para bajas frecuencias.

## 7.4 - Comparación con el modelo de Davidson

Es conveniente recordar aquí que el modelo de Davidson nace como una corrección al modelo de Cole y Dobbins, en la que el autor considera la niebla como una mezcla ideal de un gas inerte con vapor conteniendo gotas esféricas de líquido de igual tamaño. Son las transferencias de masa entre las gotas y el vapor -junto a las trasferencias de momento y calor entre las gotas y la mezcla de gas- las que influyen en la dinámica de la niebla, tal y como se expuso en el **capítulo 5**.

Como ejercicio de validación de los modelos existentes más importantes, se han comparado los datos experimentales con las propuestas de Cole y Dobbins junto con las de Davidson

Resumiendo el planteamiento de Davidson, la siguiente gráfica muestra sus conclusiones, donde las correcciones aportadas por Davidson figuran en línea continua, mientras que en línea discontinua se muestra el comportamiento para el modelo de Cole y Dobbins- Como se había visto en el **capítulo 5**,  $\alpha$  es una magnitud adimensional y se calcula a través de la ecuación (5.12). En abscisas se representa  $\omega\tau_T$  la frecuencia en  $\text{rad s}^{-1}$ . La gráfica fue obtenida para un valor de  $C_m$  de 0,01<sup>125</sup>.

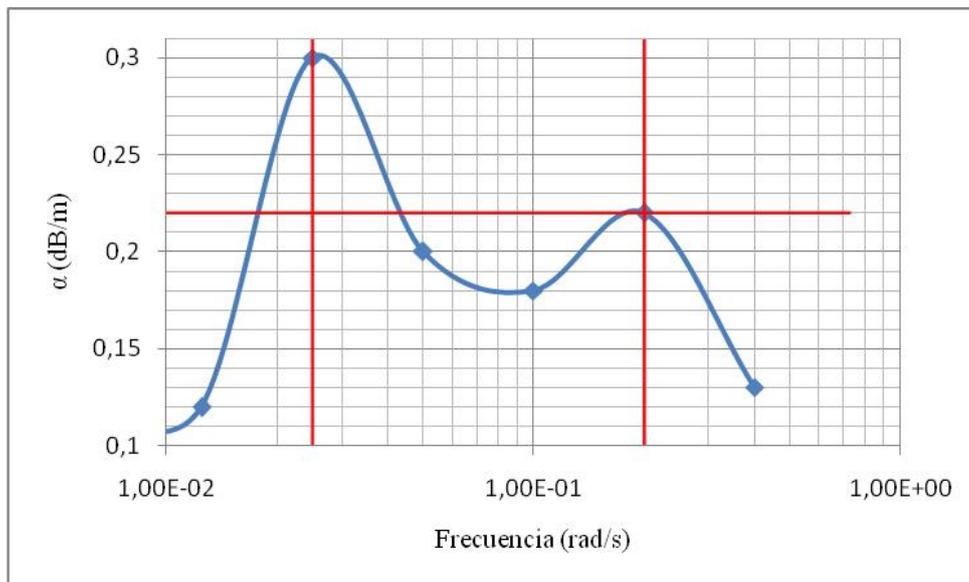


**Gráfica 7.12** – Atenuación frente vs. frecuencia en el modelo de Davidson [29]

<sup>125</sup>  $C_m$  es la carga másica de gotas -*droplet mass loading*, en inglés-, que relaciona la masa de las gotas en suspensión con la del medio.

Para proceder a comparar la **gráfica 7.12** con los valores acústicos obtenidos en las campañas de medidas, se deben previamente hacer las mismas consideraciones respecto a la cantidad de agua por volumen flotando en el medio -como respecto a las bajas temperaturas con que se obtuvieron los valores acústicos-, que se realizaron en el apartado anterior.

Otro factor a tener en cuenta es que -como se señaló en la introducción-, conforme establece la norma ISO 9613-2, el coeficiente de atenuación  $\alpha$  tiene dimensiones de dB/m. Teniendo en cuenta lo anterior, a continuación se muestra la **gráfica 7.13**, donde se representa el coeficiente de atenuación frente a la frecuencia -que ha sido transformada en rad/s- para las medidas obtenidas a 65 m de la fuente.



**Gráfica 7.13** – Coeficiente de atenuación adimensional vs. frecuencia a 65 metros

Como se puede observar, la curva de los valores del coeficiente de atenuación obtenidos presenta una forma bastante similar a la **gráfica 7.12**, con un comportamiento de máximos y mínimos casi idéntico, salvo que la curva correspondiente a los datos experimentales está desplazada hacia las altas frecuencias. La forma tan particular de ambas curvas tiene su explicación en el hecho de que la atenuación debida a transferencia másica a causa de la niebla y que afecta a las frecuencias bajas es bastante mayor que la atenuación debida al momento y a la transferencia de calor a frecuencias altas.

Es difícil establecer una hipótesis que justifique categóricamente el desplazamiento de los máximos relativos a frecuencias altas. Casi con toda probabilidad la justificación de dicho desplazamiento se encuentre en las características de las gotas en suspensión en el medio. Para poder realizar un análisis más exhaustivo se habría de conocer dichas características en ambos experimentos.

El máximo que se observa en las dos curvas de la **gráfica 7.12** cercano al valor de  $10^{-2}$ , en el caso de la curva de los datos experimentales se encuentra aproximadamente a  $1,15 \cdot 10^{-2}$ . Además,

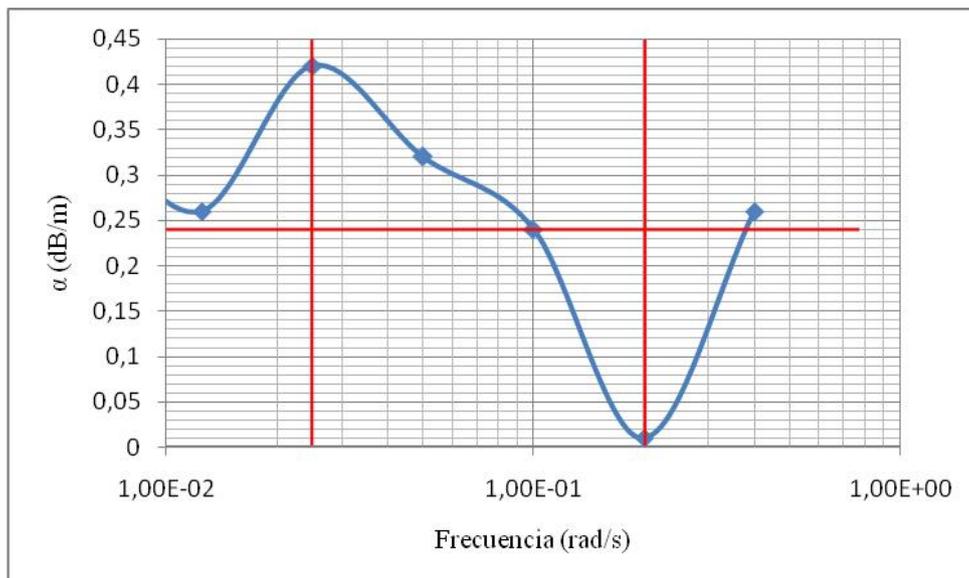
para altas frecuencias parece que el comportamiento en caída es más abrupto para el caso de la curva de los datos experimentales que para la curva de los modelos.

Pero la conclusión más importante que se puede establecer es que si se recuerda, la línea discontinua de la **gráfica 7.12** se corresponde con el modelo de Cole y Dobbins, mientras que la línea continua representa la corrección a dicho modelo debida a Davidson. A tenor de los datos obtenidos, los valores del coeficiente de atenuación son del mismo orden a los que se establecían en el modelo de Cole y Dobbins, presentando un valor máximo cercano a 0,3, que difiere mucho de las correcciones del modelo de Davidson que otorga al máximo ligeramente superior a 0,16.

La explicación a la forma de la curva de la **gráfica 7.13** -como se expuso en el **capítulo 5**- se puede encontrar, en palabras del propio Davidson, en que los factores másicos y de transferencia de calor son los responsables del pico cercano a las bajas frecuencias, mientras que el siguiente pico se debe a que los tiempos de relajación del momento y la transferencia de calor son prácticamente iguales, de ahí que ambos efectos coincidan y dicha coincidencia se traduzca en la aparición del mencionado pico.

Con todo lo anterior, la curva de la **gráfica 7.13** no parece comportarse como las correcciones de Davidson habían predicho y sí parece hacerlo con el modelo de Cole y Dobbins antes de ser corregido por Davidson.

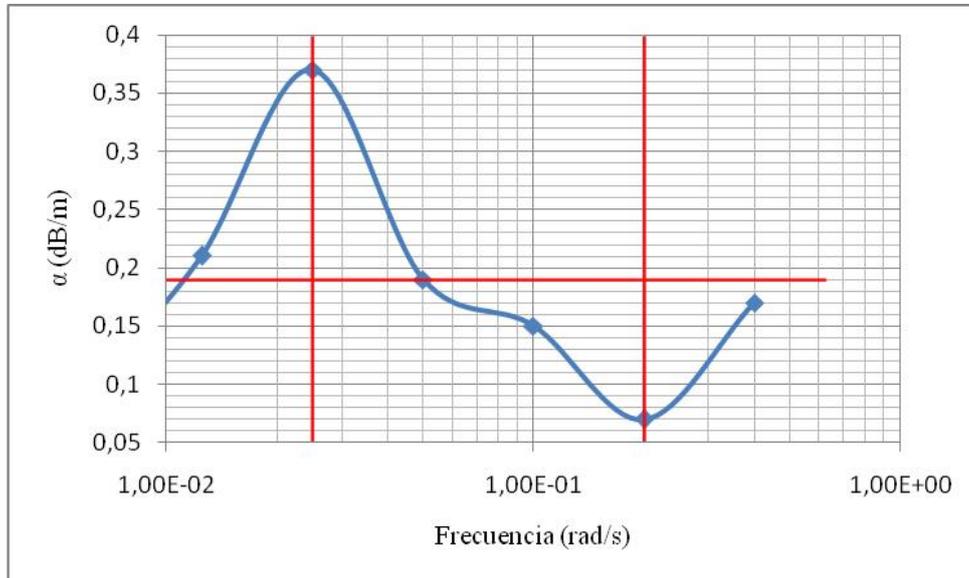
Las curvas de los valores obtenidos para las distancias de 55 y 75 metros respectivamente se muestran en las **gráfica 7.14** y **7.15**:



**Gráfica 7.14** - Coeficiente de atenuación adimensional vs. frecuencia a 55 metros

El hecho de recoger estos valores es debido a que son los puntos, dentro de la línea de medición, más cercanos a la torre de 10 metros y, por lo tanto, los valores obtenidos son más

fiables. Para los datos obtenidos a 55 metros se puede observar que la gráfica representa un comportamiento similar al visto con anterioridad para el caso de 65 metros, pero -como se puede observar-, se aprecia un fuerte decrecimiento del coeficiente de atenuación centrado en la frecuencia de 2 kHz.



**Gráfica 7.15** - Coeficiente de atenuación adimensional vs. frecuencia a 75 metros

Para el caso de los datos obtenidos a 75 metros el decrecimiento parece que se acentúa más y continúa centrado en el valor de  $2 \cdot 10^{-2}$ . Se observa que conforme aumenta la distancia a la fuente, los máximos se aproximan y se sitúa en una frecuencia cercana a  $10^{-1}$ . Hay que destacar que con respecto a los máximos de la atenuación esta vez el de las altas frecuencias supera al de las bajas frecuencias.

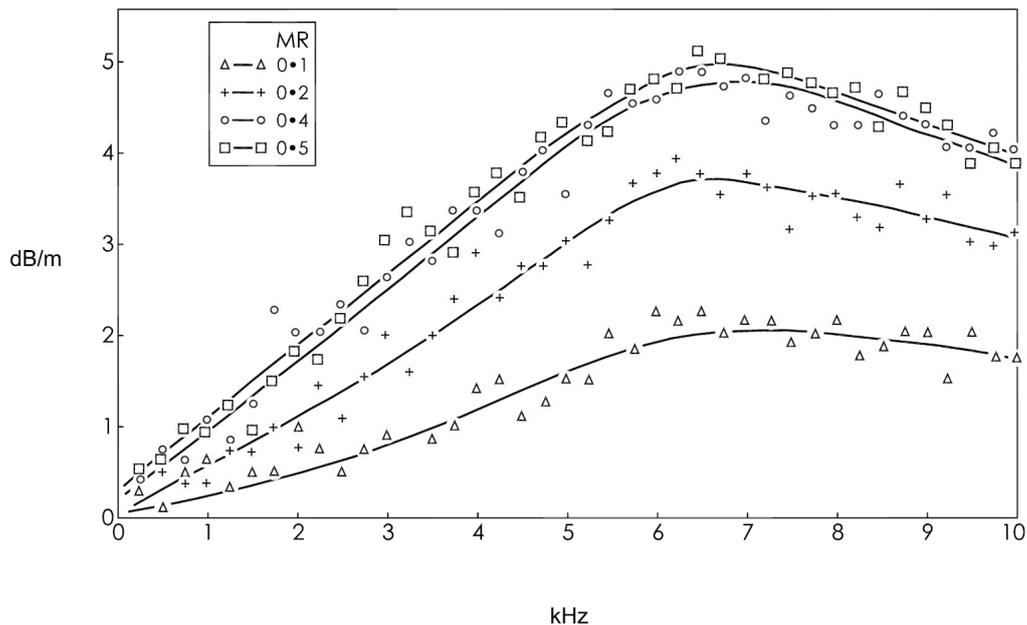
De la comparación de los datos obtenidos experimentalmente con los del modelo de Davidson se pueden extraer varias conclusiones:

- i. La primera es que se ha encontrado un comportamiento parecido en las gráficas obtenidas que refuerza la calidad de los datos experimentales.
- ii. La segunda es que la interpretación de los datos experimentales en atmósfera libre con niebla no concuerdan con las correcciones hechas por Davidson al modelo de Cole y Dobbins.
- iii. Además, se observa un corrimiento de los máximos relativos a frecuencias más altas, siendo probablemente la causa de dicha disimilitud las diferencias en las características de las gotas en suspensión en ambos experimentos.

## 7.5 - Comparación con los trabajos de Mahanta

En el **capítulo 5**, -en el apartado dedicado a mostrar los trabajos de Mahanta [24]-, se exponía que los autores habían instalado un dispositivo experimental compuesto por tres inyectores capaces de producir de manera artificial gotas de agua en un medio gaseoso dentro de un tubo. Con semejante dispositivo se podía controlar de un modo muy preciso la mezcla gas-gotas, y , en particular, disponer de datos experimentales acerca de la influencia de la concentración de gotas en la transmisión del sonido.

Los resultados de dichos experimentos quedaron reflejados en la **gráfica 7.16** -equivalente a la **gráfica 5.4**- que se reproduce a continuación:

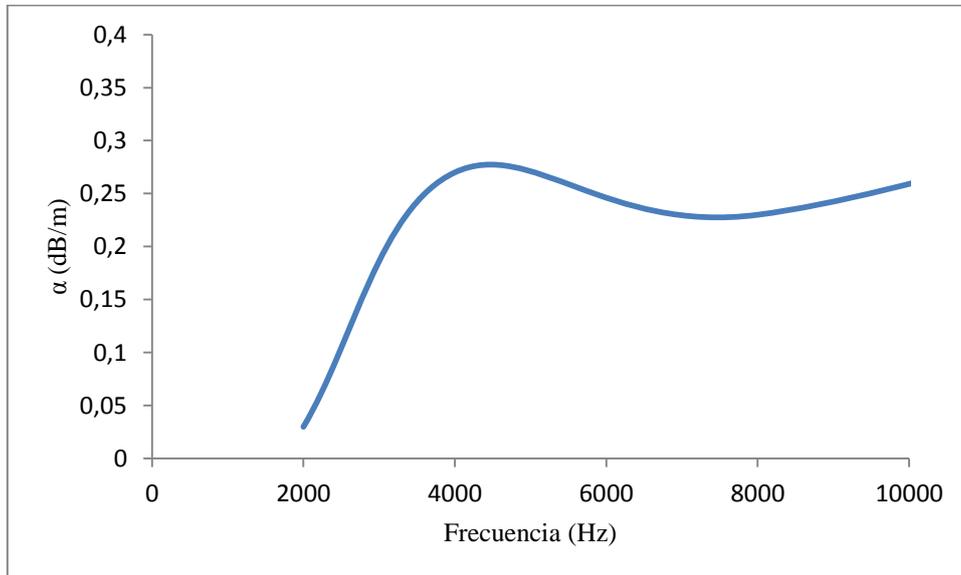


**Gráfica 7.16** – Atenuación frente a la frecuencia para cuatro valores de concentración de gotas [24]

En ella se representa la atenuación en dB/m frente a la frecuencia en kHz para cuatro valores de concentración de gotas. Mahanta concluía que la atenuación del sonido presenta un comportamiento creciente hasta alcanzar un máximo cercano a los 7 kHz para decrecer suavemente. Como se observa en la **gráfica 7.16**, la atenuación depende fuertemente de la concentración de gotas.

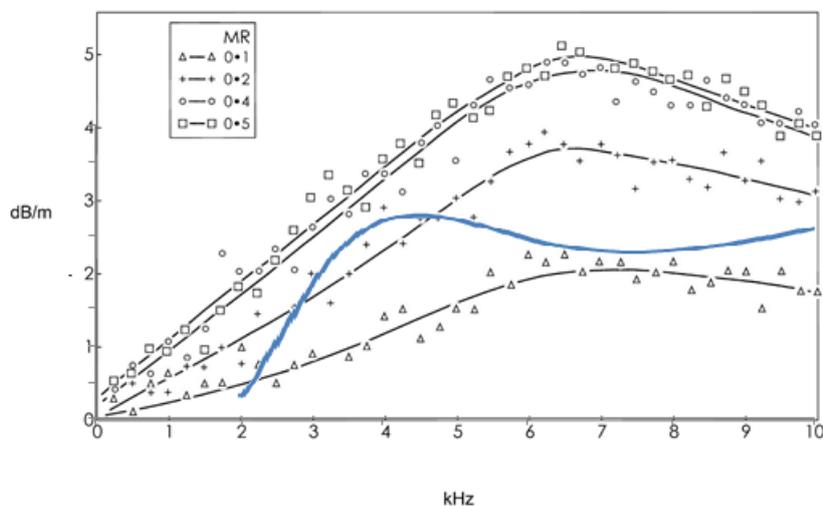
Los valores que obtiene Manahata en su experimento dentro del tubo para el coeficiente de atenuación  $\alpha$  en dB/m son un orden de magnitud mayores que los que se obtienen para la atmósfera, -tal y como se describe en la **tabla I.2** de la norma ISO 9613-2 mostrada en el **anexo I**-.

Con los datos experimentales obtenidos y que se han venido presentando, se determina el coeficiente de atenuación según la ecuación (L.8) -descrita en el **anexo I**, como indica la norma ISO 9613-2-. La **gráfica 7.17** representa dichos valores de atenuación. Si se comparan los resultados experimentales con los obtenidos por Mahanta en sus ensayos, se observa, en primer lugar que el orden de magnitud para las curvas de Mahanta es de un orden mayor que el de la **gráfica 7.17**.



**Gráfica 7.17** – Atenuación frente a la frecuencia de los datos *in situ*

Cabe señalar que en la **gráfica 7.17** se ha representado en el eje de las abscisas la frecuencia en escala lineal hasta un valor de 10 kHz y en el de las ordenadas se representa la atenuación acústica en dB/m. La razón de escoger una escala lineal hasta 10 kHz y la atenuación en dB/m es asemejarse lo más posible a la representación de Mahanta.



**Gráfica 7.18** – Comparación de datos experimentales con la **gráfica 7.16**

Hay que aclarar que -a diferencia de los experimentos realizados por Mahanta [24], en los que se podía modificar la relación másica del medio-, en el presente caso, como se expuso en el capítulo anterior, eso no es posible y se presenta solamente una curva de comportamiento, en vez de cuatro como en la **gráfica 5.16**.

Con el fin de poder comparar el comportamiento de las curvas de ambas gráficas, se procede a superponerlas, pero aumentando un orden de magnitud los datos del coeficiente de atenuación obtenido experimentalmente y representado en la **Gráfica 7.18**.

De la comparación entre ambas gráficas se puede extraer que ambas curvas se rigen por un comportamiento similar, salvando las distancias que diferencian ambos métodos de toma de datos, como son la temperatura y las condiciones de obtención que se expusieron en el **capítulo 6**. Pese a que la curva de la **gráfica 7.18**, presenta un comportamiento similar al mostrado en la **gráfica 7.16**, la curva de los datos acústicos obtenidos *in situ* muestra que el máximo está situado a frecuencias menores que los que muestra Mahanta en su gráfica. En concreto el máximo se sitúa cercano a los 4 kHz.

Los valores del coeficiente de atenuación para el caso del presente trabajo estarían situados entre los valores de las dos curvas inferiores, con lo que se puede concluir que -conforme a la comparación de ambas gráficas-, el día de la toma de datos acústicos, la atmósfera presentaba un  $MR^{126}$  de un valor aproximado de 0,15.

La comparación de los datos experimentales obtenidos con los del trabajo de Mahanta sive para establecer la hipótesis de que la atmósfera en que se realizaron las medidas experimentales el 7 de enero de 2015 presentaba un valor de  $MR$  aproximado de 0,15. Esta hipótesis será utilizada posteriormente en el apartado correspondiente al análisis de los trabajos de Kandula.

Además de lo mencionado anteriormente, la curva de la **gráfica 7.17** presenta -como se observa-, un comportamiento tras el máximo que difiere de las curvas de la **gráfica 7.16**, donde decrecían suavemente para valores altos de frecuencia. En cambio, en la **gráfica 7.17** se observa la aparición de un pequeño mínimo situado en torno a los 7 kHz tras el que la curva experimenta un pequeño crecimiento conforme aumenta la frecuencia. La causa de esta diferencia de comportamientos del medio es debida, probablemente, a las diferencias en el montaje experimental. Mientras que los trabajos de Mahanta se realizaron en un tubo con control de todas las variables, los datos obtenidos en la presente tesis doctoral son en atmósfera libre.

En todo caso -y a pesar de las diferencias entre ambos montajes experimentales-, se corrobora la tendencia de aumento del coeficiente de atenuación conforme aumenta la frecuencia hasta un determinado valor máximo que posteriormente no es superado en ningún caso.

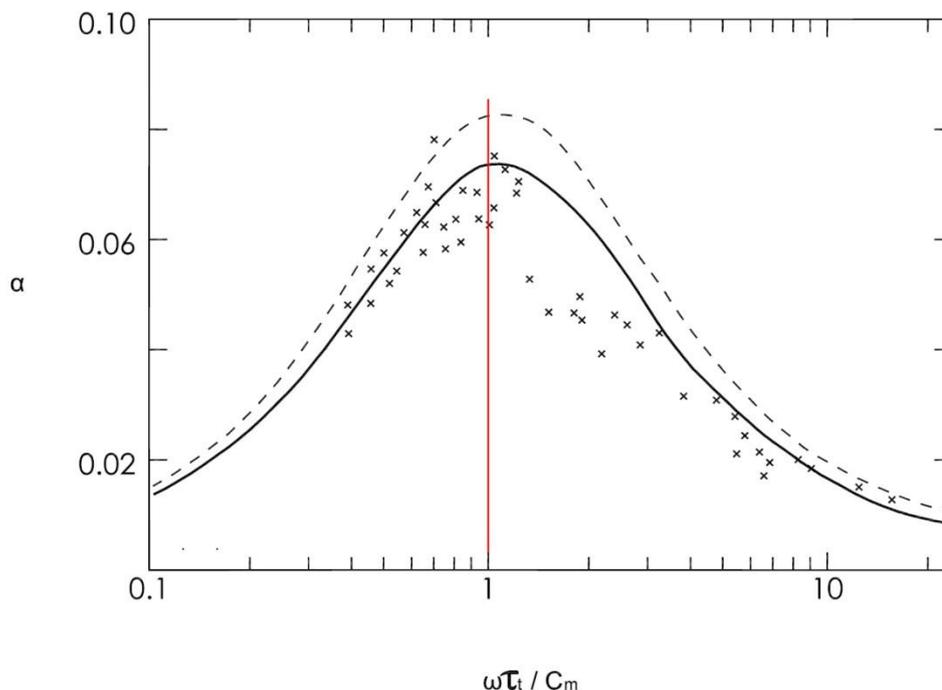
---

<sup>126</sup> Mahanta define  $MR$  -fracción másica, *mass fraction*, en inglés-, como la ratio entre la masa de las gotas de líquido y la del aire en un volumen dado del medio.

## 7.6 - Comparación con los trabajos de Kandula

La contribución de los trabajos de Kandula [30] [31] [87] a la propagación del sonido en medios con partículas en suspensión ya fue mencionada en el **capítulo 5**. A modo de resumen Kandula concluye que existe una variación con respecto a lo predicho por Cole y Dobbins, debido a varios factores, entre ellos el efecto de la relajación no lineal de las partículas en suspensión sobre el coeficiente de absorción.

En la **gráfica 7.19** –idéntica a la **gráfica 5.5**–, se representan las predicciones del modelo de Cole y Dobbins en línea discontinua, frente al modelo corregido de Kandula en línea continua. Los puntos corresponden a los datos obtenidos por Cole y Dobbins. En el caso de Kandula, los datos experimentales fueron obtenidos en una cámara de Wilson, donde las gotas en suspensión generadas presentaban un tamaño medio de entre 1,8 y 10  $\mu m$ .



**Gráfica 7.19** – Comparación de las predicciones de Cole y Dobbins con las de Kandula [30]

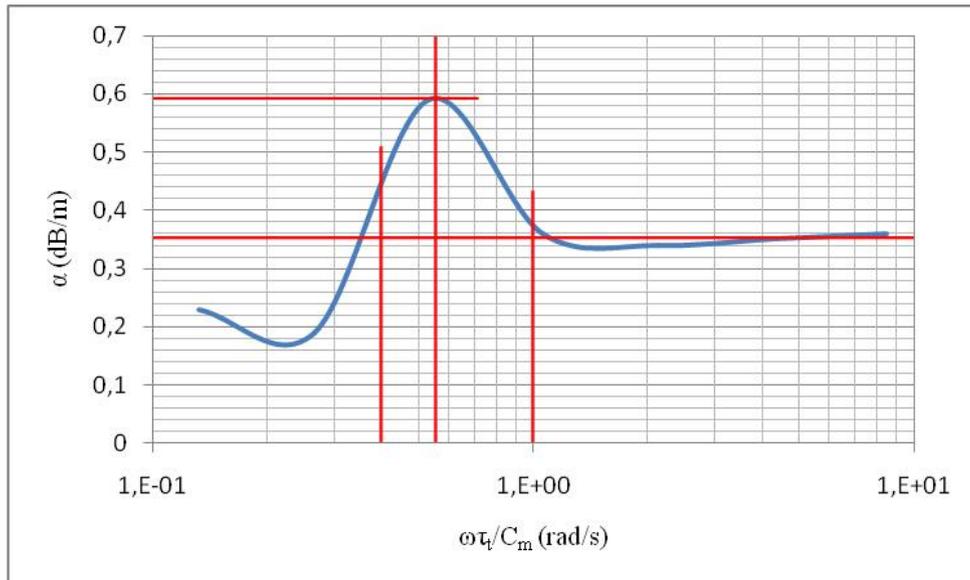
Se debe recordar aquí que Kandula definía la variable  $C_m$  como la carga másica de gotas<sup>127</sup>, es decir, la ratio de la masa de gotas con respecto a la masa de la mezcla gaseosa por unidad de volumen, y en la **gráfica 7.19** viene representado el coeficiente de atenuación adimensional frente a la frecuencia en rad/s para un rango de  $C_m$  de entre 0,1 y 3.

Como ya se comentó anteriormente, al comparar los datos obtenidos experimentalmente con el modelo de Cole y Dobbins se llegó a la conclusión de que la atmósfera donde se realizaron las medidas podría presentar un tamaño medio de 8  $\mu m$ . Dicho dato concuerda con el tamaño medio de las gotas en los experimentos de Cole y Dobbins en la cámara de Wilson. Por otra parte de la

<sup>127</sup> *Droplet mass loading*, en su definición en inglés.

comparación de los datos acústicos experimentales con los trabajos de Mahanta, se llegaba a la conclusión de que la atmósfera en la toma de datos podría presentar un valor de  $MR$  de 0,5.

Tomando como hipótesis estos valores de tamaño medio de las gotas en suspensión y de fracción másica para la atmósfera en la toma de datos acústicos experimentales obtenidos el 7 de enero de 2015 a una distancia de 35 metros a la fuente, el coeficiente de atenuación obtenido es el siguiente:



**Gráfica 7.20** – Atenuación frente a la frecuencia de los datos *in situ*

En la **gráfica 7.20** se representa el coeficiente de atenuación -dimensional en el presente caso- frente a la frecuencia dividida entre  $C_m$ . Como se puede comprobar, el resultado de los datos experimentales obtenidos concuerda en forma con los de la **gráfica 7.19** solamente para un rango de frecuencias entre 0,3 y 1 rad/s. Hay que observar que los datos de la **gráfica 7.20** difieren de los presentados por Kandula en que el máximo se presenta en un valor de aproximadamente 0,45 rad/s, mientras que los presentados por Kandula, el valor de la frecuencia para el máximo es la unidad.

De la comparación de los datos presentados por Kandula -a su vez obtenidos en una cámara de Wilson-, con los experimentales del presente trabajo, se puede concluir que el comportamiento en ambos casos es similar ya que ambas presentan un máximo para la atenuación bastante destacable, si bien, dicho máximo se presenta para los datos del presente trabajo desplazado hacia las frecuencias bajas.

Ambas gráficas difieren en especial en que mientras que para los datos de Kandula el coeficiente de atenuación decae desde el máximo conforme aumenta la frecuencia, la **gráfica 7.20** muestra como en el caso de los datos del presente trabajo el decaimiento del coeficiente de atenuación no decae tan abruptamente, sino que se estabiliza. La posible justificación de esta disimilitud en el comportamiento se debe a las diferencias del comportamiento acústico de las gotas suspendidas en el medio en ambos experimentos. No hay que olvidar que las obtenidas por Kandula lo fueron en una cámara.

## 7.7 - Aplicaciones: propuesta de aplicación y de patente

Aparte de los modelos de predicción de ruido, las aplicaciones que reportan los estudios de la propagación del sonido en exteriores suelen estar relacionadas con soluciones a los problemas de ruido generado por el tráfico, tanto rodado como aéreo. Sin embargo, son muchos más los campos por explorar.

Aunque a decir verdad, no son muchas las aplicaciones que se puedan citar en las que intervengan resultados provenientes de estudios de propagación en exteriores con niebla, cuando se describió en el **apartado 5.4** el modelo de Davidson, ya se comentó cómo Mahanta y sus colaboradores [24] desarrollaron una aplicación para reducir el ruido en ambiente industrial por medio de una cortina de aire y agua alrededor de la maquinaria generadora de ruido. También Rozenfel'd [92] –**anexo IV**- apunta la posibilidad de utilizar medidas directas acústicas para el cálculo de variables meteorológicas.

De las pocas inversiones en aplicaciones en este campo, se señalan aquí tres ejemplos: como las solicitudes de patente japonesa [93], y de patentes chinas [94] [95]. En ellas los solicitantes incoaron proceso para obtener protección de una invención basada en un generador de niebla a través del uso de ultrasonidos; un disipador de niebla también con el uso de ultrasonidos y señales acústicas de baja frecuencia, respectivamente.

Es evidente que no toda investigación que se desarrolla se traduce necesariamente en una aplicación práctica o explotable comercialmente, si bien, el hecho de que así sea supone un valor añadido a la investigación propiamente dicha.

Como una aplicación a todo lo estudiado e investigado a lo largo de los años de preparación de esta tesis doctoral, se propone a continuación un método para determinar la cantidad de agua en suspensión en una atmósfera de niebla basado en la teoría de propagación del sonido en estas condiciones y utilizando como instrumentos dos teléfonos móviles de última generación. La descripción del mencionado método se concreta en una propuesta de solicitud de patente para esta aplicación.

El método que aquí se expone tiene multitud de aplicaciones en diversos campos, tantos meteorológicos como agrícolas, pasando por -a modo de ejemplo-, optimizar la mezcla de combustión de aeronaves teledirigidas. Sin bien -circunscribiendo el uso al tema de estudio de la presente tesis-, fundamentalmente servirá en un futuro para poder ajustar los datos acústicos con los modelos existentes.

## Medición de la cantidad de agua en suspensión en una atmósfera con niebla por unidad de volumen

Se propone aquí un método y un dispositivo que permitan conocer en tiempo real la cantidad de agua en suspensión en una atmósfera con niebla por unidad de volumen.

Numerosos han sido los intentos de desarrollar una aplicación para los teléfonos móviles de última generación que permita calcular la distancia entre ellos con un rango de error aceptable. Dentro de las técnicas empleadas se encuentra la localización vía GPS de ambos dispositivos. El mayor inconveniente que presenta el uso de la citada técnica radica en que la tecnología GPS aplicada a móviles no tiene una buena precisión a distancias cortas y el margen de error que se comete es importante.

Otros métodos han tratado de resolver el problema con el uso de tecnología *bluetooth*, integrada en los terminales de telefonía móvil de última generación. Estos métodos se basan en detectar la señal electromagnética enviada por uno de los dispositivos -que actuaría en modo emisor-, por parte del otro dispositivo -que lo haría en modo receptor-. El problema fundamental del uso de esta tecnología se encuentra en que la intensidad de la señal recibida por el receptor no se debe exclusivamente a la proveniente directamente del emisor, sino que están incluidos todos los rebotes que la señal electromagnética emitida produzca debido a los objetos colindantes, obteniendo resultados de escasa precisión [96].

Para resolver esta falta de precisión, existe numerosa tipología de algoritmos -llamados algoritmos de triangulación [97]- que permiten mejorar la precisión en el posicionamiento de dos terminales en conexión, pero precisan de la participación de un tercer terminal.

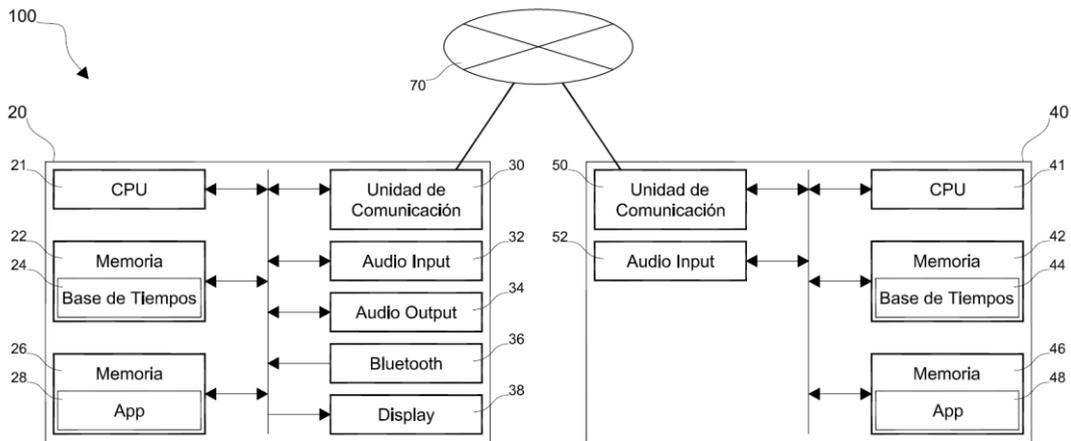
Un tercer tipo de soluciones pasan por que la señal emitida no sea electromagnética sino acústica [98]. Para ello uno de los dispositivos haciendo las veces de emisor transmite una señal sonora que al ser recibida por el otro dispositivo compute -conocida la velocidad de transmisión del sonido-, la distancia entre ambos. Al parecer, la aplicación mencionada es capaz de corregir la velocidad de la transmisión teniendo en cuenta los valores de la temperatura del medio.

Gran parte de las dificultades con las que se encuentran los métodos del estado del arte anteriormente mencionados, estriban que su propósito consiste en determinar la posición tanto en interiores como en exteriores de varios dispositivos. Para el uso en interiores los métodos anteriores se basan en la detección del RSSI<sup>128</sup>. Ese parámetro no es el adecuado -por lo visto anteriormente-, para calcular el posicionamiento de dos terminales en recintos interiores [99].

El método presentado aquí calcula la cantidad de agua en suspensión en una atmósfera con niebla con el uso de dos terminales de telefonía móvil de última generación. Por ello, su uso se restringe a espacios exteriores.

---

<sup>128</sup> Indicador de Intensidad de señal recibida -*Received Signal Strength Indicator*, en inglés-, disponible en la versiones de Bluetooth 1.2 y posteriores.



**Figura 7.1**

La arquitectura del dispositivo propuesto se puede explicar con el uso de la **figura 7.1**, donde se representa el sistema (100) propuesto. En él se detallan dos terminales móviles (20) y (40) que constan de sendas CPU's (21) y (41), sendas memorias (26) y (46) donde alojar la programación de cálculo o aplicación (28) y (48), y sendas memorias (22) y (42) donde alojar las correspondientes bases de tiempos (24) y (44). Además, los terminales (20) y (40) disponen de módulos de emisión y recepción de audio con filtros para emitir y recibir a frecuencias seleccionadas (32) y (34) para el dispositivo (20) y (52) para el dispositivo (40). Para el dispositivo (20) se incorpora, además, un módulo de gestión *Bluetooth* (36) y de gestión del *display* (38).

Ambos terminales están conectados entre sí a través de las respectivas unidades de comunicación (30) y (50), por medio de una red (70), sea esta local, Internet o cualquier otra.

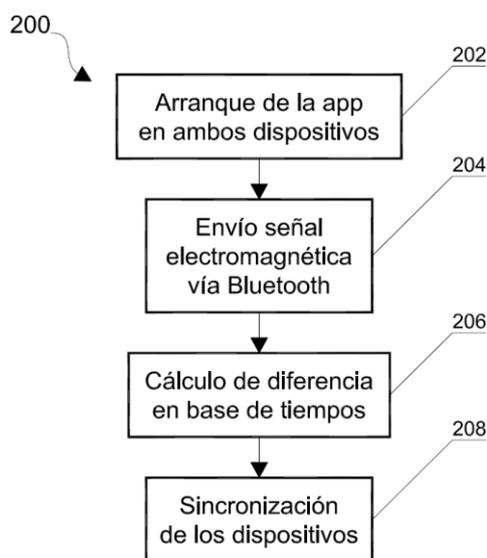
El método de cálculo propuesto sigue la secuencia (200) expuesta en la **figura 7.2**, donde en el primer paso (202) tiene lugar el arranque de la aplicación (*App*) -alojada en (28) en el dispositivo (20) y en (48) en el dispositivo (40)-.

Una vez arrancadas las aplicaciones en los dos dispositivos, se procede a sincronizar ambos terminales entre sí. Esta sincronización puede realizarse por cualquiera de los métodos conocidos a tal efecto, incluso a través de la red (70) que conecta unos terminales con otros por medio de esta red.

La aplicación que corre en cada uno de los terminales comienza -una vez arrancada y de manera espontánea-, a gestionar las bases de tiempos (24) y (44). Esta gestión de las bases de tiempos consiste en contabilizar en las respectivas memorias (22) y (24) las unidades mínimas de reloj del dispositivo de manera secuencial, y registrarlas en las respectivas memorias de las bases de tiempos.

La sincronización de ambos terminales entre sí es necesaria para disponer de una buena precisión para ser usada en posteriores cálculos.

El modo de proceder es el siguiente: uno de los usuarios de los terminales -estando los terminales uno cerca del otro-, arranca el proceso de sincronización actuando en el lugar indicado en el *display* (38) por la aplicación. En ese instante, el terminal (20) -que actuará a partir de ahora como terminal emisor-, envía una señal (204) que es recibida por el terminal (40) -que a partir de ahora actuará como terminal receptor-. En dicha señal va enviada la información correspondiente de la base de tiempos del terminal emisor. La señal puede estar codificada o encriptada con cualquiera de los algoritmos conocidos para codificar o encriptar información.



**Figura 7.2**

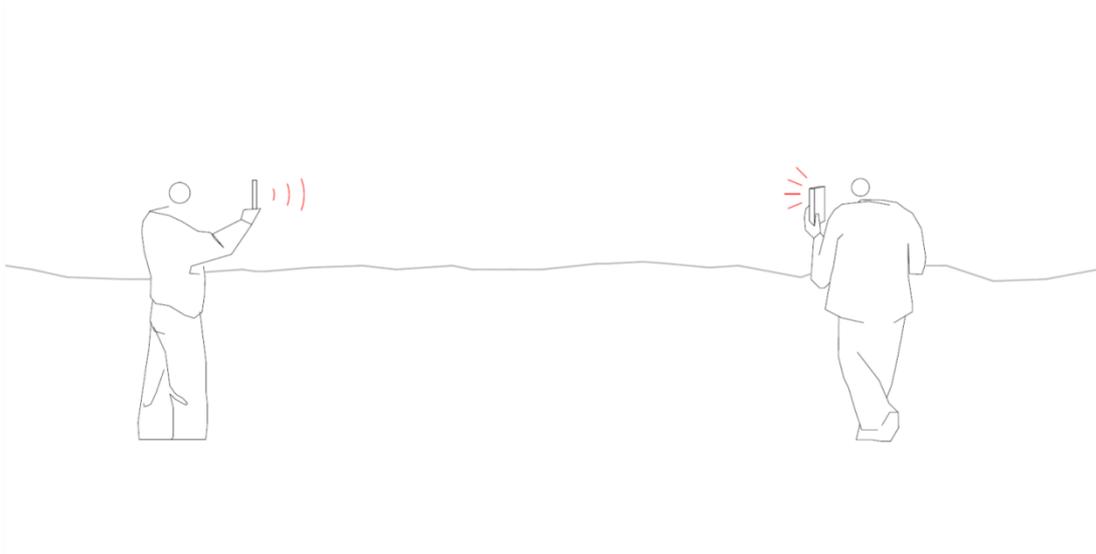
Una vez recibida la señal (204), el proceso (200) comienza a calcular la diferencia en la base de tiempos (206). Para ello, el terminal receptor compara la lectura de la base de tiempos del terminal emisor con la obtenida dentro de la memoria (44) y corrige su base de tiempos sincronizándola con la del terminal emisor.

Los cálculos realizados por las correspondientes CPU (21) y (41) tienen un consumo de tiempo mínimo -ya que las operaciones realizadas en los procesos descritos son simples-, y no debería suponer merma alguna en la precisión de la medida. Pese a todo -y para mejorar la precisión- se pueden repetir los pasos (204), (206) y (209), actuando ahora el terminal receptor como emisor y viceversa, hasta que se minimice la diferencia de ambas bases de tiempo.

Otro método de tener en cuenta el tiempo de cálculo transcurrido es lanzar la aplicación en vacío y calcular el número de ciclos de reloj que el procesador ha necesitado utilizar para correr todo el programa y restar esa cantidad del resultado obtenido en (206).

Llegados a este punto, cada usuario -gestionando la aplicación de su correspondiente terminal-, se separa del otro una distancia determinada -tal y como se puede observar en la **figura 7.3**-.

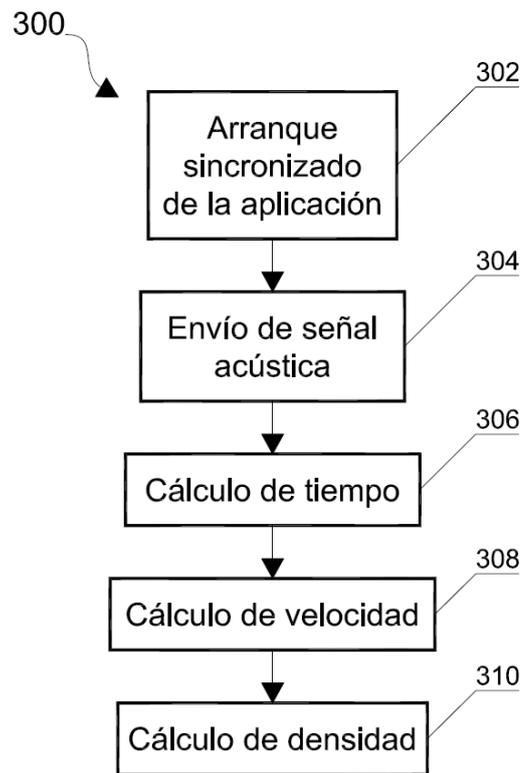
El presente método tiene su rango de validez en recintos exteriores y en presencia de niebla, o con un alto porcentaje de humedad relativa en el ambiente.



**Figura 7.3**

Una vez sincronizados con la precisión deseada ambos dispositivos, se procede a ejecutar la secuencia (300) descrita en la **figura 7.4**. La secuencia (300) comienza con el arranque sincronizado de la aplicación (302), el objetivo de la secuencia (300) es -en un primer instante-, calcular la velocidad de propagación del sonido a diferentes frecuencias.

Para ello, el terminal emisor envía una señal electromagnética disparada directamente por la aplicación en su arranque sincronizado. Esta señal envía de modo codificado -o encriptado con cualquier método disponible en el arte de codificación o encriptación de señales- la lectura de la base de tiempo del terminal emisor. Una vez recibida dicha señal por el terminal receptor pasa a calcular por medio de su CPU (40) el tiempo transcurrido entre la emisión de la señal y su recepción y de tal manera calcular la distancia entre ambos terminales.

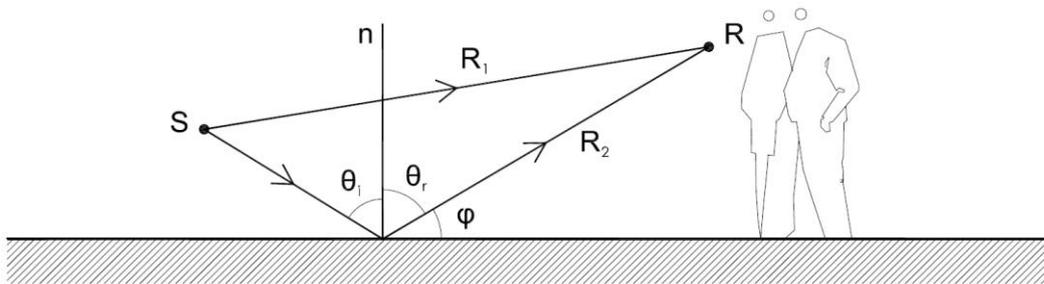


**Figura 7.4**

Este proceso puede ser repetido varias veces hasta lograr la precisión deseada por los usuarios. También -y en otra variante dentro del mismo método-, se puede incorporar un paso previo de calibrado, consistente en situar ambos terminales a una distancia conocida y realizar el proceso anterior hasta corregir la distancia calculada entre los terminales con la distancia fija conocida.

El método propuesto varía de los conocidos en el arte en que su uso en exteriores minimiza el número de rebotes de la señal electromagnética, de tal modo que la recepción de la señal directa predomine sobre las señales rebotadas.

Hay que señalar que -tal y como se ha descrito-, es a la recepción de la información codificada de la base de tiempos del emisor cuando se comienza el cálculo correspondiente y, por lo tanto, esa primera recepción es la de la señal directa, debido a que la diferencia de caminos entre la señal directa y las reflejadas es significativa. Por lo tanto, también son significativos los tiempos de retardo entre la recepción de la señal directa y las reflejadas. Dicha diferencia se representa en la **figura 7.5**.



**Figura 7.5**

Una segunda diferencia con los métodos conocidos en el arte es que no se utiliza la recepción de RSSI, sino la información codificada en una señal electromagnética. De este modo se evitan todos los problemas mencionados en la introducción, referentes a la determinación de la distancia entre dos terminales usando la tecnología RSSI.

Volviendo a la **figura 7.4**, una vez conocida la distancia entre los usuarios, el proceso continúa en su punto (304) con el envío de señales acústicas a diferentes frecuencias por parte del terminal emisor. Dicho envío está dirigido y gestionado directamente por la aplicación en ambos terminales simultáneamente, ya que desde la sincronización los dos terminales tienen la misma base de tiempos. Una vez recibidas dichas señales por parte del terminal receptor, la CPU (41) calcula la diferencia entre los tiempos de la base de tiempos de emisión y recepción (306).

Conocida la diferencia de tiempos de la base de tiempos de emisión y recepción, la CPU (41) procede a calcular la velocidad de transmisión por frecuencias (308). Diversas alternativas al presente método consisten en el envío para el proceso descrito en (304), (306) y (308) por parte del terminal emisor de una señal acústica monofrecuencial o plurifrecuencial.

Para el primer caso, el envío de una señal de una sola frecuencia ha de ser repetido tantas veces como velocidades de la señal a diferentes frecuencias se deseen calcular. Para el segundo caso, en la recepción de una señal multifrecuencial ha de ser filtrada -con el uso de los filtros conocidos adecuados para tal fin-, en tantas frecuencias como se deseen obtener.

Continuando con el proceso (300), una vez calculada la velocidad de la emisión de la señal acústica se procede al cálculo de la densidad del medio (310). Para ello se hace uso de las relaciones existentes en el arte que combinan la velocidad del sonido a una frecuencia determinada con la densidad del medio. Una alternativa al método propuesto consiste en el uso de la ecuación (IV.39) del modelo de Rozenfel'd, descrita en el **anexo IV**.

Otra alternativa al presente método consiste en la emisión simultánea de sendas señales, una acústica y otra electromagnética, de tal modo que se reduce el tiempo de computación al simultanear los procesos (200) y (300).

Con todo lo anterior, se podría solicitar la concesión de una patente del método y sistema descritos bajo la siguiente:

Reivindicación:

1 – Método de cálculo de la masa de agua en suspensión contenida en un espacio abierto en condición meteorológica de niebla caracterizado por:

- a. el uso de dos terminales de telefonía móvil.
- b. una unidad de sincronización de los terminales móviles
- c. una unidad de cálculo de distancias entre los terminales móviles
- d. una unidad de cálculo de velocidad de una señal acústica.

donde la unidad de sincronización de los terminales móviles gestiona una base de tiempos y la unidad de cálculo de distancias envía una señal con el valor correspondiente de la base de tiempos de un terminal y el otro terminal calcula la distancia entre ambos utilizando ese valor de la base de tiempos.

El uso de la aplicación descrita anteriormente es múltiple, pero de especial significancia resulta para el tema de esta tesis doctoral, ya que, por ejemplo, con esta aplicación se abre un nuevo camino para poder validar el modelo de Labajo de un modo sencillo y dar un valor a la masa de agua en fase líquida en suspensión, en vez de utilizar valores aportados por las observaciones de [55] o los aportados por [38] [56], como se apuntó en el **capítulo 3**.

### 8.1 - Conclusiones



Una vez analizados los resultados y descrita la propuesta de una aplicación práctica -como se vio en el capítulo anterior-, y a modo de colofón a la presente tesis doctoral, en este capítulo se van a sintetizar las conclusiones que se pueden establecer tras el análisis de los resultados.

Así mismo, se procederá a indicar cuáles -en opinión del autor-, han de ser las líneas de investigación que se han de seguir en el campo de la propagación del sonido en exteriores

en atmósfera con niebla.

Como primera conclusión hay que resaltar que se ha realizado un estudio pionero que abre una nueva vía de investigación. La presente tesis doctoral ha abordado todos los factores tanto teóricos como experimentales relacionados con la propagación del sonido en condiciones de niebla y propone una línea de trabajo a seguir en las investigaciones que se realicen en este campo.

El trabajo de investigación del estado del arte emprendido en la presente tesis doctoral y enmarcado como primer objetivo de la misma ha sido realizado con detalle y de modo global. Se ha indagado en fuentes bibliográficas tanto científico-académicas como jurídico-técnicas -como es el caso de la bibliografía en patentes-, hecho este poco frecuente en este tipo de trabajos académicos. Fruto de esa labor -y como resulta de la gran cantidad de bibliografía consultada-, se ha rescatado el modelo propuesto por Rozenfel'd -desconocido en los círculos académicos y descrito en el **anexo IV**-, y que, a buen seguro, será objeto de estudio en futuros trabajos de investigación.

Además, desde el punto de vista histórico, como consecuencia del esfuerzo de investigación bibliográfica, por primera vez se saca a la luz una disertación sobre si las preocupaciones de Samuel Pepys acerca del sonido *portado por el viento* y narradas en el **capítulo 2**, probablemente pudieran haber sido conocidas por Isaac Newton antes de publicar sus resultados sobre la propagación del sonido.

Desde el punto de vista científico y académico, la aportación principal de la presente tesis doctoral y objetivo principal de la misma ha sido la obtención de medidas experimentales conjuntas, tanto acústicas como meteorológicas, en el exterior en una atmósfera con niebla real -tal y como se describe en el **capítulo 5**-.

Pese a las dificultades existentes en su obtención –ya expuestas en el **apartado 6.3**-, el haber logrado recabar el conjunto de medidas presentadas en esta tesis, constituye -como se comentó en el apartado dedicado a los objetivos en el **capítulo 1**-, *per se*, una novedad que merece ser destacada. Prueba de dichas dificultades es que no se conocen trabajos similares en el arte y, a buen seguro, las conclusiones de la presente tesis doctoral servirán la comunidad científica de base para futuros trabajos de investigación con los que poder validar los modelos teóricos propuestos.

Con el objeto de valorar la bondad de los datos experimentales obtenidos se procedió al análisis de los mismos como se expuso en el **capítulo 7**, comparándolos con datos experimentales previamente obtenidos de otros trabajos de investigación en el mismo lugar y con los modelos teóricos descritos en el **capítulo 5**.

La selección del lugar de toma de datos experimentales, como se expuso en el apartado de objetivos del **apartado 1.3**, es de vital importancia para el éxito del trabajo. El Centro de Investigación de la Baja Atmósfera (CIBA) ha de ser reivindicado como un sitio privilegiado a nivel internacional para llevar a cabo investigaciones como la presente.

El modelo experimental descrito en el **capítulo 6** se muestra como idóneo para la obtención simultánea de datos meteorológicos y acústicos de calidad para ser utilizados en trabajos futuros en este campo. La elección de la variable  $L_{eq}$  y el cálculo del coeficiente de atenuación basándose en la norma ISO-9316-2 se han mostrado acertados según el análisis del **capítulo 7**.  
este campo. La elección de la variable  $L_{eq}$  y el cálculo del coeficiente de atenuación basándose en la norma ISO-9316-2 se han mostrado acertados según el análisis del **capítulo 7**.

La gran dificultad del trabajo de validación de los modelos teóricos en este campo radica en la no homogeneidad de las variables elegidas tanto por los autores de los modelos teóricos, como por los autores de los trabajos experimentales de investigación. Es necesario -y la presente tesis doctoral lo ha corroborado-, disponer de una herramienta que permita comparar resultados teóricos con valores experimentales con plena certeza de concordancia entre las variables, sus magnitudes y los métodos utilizados para su obtención. Por ello el autor de esta tesis aboga por el uso y la implantación de la norma ISO-9316-2 como guía en todos los trabajos experimentales futuros y su aceptación por parte de los organismos oficiales nacionales.

El punto número *iv* de los objetivos planteados en el **apartado 1.3**, hacía referencia al uso de los conocimientos adquiridos en el desarrollo y elaboración de la presente tesis doctoral. A tal fin se propuso en el **apartado 7.7** una aplicación de un dispositivo de medición de la cantidad de agua suspendida en el aire contando para ello con un análisis de las características de una señal acústica. Tanto la proposición de la aplicación, como el modo de hacerlo -es decir, siguiendo un formato de solicitud de patentes-, constituyen dos aportaciones originales.

Esta última aportación -además de original-, cuenta con los criterios de novedad y -con toda probabilidad<sup>129</sup>-, con la de actividad inventiva, requisitos estos, junto con el de aplicabilidad industrial –de la que sin duda dispone-, son necesarios para la obtención de un título de patente.

Cabe señalar que, lamentablemente pocas son las solicitudes de patentes en esta área, debido probablemente a la falta de iniciativa industrial en aplicaciones de la propagación del sonido en exteriores. Sin embargo, -como se apuntaba en la introducción de la presente tesis doctoral-, poco a poco se va teniendo una mayor sensibilidad en el cuidado y la mejora del medio ambiente, y cada vez se es más consciente de que el control del ruido es un factor indisoluble a esas prácticas.

Por último, se debe resaltar el acierto en la elección de la zona de toma de datos experimentales. El CIBA dispone en sus instalaciones de infraestructura permanente de toma de datos meteorológicos en varios puntos y en alturas que varían entre los 1,5 y los 100 metros de altura, y, además presenta una ubicación alejada de núcleos poblaciones –hecho este de suma importancia desde el punto de vista de posibles focos de ruidos de fondo-, y está alejado, también, de viales de comunicación de relevancia acústica. Por consiguiente -tal y como se analizó en el **apartado 6.2**, el CIBA está perfectamente adaptado para poder acoger algún proyecto de toma de datos acústicos de modo permanente y de este modo facilitar la toma de datos experimentales en los estudios de propagación del sonido en exteriores en condiciones meteorológicas particulares.

A modo de resumen, la presente tesis doctoral deja un legado aprovechable para abordar futuros trabajos de investigación centrados en la obtención y uso de datos acústicos experimentales en exteriores con atmósfera con niebla.

## 8.2 - Trabajos futuros

A tenor de las conclusiones expuestas en el punto anterior y llegada la hora de anticipar las líneas de investigación futuras, cabe señalar que dos son las vías principales que con toda probabilidad han de seguir futuros trabajos. La primera -y circunscribiéndose al estudio de la transmisión del sonido en exteriores en condiciones de niebla-, pasa por incorporar la adquisición de nuevas variables meteorológicas, como la cantidad de líquido suspendido en el medio o la distribución del tamaño de las gotas, que permitan una mejor caracterización física del fenómeno; la segunda vía principal de investigación consiste en ampliar el estudio de la transmisión del sonido en exteriores a otros fenómenos meteorológicos valiéndose de las aportaciones que se desarrollan en este trabajo.

---

<sup>129</sup> A falta de ser corroborado por la oficina de patentes competente.

Uno de los parámetros para caracterizar la atmósfera con niebla es la cantidad de agua líquida suspendida en el medio. Para poder caracterizar desde el punto de vista físico un medio de estas características por el que se va a transmitir una señal sonora se precisa conocer también el tamaño medio de las gotas en suspensión, o bien una función que aporte información sobre la distribución de radios de gotas de agua en suspensión. Este es sin duda un trabajo muy interesante que en esta ocasión no se ha podido abordar por falta de medios experimentales, pero -con total seguridad-, siguiendo este desarrollo, se podrá abordar este extremo.

De este modo, cuando se disponga de medidas experimentales *in situ*, que permitan conocer, en condiciones de niebla, el radio medio de las gotas de agua en suspensión, o determinar la distribución de radios de gotas que conforman la niebla, entonces se estará en condiciones de estudiar la variación de dicha distribución a lo largo del tiempo y en lugares cercanos a la torre de medición de datos meteorológicos. De esta manera se podrá determinar el error que se comete al establecer en el modelo de niebla elegido con pocas variaciones en la distribución de radios.

Con esa valiosa información se podrán validar varios de los modelos teóricos expuestos en el **capítulo 5** y en especial se podrá validar -con más elementos de juicio-, el modelo de Rozenfel'd, descrito en el **anexo IV**. Según los trabajos de Rozenfel'd [100][92], la cantidad de agua en suspensión en la niebla por unidad de volumen juega un papel primordial en la transmisión del sonido en medios con niebla y es la gran responsable de la absorción. Por tanto, disponer de medidas *in situ* tanto de la cantidad de agua como de la distribución del tamaño de gotas ayudará a establecer con más exactitud un modelo de propagación del sonido en exteriores en condiciones de niebla.

En el mismo ámbito, el uso de la aplicación expuesta en el **apartado 7.7**, ha de ser calibrado y ajustado, comparándolo con los datos determinados -y avanzados en los párrafos anteriores-, y validarlo utilizando para ello los datos mostrados en los modelos teóricos.

La otra gran línea de trabajo futuro consiste en investigar el comportamiento de la transmisión del sonido en exteriores con datos acústicos experimentales en presencia de otros fenómenos meteorológicos, tales como la lluvia, el granizo o la nieve. Para ello, la instalación en la zona de toma de datos de dispositivos permanentes de adquisición de datos acústicos permitiría avanzar en el estudio de la propagación del sonido en exteriores en presencia de estos meteoros, en los que además, debido al aumento de la atenuación de la señal acústica debido al mayor tamaño de las partículas flotando en el medio de transmisión, cabe esperar un aumento por motivos similares de los efectos de dispersión de la señal acústica<sup>130</sup>.

Algunos investigadores ya han centrado su labor en el estudio de la propagación del sonido en exteriores en condiciones de nieve, tal es el caso de [101][102]. En los citados estudios, la nieve aparece modificando las condiciones de transmisión no en el medio -como en el presente trabajo hace la niebla-, sino en el suelo, modificando así las características de este.

---

<sup>130</sup> Con toda seguridad -en estos dos casos-, los efectos gravitatorios tendrán un protagonismo mayor que en el fenómeno de la niebla.

Hace falta, por lo tanto, impulsar nuevas investigaciones en este sentido y corroborar con datos obtenidos experimentalmente el comportamiento de la transmisión del sonido en medios donde estos fenómenos atmosféricos están presentes.

Por último, es necesario recordar que para futuros trabajos encaminados tanto en una como en otra línea de investigación, el CIBA sigue siendo un emplazamiento ideal para poder albergar las campañas de toma de datos que -como en la presente tesis doctoral-, se han venido realizando en los últimos años.



# Anexos

## Anexo I -

## Normativa ISO 9613-2

Extracto de la norma ISO 9613-2 relativa al cálculo de términos de atenuación debidos a la absorción atmosférica ( $A_{atm}$ ).

### 7.2 Atmospheric absorption ( $A_{atm}$ )<sup>131</sup>

The attenuation due to atmospheric absorption  $A_{atm}$ , in decibels, during propagation through a distance  $d$ , in metres, is given by equation (8):

$$A_{atm} = \alpha d / 1000 \quad (\text{I.8})$$

where  $\alpha$  is the atmospheric attenuation coefficient, in decibels per kilometre, for each octave band at the midband frequency (see table 2).

Temperature °C	Relative humidity %	Atmospheric attenuation coefficient $\alpha$ , dB/km							
		Nominal midband frequency, Hz							
		63	125	250	500	1 000	2 000	4 000	8 000
10	70	0,1	0,4	1,0	1,9	3,7	9,7	32,8	117
20	70	0,1	0,3	1,1	2,8	5,0	9,0	22,9	76,6
30	70	0,1	0,3	1,0	3,1	7,4	12,7	23,1	59,3
15	20	0,3	0,6	1,2	2,7	8,2	28,2	88,8	202
15	50	0,1	0,5	1,2	2,2	4,2	10,8	36,2	129
15	80	0,1	0,3	1,1	2,4	4,1	8,3	23,7	82,8

**Tabla I.2** — Coeficiente de atenuación atmosférica para octavas de banda

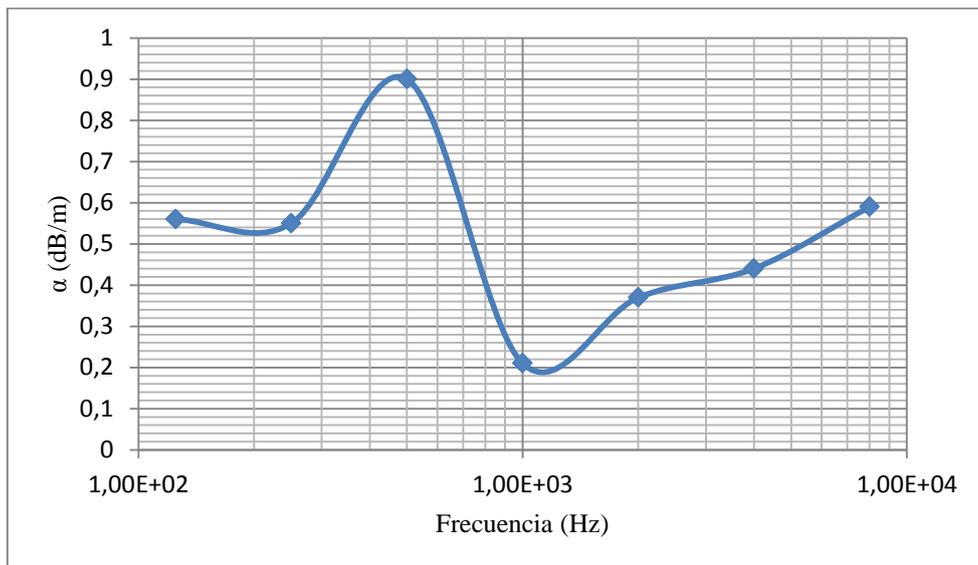
<sup>131</sup> La atenuación debida a la absorción atmosférica  $A_{atm}$ , en decibelios, durante la propagación a través de una distancia  $d$ , en metros, está dada por la ecuación (I.8), donde  $\alpha$  es el coeficiente de atenuación atmosférica, en decibelios por kilómetro, para cada banda de octava en la frecuencia central (ver **Tabla I.2**). [Traducido por el autor].



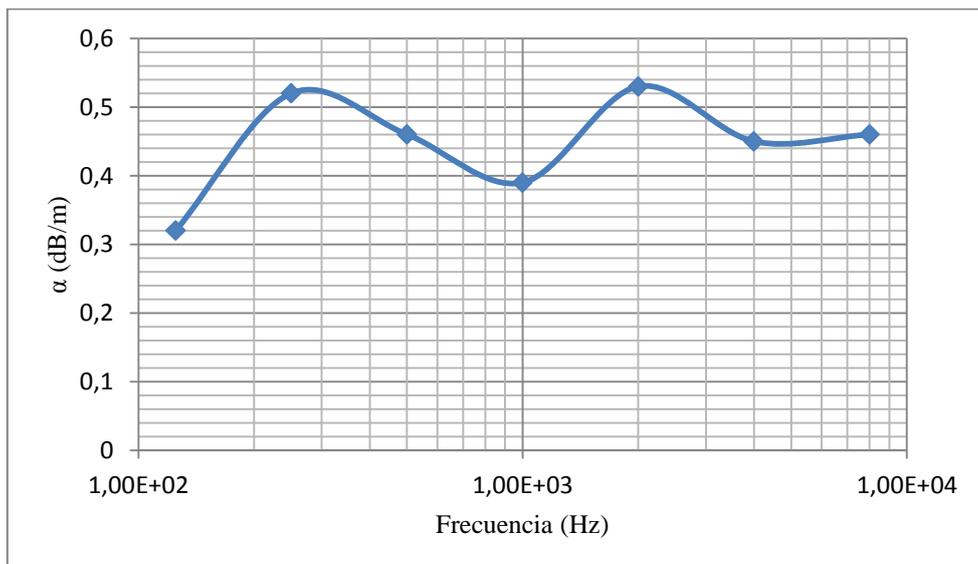
## Anexo II -

## Gráficas del coeficiente de atenuación

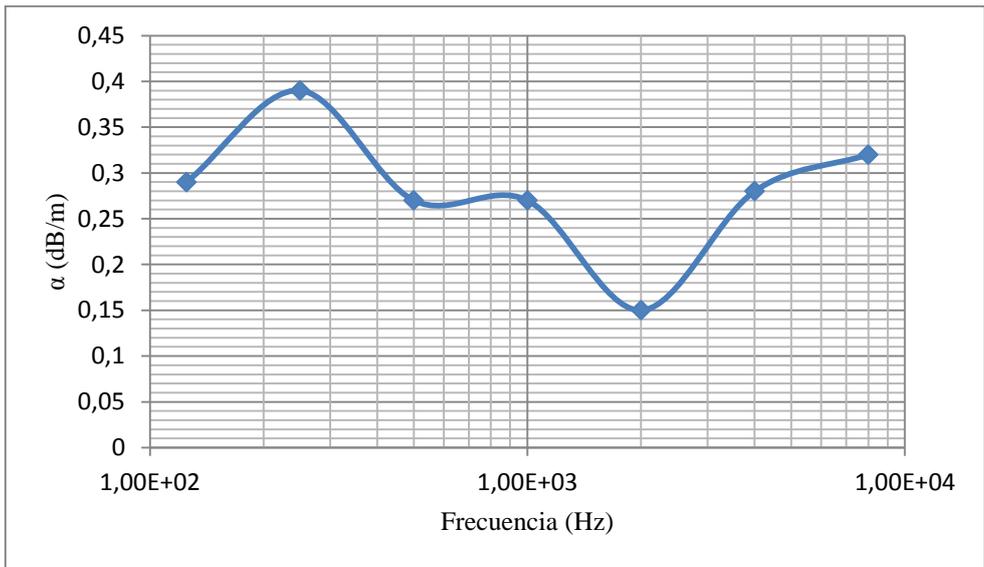
A continuación se representan las gráficas de los coeficientes de atenuación *versus* frecuencia para los valores acústicos obtenidos experimentalmente en cada una de los puntos de toma de datos.



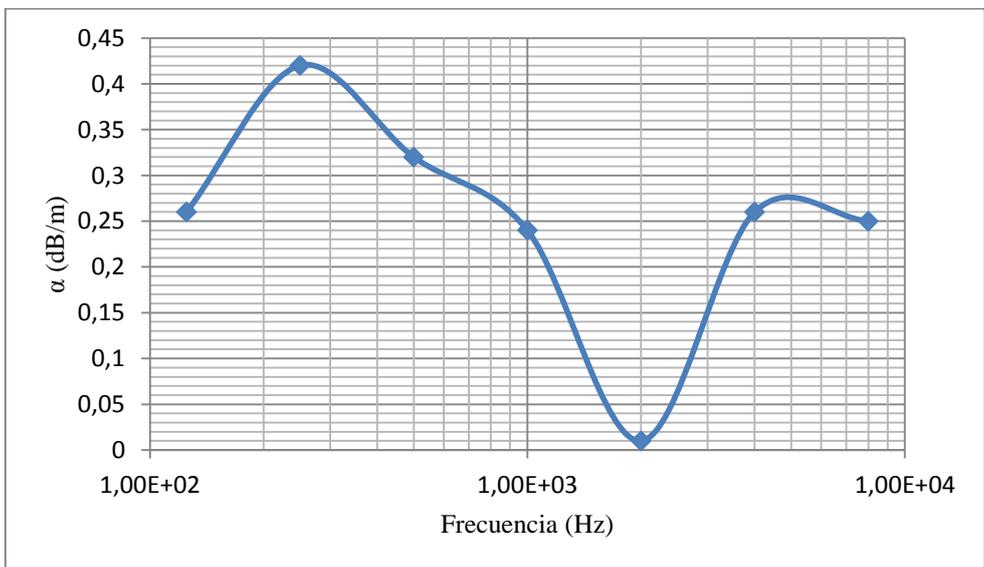
**Gráfica II.1** - Atenuación vs. frecuencia a 15 metros



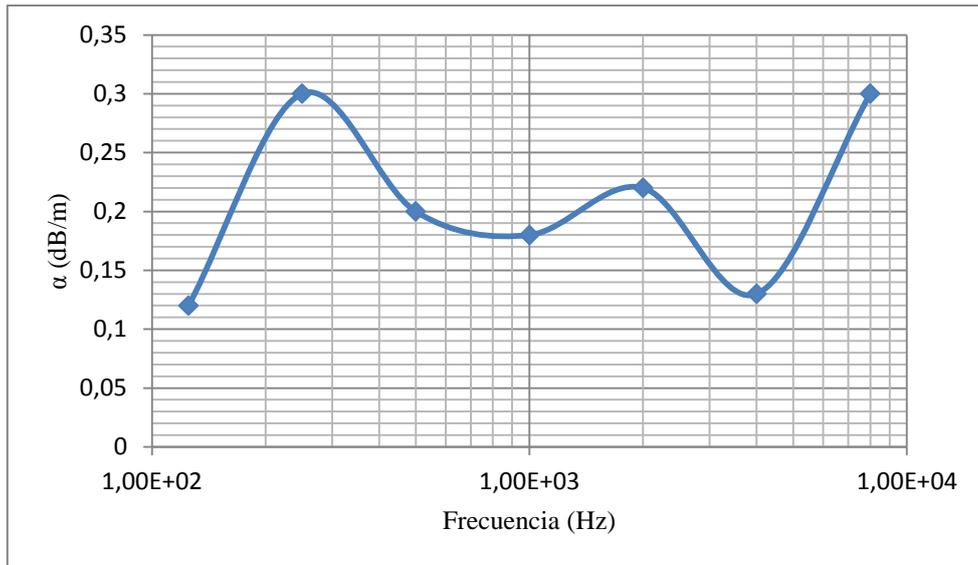
**Gráfica II.2** - Atenuación vs. frecuencia a 25 metros



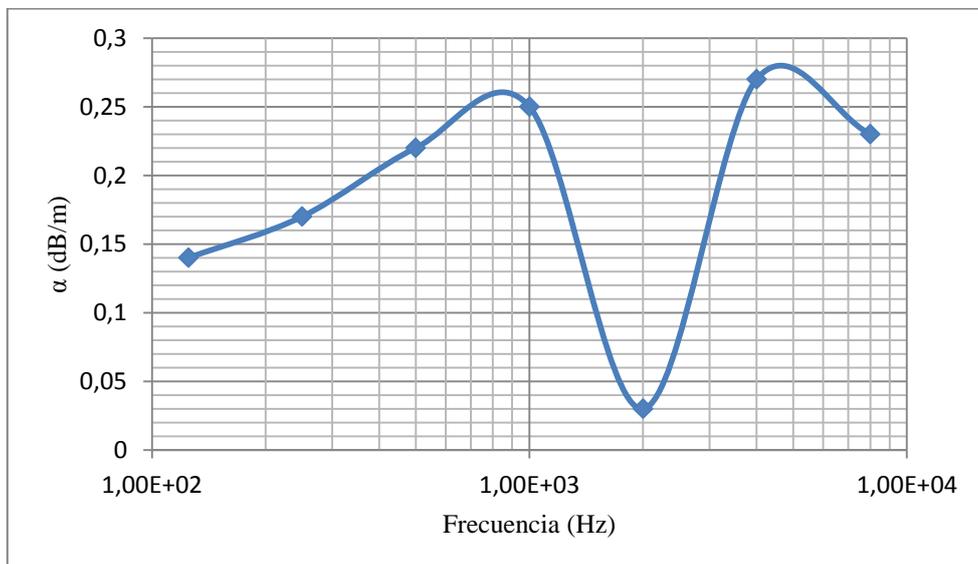
**Gráfica II.3 - Atenuación vs. frecuencia a 35 metros**



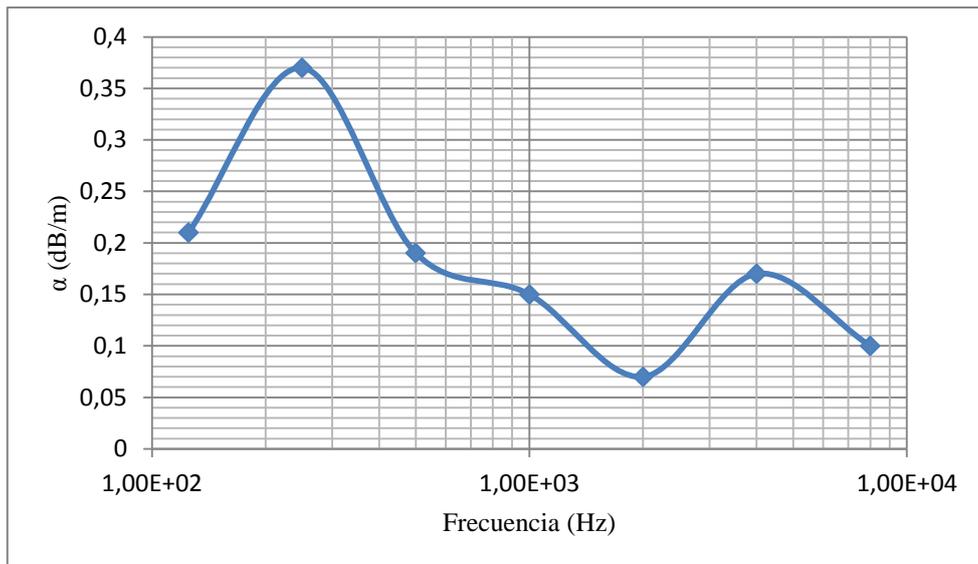
**Gráfica II.4 - Atenuación vs. frecuencia a 45 metros**



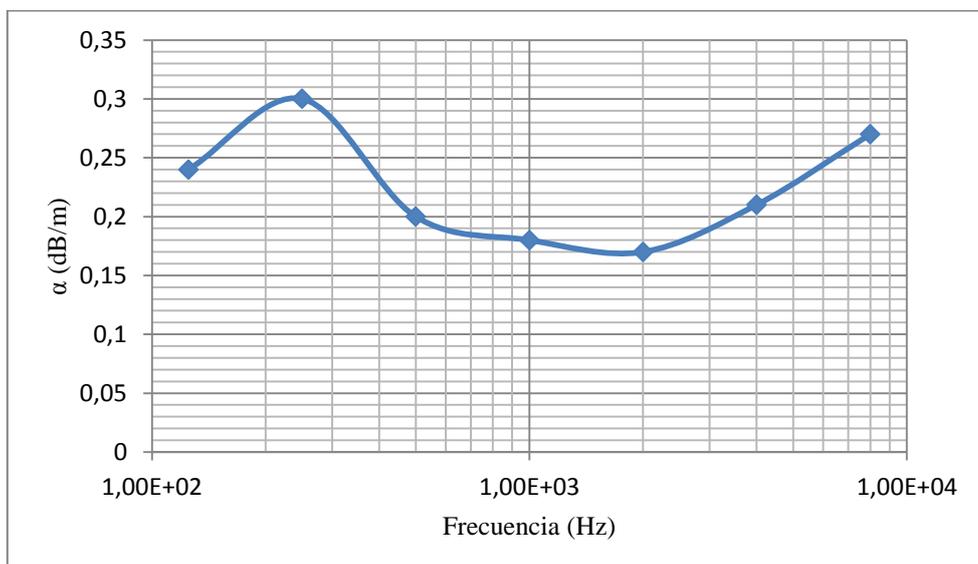
**Gráfica II.5** Atenuación vs. frecuencia a 55 metros



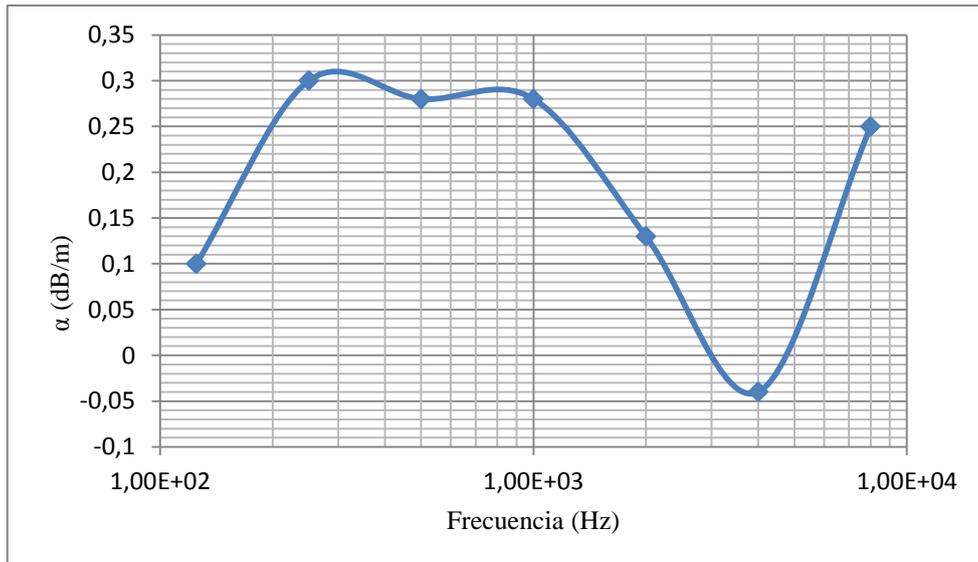
**Gráfica II.6** - Atenuación vs. frecuencia a 65 metros



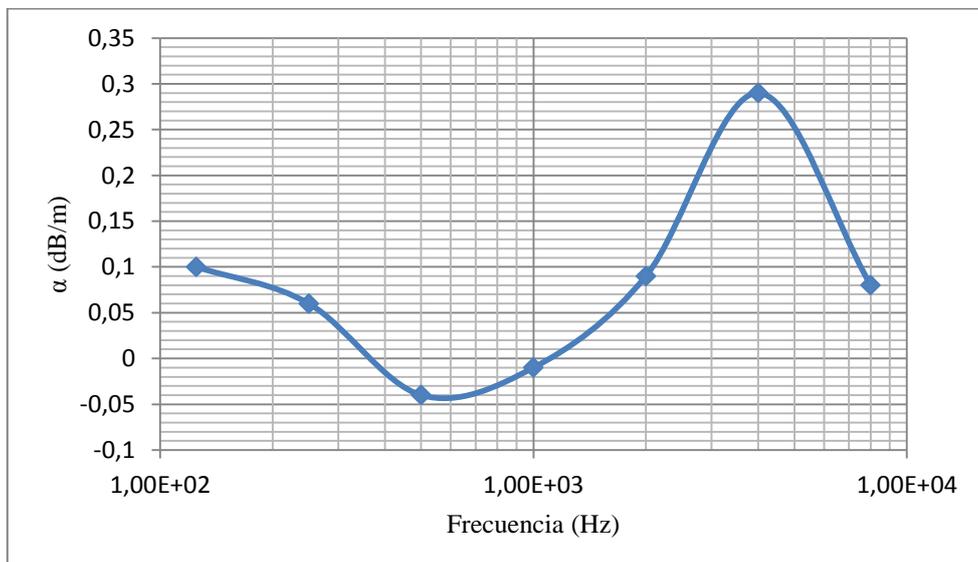
**Gráfica II.7** - Atenuación vs. frecuencia a 75 metros



**Gráfica II.8** - Atenuación vs. frecuencia a 85 metros



**Gráfica II.9** - Atenuación vs. frecuencia a 95 metros



**Gráfica II.10** - Atenuación vs. frecuencia a 105 metros



En septiembre de 1976, M. E. Delany presentó en una conferencia en el *Institute of Acoustics* [103] que abordaba desde el punto de vista histórico un elenco de hitos científicos cuyos resultados alcanzan la visión del fenómeno que se tiene hoy en día y que va a servir como base del presente capítulo. La presentación de Delany está, a su vez, apoyado en los trabajos que presentaron en su día otros investigadores, como Blacstock, D. T. [104] , Lindsay, R. B. [105] y del estudio más genérico de investigadores como Wolf, A. [106] en sus trabajos sobre historia de la ciencia.

Tomando como base la mencionada conferencia -y en consonancia con la metodología de exposición del presente trabajo de tesis doctoral-, en el presente anexo se desglosa un poco más pormenorizadamente cuál ha sido ese recorrido histórico-científico.

Para ello hay que remontarse hasta el siglo VI antes de Cristo para encontrar -casi con toda probabilidad-, la primera constancia histórica que se tiene acerca de un trabajo sobre acústica. El matemático griego Pitágoras<sup>132</sup> [107] es el primero en abordar un estudio riguroso sobre la naturaleza del sonido y en darse cuenta de que el sonido es una vibración transmitida a través del aire desde una fuente. También se debe a Pitágoras la diferencia entre tonalidad y armonía, concluyendo que las cuerdas de instrumentos musicales producían sonidos de tonos más agudos cuanto más cortas fueran.

Tras Pitágoras se encuentran estudios al respecto de la naturaleza del sonido en Aristóteles<sup>133</sup> -siglo IV a. C.-, quien da una explicación mecánica al fenómeno, en la obra del filósofo griego Crisipo<sup>134</sup> -siglo III a. C.- y en el arquitecto romano Vitruvio<sup>135</sup> -siglo I a. C.-.

Pero hay que trasladarse hasta la segunda mitad del siglo XVI para encontrar que la primera mención explícita sobre la velocidad del sonido viene de la mano de Francis Bacon<sup>136</sup>, uno de los máximos exponentes del empirismo materialista y padre de la ciencia moderna.

Bacon, en su obra titulada *Sylva Sylvarum or a Natural History in Ten Centuries* [108] relata detalladamente los conocimientos científicos hasta la fecha con aportaciones personales y realiza un estudio minucioso de la naturaleza del sonido y de sus propiedades. En dicha obra describe un curioso experimento en el que pretende comparar las velocidades de la luz y del sonido. El experimento consistía en determinar el lapso de tiempo -utilizando su propio pulso como

---

<sup>132</sup> ca. 569 a.C.- ca. 475 a.C.

<sup>133</sup> 384 a. C.-322 a. C. Estudió también el eco, llegando a la conclusión -errónea para la época- de que las notas de mayor frecuencia viajan más rápido que las de frecuencia menor.

<sup>134</sup> ca. 280 a.C.- ca. 206 a.C.

<sup>135</sup> Marco Vitruvio Polión (ca. 80-70 a.C.-ca. 15 a.C.) precursor de la acústica arquitectónica, publicó tratados de acústica para teatros.

<sup>136</sup> 22 de enero de 1561 - 9 de abril de 1626.

cronógrafo- que transcurre entre la percepción de una señal lumínica y el sonido recibido de una campana, siendo simultánea la activación de ambos fenómenos.

Unos años más tarde -ya en pleno siglo XVII-, el fraile y matemático francés Marin Mersenne<sup>137</sup> -discípulo de Descartes y en gran sentido heredero de Bacon- trabajando bajo influencia de Galileo realizó la primera determinación cuantitativa de cálculo de la velocidad de transmisión del sonido.

Mersenne, que había realizado numerosos trabajos sobre propagación y efecto de la transmisión del sonido -buscando sistemáticamente una base física estable para dar explicación a los fenómenos de sensación auditiva- fue el primero en utilizar la matemática en la ciencia médica de la audición [109] y el pionero en la medición experimental de la velocidad del sonido [110].

Para llevar a cabo su experimento, Mersenne utilizó dos instrumentos musicales y un arma de fuego como fuentes de sonido y estimó que la distancia recorrida por el sonido en un segundo era igual a 230 toesas<sup>138</sup>, que equivale a  $448 \text{ ms}^{-1}$  y por lo tanto significativamente más alto que el valor que hoy se conoce.

El matemático francés confirmó que la misma velocidad fue determinada tanto de día como de noche, con el viento a favor y en contra, y, así mismo, corroboró que la velocidad medida era independiente de la altura y la intensidad.

En posteriores medidas, Mersenne usó un método extremadamente curioso que aprovechaba el eco para estimar la velocidad del sonido. Observó que cuando el orador estaba aproximadamente a 81 toesas de una pared reflectante las siete sílabas de la frase "*Benedicam Dominum*"<sup>139</sup> se reflejaban y la pared las devolvía y seguían su pronunciación original. Como juzgó que se necesitaba un segundo exacto en pronunciar esas palabras -reconoció que el sonido tenía que recorrer la distancia a la pared y volver en ese tiempo-, llegó a la conclusión de que el sonido viaja a alrededor de  $316 \text{ ms}^{-1}$  pero que obviamente el resultado no podía ser considerado preciso.

Es necesario mencionar que dentro de las contribuciones de Mersenne al mundo de la acústica ya como ciencia, el francés fue el primero en apuntar que el conocimiento de la velocidad del sonido permitía calcular la posición de un cañón enemigo y que ésta se puede determinar simplemente midiendo el intervalo de tiempo que transcurre entre la detonación -y su correspondiente llamarada- y la posterior llegada del ruido producido, de modo tal que se podría calcular la distancia a la que se encontraba la posición de artillería emisora. De modo similar, apuntó que el intervalo de tiempo entre la detección del relámpago de un rayo y la llegada sonora del trueno permitía estimar la distancia del observador a la nube donde se ha producido la perturbación eléctrica.

---

<sup>137</sup> 8 de septiembre de 1588 - 1 de septiembre de 1648.

<sup>138</sup> Antigua unidad de longitud francesa equivalente a 1,949 metros.

<sup>139</sup> Se refiere al Salmo bíblico XXXIII de David: *Benedicam Dominum in omni tempore* (benediciré siempre al Señor).

Por la misma época, el también religioso francés Pierre Gassendi<sup>140</sup>, comparó el tiempo que tarda en recorrer una distancia fija el sonido provocado por dos armas -una larga como un cañón y una corta como un mosquetón-, y demostró que los sonidos agudos y los graves se propagan con igual velocidad, -contrariamente a lo concluido por Aristóteles-, y que esta es independiente de la intensidad. Pero erróneamente llegó a la conclusión de que el viento no tiene ningún efecto en la velocidad del sonido.

En 1644, Torricelli<sup>141</sup> en una carta enviada a su amigo Micheangelo Ricci [111], que se encontraba en Roma, le relata el experimento que acaba de realizar y que tanta importancia tendrá en la historia de la ciencia. En dicha misiva muestra sus conclusiones de que la naturaleza *no aborrece el vacío, y que el aire tiene peso*. Tras este exitoso experimento, numerosos trabajos experimentales relacionados con la transmisión del sonido comienzan a desarrollarse, utilizando bombas de aire.

Athanasius Kircher y Otto von Guericke [112] construyeron la primeras formas de bombas de aire e investigaron experimentalmente la transmisión de sonido a través del aire a presión reducida pero con resultados equivocados, debido en parte a la dificultad de conseguir un vacío real y en parte debido a el error de no considerar la transmisión del sonido por la estructura soporte, en general metálica. Pese a ello, Guericke -creador de la bomba de vacío o *ingenio neumático*-, ya apuntó la imposibilidad de transmisión del sonido en el vacío.

Tuvo que ser Robert Boyle<sup>142</sup>, quién en 1657 se propusiese mejorar el "*ingenio neumático*" de Guericke y ayudado por su asistente Robert Hooke lograrse construir la campana de vacío -siendo el primero en establecer la importancia del medio- demostrando que una campana mecánica introducida en una vasija resulta inaudible cuando el aire es evacuado, incluso si se puede ver todavía el martillo golpear la campana [113]. A pesar de la relevancia del experimento, la prueba no era suficiente para demostrar la necesidad de un medio para transmitir el sonido.

Pero volviendo a la determinación de la velocidad del sonido, el valor que encontró Mersenne era demasiado alto en comparación al que hallaron Giovanni Borelli y Viviani [114] cuando durante la corta vida de la *Accademia del Cimento*<sup>143</sup> repitieron el experimento. En sus investigaciones, obtuvieron un valor de 361 ms<sup>-1</sup>. Boyle, aparentemente desconocedor de estos resultados también concluyó que el de Mersenne era demasiado alto y establece su propia estimación situándola en torno a 400 yardas por segundo, lo que corresponde a 366 ms<sup>-1</sup>.

---

<sup>140</sup> 22 de enero de 1592 – 24 de octubre de 1655. Siempre se ha creído que fue Gassendi el primero en realizar experimentos con cañones con el fin de calcular la velocidad del sonido, pero los trabajos de Lenihan [133] desmienten esta convicción y establecen que el primero fue Mersenne. Gassendi solamente reflejó los trabajos de su mentor.

<sup>141</sup> 15 de octubre de 1608 – 25 de octubre de 1647.

<sup>142</sup> 25 de enero de 1627 - 31 de diciembre de 1691.

<sup>143</sup> Academia renacentista creada en Florencia y de la que fueron miembros Torricelli y Borelli. *Cimento* significa experimento y su lema era *probando e riprobando*.

En esos tiempos, en una brillante contribución de Sir Isaac Newton<sup>144</sup> [115], este mostró que en un fluido elástico la velocidad a la que las ondas sonoras se propagan es proporcional a la raíz cuadrada de la elasticidad dividida por la densidad.

De hecho, el razonamiento en el que se basa este resultado es tan oscuro que pocos se han mostrado capaces de seguirlo. Los notables matemáticos d'Alembert y Bernoulli concluyeron que este es el resultado más oscuro y la parte más difícil de todo el *Principia* newtoniano mientras que al mismo tiempo Lagrange mantenía que la conclusión de Newton carecía de lógica.

Sea como fuere -ilógica u oscura-, el trabajo marcó un hito. Newton se valió de la ley de Boyle -que es aplicable solo para temperatura constante-, para llegar a establecer que la velocidad del sonido en aire es  $c = \sqrt{p/\rho}$ <sup>145</sup> llegando a un valor calculado de 968 pies al segundo<sup>146</sup>, lo que se corresponde con aproximadamente 295 ms<sup>-1</sup>. Newton concluyó así -con los datos experimentales entonces disponibles- que la velocidad del sonido oscila entre 280 y 330 ms<sup>-1</sup> y en la primera edición del *Principia* se muestra satisfecho con el orden de magnitud entre la teoría y los datos experimentales.

En aquellos años dos amigos de Newton, Flamsteed y Halley<sup>147</sup>, midieron que el tiempo empleado por el sonido para atravesar una base de cerca de 3 millas (4,8 km) y encontraron que la velocidad ha de ser aproximadamente de 348 ms<sup>-1</sup>.

Pero el que elabora un detallado trabajo y obtiene los valores más precisos -en los albores del siglo XVIII- es William Derham<sup>148</sup>. El reverendo Derham [20] hace una revisión sobre los experimentos sonido que se realizan en ese periodo -y que ya han sido relatados anteriormente-, para determinar la velocidad del sonido. Instaló cañones -en concreto *sakers*, cañones medianos de unos tres metros de longitud- en lo alto de varias torres de iglesias cercanas entre sí y otros altos de la vecindad y los disparó, recorriendo el sonido distancias de 12,5 millas<sup>149</sup>. Desde la torre de su propia iglesia en Upminster observó la deflagración producida por los disparos valiéndose de un telescopio y midió el intervalo de tiempo de la llegada del sonido usando un cronómetro portátil de precisión que consistía en un péndulo batiendo cada medio segundo. De este modo confirmó que la velocidad era independiente del nivel e independiente de la distancia a la fuente y llegó a obtener un valor medio de 348 ms<sup>-1</sup>. Valor que hay que destacar de extremada precisión para la época.

En una serie de experimentos posteriores sobre una distancia fija de 12,5 millas investigó el efecto del viento en la velocidad del sonido y -de modo acertado y en contra de las sugerencias de

---

<sup>144</sup> 25 de diciembre de 1642 (juliano) / 4 de enero de 1643 (gregoriano) - 20 de marzo (juliano) / 31 de marzo de 1727 (gregoriano).

<sup>145</sup> Dicho de otro modo, lo que Newton proponía es que la velocidad del sonido dependía exclusivamente de propiedades físicas del medio, como la presión y la densidad.

<sup>146</sup> Algunos autores atribuyen otro valor a la predicción newtoniana, pero lo cierto es que lo publicado en el *I. Philosophiae naturalis principia mathematica* es 968 pies al segundo.

<sup>147</sup> 8 de noviembre de 1656 - 14 de enero de 1742. Más conocido por sus contribuciones en el campo de la astronomía.

<sup>148</sup> 26 de noviembre de 1657 – 5 de abril de 1735.

<sup>149</sup> Equivalente a 20,1 km.

anteriores investigadores-, Derham concluyó que vientos favorables aceleraban la propagación del sonido, mientras vientos contrarios la retardaban.

Con los trabajos del reverendo Derham, la predicción realizaba por Newton difería del valor experimental en casi un quince por ciento y esta diferencia no parecía satisfacer a Newton.

Se ha de destacar aquí que el trabajo publicado por Newton es de una extraordinaria importancia. Es el primero en entender el fenómeno acústico y en predecir que la velocidad de transmisión viene determinada por el medio, pero al conocer los trabajos de Derham, Newton decidió revisar su teoría. Cuando apareció la segunda edición del *Principia*, Newton explicó la diferencia entre su valor teórico y el experimental con un razonamiento un tanto ingenuo.

Primeramente Newton supuso que el aire contiene partículas sólidas con cerca de la misma densidad del agua o la sal y esas partículas, según argumentó, podrían dar lugar a un incremento de la velocidad de un 11%. En segundo lugar, supuso que el vapor en el aire tiene un valor de elasticidad diferente del aire, llevando a otro incremento del 5% en la velocidad comparado con el "aire verdadero". Por supuesto que ambas explicaciones eran espurias y sin fundamento, pero habrá que esperar un siglo para obtener una explicación correcta a las discrepancias entre los resultados teóricos y los valores determinados experimentalmente.

Derham, en sus trabajos, no determinó de hecho la temperatura<sup>150</sup> pero concluyó que la velocidad del sonido era la misma tanto en invierno como en verano y a pesar de que esa falsa conclusión se haya vuelto contra él, fue seguramente un lapso menor. Derham también repitió la sugerencia de Mesenne de usar la medida del sonido para determinar baterías de artillería enemigas, pero fue más allá, al sugerir un método de estimar la distancia entre dos barcos en el mar o la distancia de un barco a la costa.

En 1738 Cassini y otros de la Academia de las Ciencias en París realizaron medidas sobre distancias de aproximadamente 28 kilómetros [116]. Usaron cañones como fuentes sonoras, relojes de péndulo como cronógrafos y trabajaron de noche de modo tal que se pudieran asegurar de condiciones meteorológicas estables. Fueron los primeros en establecer definitivamente que con una velocidad del viento  $u$ , el sonido se propaga en la dirección del viento con una velocidad  $(c + u)$  pero que si viaja en contra del viento la velocidad efectiva del sonido será de  $(c - u)$ . De hecho, usaron fuego recíproco -es decir, situaron observatorios simultáneos de los puntos de recepción y disparo- y adoptaron el tiempo medio con el fin de minimizar el efecto del viento en la obtención de sus datos y obtuvieron un valor de  $334 \text{ ms}^{-1}$  para la velocidad del sonido. Siendo esta una muy buena aproximación.

A pesar de que Cassini concluyó que la temperatura es un factor que afecta a la velocidad del sonido, el primer estudio cuantitativo de la influencia de la temperatura fue realizado por

---

<sup>150</sup> A pesar de que los termómetros graduados de aire habían sido usados desde tiempos de Galileo, la termometría, como tal ciencia, estaba todavía desarrollándose. La escala de Fahrenheit, basada en las propiedades de dilatación térmica del mercurio dentro de un cristal no vio la luz hasta 1724, pese a que probablemente se ya se conociera en 1714 y la escala de Celsius no se publicó hasta 1742.

Giovanni Ludovico Bianconi<sup>151</sup> en 1740 en Bologna. Bianconi comparó velocidades que había determinado en invierno y en verano y llegó a la conclusión de manera correcta que un incremento de la temperatura produce un incremento en la velocidad del sonido.

El resto del siglo XVIII se puede considerarlo como un periodo de consolidación. En vista de las dificultades encontradas con las conclusiones de Newton, muchos teóricos atacaron el problema y eventualmente se produjo un tratamiento razonablemente claro por parte de Euler, mientras que Lagrange -tras revisar el razonamiento de Newton- generalizó el método para cubrir también ondas sonoras de carácter arbitrario -no simplemente ondas armónicas-. De todos modos, todos los valores calculados estaban en seria discrepancia con los experimentales. No fue hasta que Laplace en 1816 [117], siguiendo la observación hecha por Dalton de que una compresión súbita produce calentamiento de un gas, concluyó que seguramente la transmisión del sonido tiene lugar en condiciones de compresión adiabática del aire.

Esto lleva a revisar la relación e introducir el coeficiente adiabático  $\gamma$ <sup>152</sup>:

$$c = \sqrt{\gamma p / \rho} \quad (\text{III.1})$$

La inclusión de  $\gamma$  trajo consigo de inmediato el acuerdo entre los valores predichos y los calculados, a pesar de que en este estado no fuera del todo obvio que la propagación del sonido tuviese lugar de un modo completamente adiabático.

Cualquier mínima duda al respecto fue resuelta por Stokes<sup>153</sup> cuando mostró que la propagación del sonido debe ocurrir o bien sustancialmente adiabática o sustancialmente isotérmica, porque, de otro modo, se observarían factores de atenuación para la transmisión sonora muchísimo mayores.

A pesar de que en aquella época no estaba disponible un método para la medida de la intensidad del sonido, el hecho de que el sonido fuese audible a muchas millas de distancia, claramente predecía una ratio de atenuación muy elevada<sup>154</sup>.

Solo en la vecindad de los bordes de una conducción calórica<sup>155</sup> la propagación pasa progresivamente de adiabática a isotérmica mientras decrece la frecuencia del sonido. Como Herzfeld y Rice [118] que demostraron que, en una onda libre, el tiempo que se necesita para lograr

---

<sup>151</sup> 30 de septiembre de 1717 – 1 de enero de 1781.

<sup>152</sup> Donde  $\gamma$  es la relación entre el calor específico a presión constante frente al del volumen constante.

<sup>153</sup> Primer Baronet Sir George Gabriel Stokes (13 de agosto de 1819 -1 de febrero de 1903).

<sup>154</sup> De todos modos la explicación tan frecuentemente encontrada en los libros de texto sobre la propagación del sonido suelen contener razonamientos como que la propagación del sonido ocurre adiabáticamente "*porque las fluctuaciones de presión y temperatura ocurren tan rápidas que no hay suficiente tiempo para que la conducción calórica tenga lugar*".

<sup>155</sup> Como por ejemplo, cuando se trabaja con campos sonoros dentro de una cavidad o con poros absorbentes.

un equilibrio en la temperatura es proporcional al cuadrado de la longitud de onda, mientras que, en general, el tiempo disponible para que esto ocurra es directamente proporcional a la longitud de onda.

Un avance significativo en el conocimiento científico se debe sin duda al trabajo en 1787 de Jaques Alexandre Charles<sup>156</sup> -quien estudió el volumen de los gases en función de la temperatura a presión constante- estableciendo que la densidad de un gas varía inversamente a la temperatura absoluta, ley conocida como Ley de Charles. Posteriormente en 1802 fue Louis Joseph Gay-Lussac<sup>157</sup> quién proporcionó el valor de 1/267 a la constante de la ley de Charles. Victor Regnault posteriormente corrigió este valor al más exacto de 1/273. Por lo tanto, fue a partir de entonces, tras la obtención de estos resultados cuando fue posible corregir las medidas de la velocidad del sonido a temperatura estándar de 0 °C.

Ya, en el primer cuarto del siglo XIX, un paso definitivo en la determinación de la velocidad del sonido fue realizado en 1822 por una comisión mandada por el *Bureau des Longitudes*<sup>158</sup> formada por Prony, Arago, Bouvard, Mathieu, Gay-Lussac y Humboldt [119] entre otros.

La comisión utilizó cronómetros de precisión, realizó ensayos a distancias fijas, medidas con exactitud de 18,6223 km y de nuevo usaron fuego recíproco -como en el experimento de Cassini- de armas de fuego y utilizaron cañones para minimizar el efecto del viento. Con este dispositivo, la comisión obtuvo unos valores medios de tiempo para que el sonido recorriera la distancia señalada de 54,63 s, llegando a calcular una velocidad de valor aproximado de 340,9 ms<sup>-1</sup> a unos 16 °C, lo que supone un valor de  $c_0 = 331,2 \text{ ms}^{-1}$ .

Con el transcurrir del tiempo, otras técnicas para determinar la velocidad del sonido se ponen en marcha. Johannes Bosscha en 1854 retoma el método de coincidencias usado primeramente por Walker. Un método que pretendía eliminar los errores personales en la medida asociada con la observación directa del tiempo invertido por una onda sonora para viajar una distancia conocida.

Un principio similar fue usado por Rudolph König<sup>159</sup> y muchos otros. Para realizar su experimento, König utilizó una fuente de sonido capaz de repetir una señal a intervalos de tiempo regulares -típicamente 0,1 s- y la distancia de la fuente a una pared reflectora se fue ajustando hasta que el sonido reflejado por la pared se retrasase un tiempo exactamente igual a un múltiplo del intervalo entre pulsos, de modo tal que el pulso reflejado fuese oído hasta coincidir exactamente con el de la fuente.

Como la distancia de la fuente a la pared fue aumentando progresivamente, se encontró un número determinado de separaciones correspondientes al sonido sincronizado y se pudo determinar

---

<sup>156</sup> 12 de noviembre de 1746 – 7 abril de 1823.

<sup>157</sup> 6 de diciembre de 1778 – 9 mayo de 1850.

<sup>158</sup> Institución científica francesa fundada en 1795.

<sup>159</sup> 26 de noviembre de 1832 – 2 de octubre de 1901.

un valor medio para la distancia de separación entre sucesivas coincidencias. Así que en un tiempo  $t$  el sonido hubo recorrido una distancia  $2d$ , siendo  $c = 2d/T$ .

En tiempos más recientes se ha implementado una versión electrónica del mismo experimento llevada a cabo por Lenihan [120] quien ha resumido los resultados de algunas de las determinaciones de la velocidad anteriormente calculadas.

John James Waterston<sup>160</sup> -continuando con un artículo anterior que había sido rechazado cuando lo envió para su publicación en 1845-, estableció que la propagación del sonido es esencialmente un fenómeno molecular -regido bajo las bases de una teoría cinética simple- y vaticinó que la velocidad del sonido era igual a  $\sqrt{\gamma/3}$  veces la velocidad molecular media.

Hoy en día parece obvio que en el aire libre la precisión en la determinación de la velocidad del sonido estuviese limitada por ciertos imponderables como la variación de la temperatura o la velocidad del viento<sup>161</sup>. Por ejemplo, una relativamente baja velocidad del viento de 5 millas por hora se corresponde con un posible error de  $2,2 \text{ ms}^{-1}$ , mientras que una parte sustancial de este error pudiera ser eliminado por la toma de datos utilizando fuego recíproco. Al menos parte de ese error permanecería al no ser que se consiguiera una sincronía exacta.

Del mismo modo, un cambio en la temperatura de un grado, produce un cambio en la velocidad de alrededor de  $0,6 \text{ ms}^{-1}$ .

A pesar de haber realizado medidas a cielo abierto en Versalles, Henri Victor Regnault<sup>162</sup> llevó a cabo una serie elaborada de experimentos en tuberías de agua recientemente instaladas en París -utilizando como fuentes sonoras pistolas, explosiones e instrumentos musicales-. En estas condiciones -cuando el sonido es confinado en tubos-, la velocidad es menor que en el espacio libre pero utilizando tubos de diferente diámetro, Regnault se las ingenió para extrapolar los resultados a condiciones de campo abierto y llegó a obtener un valor para aire seco de  $c_0 = 330,7 \text{ ms}^{-1}$ .

También logró demostrar que sobre el rango de 0,3 a 1,5 atm, la velocidad del sonido es independiente de la presión ambiente del gas, tal y como fue predicho por Newton.

Una revisión general de los experimentos llevados a cabo durante el s. XIX se puede ver en el trabajo de Violle [121]. Mientras trabajaba en el Laboratorio de Física Ryerson en EEUU, Hebb en 1905 trató el problema en un modo completamente diferente [122]. Realizó medidas directas de la longitud de onda correspondiente a una señal de conocida frecuencia al aire libre. Esta técnica,

---

<sup>160</sup> 1811 – 18 de junio de 1883.

<sup>161</sup> En particular cuando se realiza sobre distancias base de gran magnitud, necesarias para asegurarse un adecuado tiempo de resolución.

<sup>162</sup> 21 de julio de 1810 – 19 de enero de 1878.

que había sido propuesta por Albert A. Michelson<sup>163</sup>, es tan conocida que no requiere apenas explicación.

Un tono puro, cuya frecuencia  $f=2376,5$  Hz se encontró por comparación con un diapason y se situó en el foco de una de las superficies reflectantes. Usando un transformador primario separado de la salida de los dos micrófonos, se realizó el montaje de modo tal que cuando se midió la señal a la salida del secundario -que se determinó usando auriculares-, el sonido oído era proporcional al vector suma de la salida de los dos micrófonos.

Cambiando progresivamente la separación de los dos reflectores las fases relativas de las dos señales variaron de modo tal que a un cierto punto se cancelaron mientras que en otros puntos se reforzaron. Este método, por lo tanto, proporcionó una determinación directa de la longitud de onda  $\lambda$ , y -al ser la frecuencia conocida-, se calculó la velocidad del sonido.

El experimento se llevó a cabo en una sala de 36 metros de longitud, de tal modo que se garantizó la ausencia de viento y la temperatura se mantuvo muy constante. La separación entre los reflectores pudo ser incrementada como mucho hasta  $100\lambda$ , y las posiciones de mínimo se pudieron localizar alrededor de un centímetro, consiguiéndose así una precisión del 0,1%.

De este modo, Hebb consiguió un valor de  $c_o = 332,29 \text{ ms}^{-1}$  con un error de  $\pm 0,04 \text{ ms}^{-1}$  pero, Hebb reveló que este resultado era ligeramente erróneo, debido a que el método que él había usado para corregir la medida de la velocidad en aire contenía mezcla y se debería modificar para estimar el valor de aire seco. Su revisión estimada para aire seco fue de  $c_o = 331,41 \text{ ms}^{-1}$ .

Durante la primera Guerra Mundial tuvo lugar un desarrollo extraordinario de la instrumentación. Entre estos hallazgos, se debe citar el micrófono desarrollado por el Mayor William Tucker<sup>164</sup>. El aparato, consistía en un cable que se podía calentar situado en el cuello de un resonador de Helmholtz y su uso permitió nuevas determinaciones de la velocidad del sonido al aire libre.

Tucker, utilizando los nuevos dispositivos por él desarrollados, los empleó en la contienda para determinar las posiciones de la artillería enemiga, centrandó sus trabajos de investigación en una técnica denominada *rango sonoro*, ampliamente usada durante dicha guerra que fue gráficamente descrita por Bragg [123].

Esta práctica consistía en la instalación de seis micrófonos -como el descrito anteriormente-, dispuestos a lo largo de una línea cercana a los 9 km de largo y situada unos 4 km detrás de la línea de frente. Se establecía la salida de los micrófonos que se llevaba a una estación central donde la salida de los micrófonos se registraba en una película móvil, permitiendo de este modo disminuir la resolución de los tiempos hasta alcanzar uno o dos milisegundos. Con estos datos -analizando la

---

<sup>163</sup> 19 de diciembre de 1852 –9 de mayo de 1931. Dos reflectores paraboloides -distancia focal aproximadamente de 0,38 m y diámetro de 1,5 m- fueron conectados de modo coaxial, siendo uno de ellos movable en un eje paralelo.

<sup>164</sup> 1877 – 1955.

diferencia de tiempos registrada en las diversas estaciones-, era muy sencillo calcular las posiciones de las baterías enemigas a una distancia de 10 km, y la precisión típica obtenida era de alrededor de 50 metros.

George Washington Pierce<sup>165</sup> relató en 1925 diferentes medidas de la velocidad del sonido obtenidas usando para ello transductores piezoeléctricos y valiéndose de técnicas de interferometría [124]. Pierce parece ser el primero en mencionar la dispersión de la velocidad<sup>166</sup>.

Actualmente las mejores estimaciones de las que se tiene conocimiento de la medida de la velocidad del sonido en aire se puede afirmar que, en primer lugar, corresponden a las que han sido realizadas en los estudios de laboratorio y presentadas en 1942 por Hardy Telfair y Pielemeier [125] y en segundo lugar las conseguidas en sus trabajos por Smith [126].

Con todo lo anterior, se puede concluir que:

**A 1 kHz y 1 atm de presión, la velocidad de propagación de una onda libre y plana, en aire seco conteniendo el 0,03% dióxido de carbono y a 0 °C es de 331,45 ms<sup>-1</sup> +/- 0,05 ms<sup>-1</sup>.**

Es importante para esta tesis doctoral, destacar aquí que la presencia de vapor de agua introduce dos efectos opuestos:

- i. Si la densidad de vapor de agua es 40% menor que la del aire a la misma temperatura se produce un incremento de la velocidad del sonido que es proporcional al porcentaje de moléculas de vapor de agua [82].
- ii. Sin embargo, la presencia de vapor de agua también tiene un efecto significativo en la atenuación del sonido provocado por la interacción con las moléculas de oxígeno y -debido a este fenómeno de relajación- hay un decremento en la velocidad del sonido cuando se incrementa el porcentaje de moléculas de vapor de agua<sup>167</sup>.

---

<sup>165</sup> 11 de enero de 1872 – 25 de agosto de 1956.

<sup>166</sup> Esto es, la velocidad dependiente de la frecuencia debido al medio de propagación y no debido a efectos pared como había predicho Aristóteles.

<sup>167</sup> Harris [51] -quien realizó cuidadosas medidas de la velocidad relativa del sonido-, demostró que a temperatura ambiente, se requiere un mínimo de humedad relativa de cerca del 14%, con lo que la velocidad es aproximadamente un 0,2 ms<sup>-1</sup> menor que la del aire seco. A 100% de humedad relativa la velocidad es un 1,1 ms<sup>-1</sup> mayor que la del valor de aire seco.

## IV.I - Introducción

La exclusión intencionada en el **capítulo 5** -dedicado a exponer la evolución de los diferentes modelos de propagación del sonido en un medio con niebla- de los artículos que Rozenfel'd publicó en 1983 [92][100] responde a dos motivos principales: en primer lugar, ambos artículos son objeto de un detallado análisis en el presente anexo y, por otra parte, los trabajos mencionados no alcanzaron relevancia en la sociedad académica de la época<sup>168</sup>. Esto, con toda probabilidad es debido a que ambos artículos eran de autor soviético y fueron publicados por la *Akusticheskij Zhurnal*<sup>169</sup>.

De hecho, el autor no volvió a publicar ninguna contribución al estudio de la transmisión del sonido en exteriores y ha desarrollado una prolífica carrera investigadora en áreas tan diversas como la estadística computacional aplicada al cáncer, matemática estadística, tomografía y análisis de datos aplicados a sistemas biológicos, entre otras. En la actualidad presta sus servicios como matemático estadístico en la División de prevención del cáncer en el *National Cancer Institute*,

Pese a lo expuesto anteriormente, los trabajos de Rozenfel'd son de una importancia superlativa, ya que realiza un planteamiento del problema y un desarrollo muy adecuados y, por consiguiente, son de suma utilidad para profundizar en el conocimiento de la transmisión del sonido en atmósferas con niebla.

Por lo tanto, y por las razones expuestas al inicio de la presente tesis doctoral -en el **capítulo 1-**, se dedica el presente **anexo IV** a exponer el modelo de Rozenfel'd, que a buen seguro servirá de base para futuros trabajos en la investigación de la propagación del sonido en exteriores en condiciones de niebla.

---

<sup>168</sup> De hecho el autor de esta tesis solamente ha encontrado una cita en un trabajo de investigación [143].

<sup>169</sup> *Transaction of Sciences of the USSR, Journal of Acoustics*, aunque también se publicó una traducción en el Instituto Americano de Física -*American Institute of Physics*-.

## IV.II - Absorción del sonido en una atmósfera con niebla

Según establece Rozenfel'd en su artículo [100], una atmósfera con niebla se podría representar como un medio continuo consistente en un medio gaseoso no-homogéneo<sup>170</sup> y suspendido en un aerosol de líquido en forma de gotas.

La propagación del sonido en dicho medio está acompañada de un número de procesos físicos, entre los que predominan -en su mayor parte-, las evaporaciones y condensaciones en las proximidades de las gotas de líquido; el arrastre parcial de las gotas por la velocidad de fluctuación de la onda de sonido; la transferencia de calor entre las gotas y el gas; la excitación de la oscilación natural en la forma de las gotas; y -por último-, la aparición de gradientes de temperatura y velocidad trasladándose, con la concomitancia de los efectos de los flujos de calor y viscosidad.

El objetivo del presente estudio es determinar los mecanismos de dispersión y absorción más importantes del sonido en condiciones de niebla, para calcular la velocidad del sonido y los coeficientes de absorción y para analizar qué características de niebla pueden ser determinadas en la base de los patrones de dispersión resultantes<sup>171</sup>.

Con una mirada puesta en aplicaciones geofísicas, Rozenfel'd trata el problema para un rango de frecuencias que va desde el centenar de hercios hasta frecuencias de 5 a 8 kHz -es decir, el rango en el cual operan los dispositivos de medida acústica [127]-, y deduce de las estimaciones [128] y de detallados estudios [129] que para el rango de frecuencias indicado los procesos de evaporación y condensación son demasiado lentos<sup>172</sup>.

Por consiguiente, admítase como suposición fundada de trabajo que la transmisión de una onda acústica no modifica el equilibrio de condensación<sup>173</sup>.

Para abordar el problema, Rozenfel'd supone que las gotas tienen una superficie esférica y que es invariante en media.

Finalmente -y de acuerdo a estimaciones bien establecidas [130], p.370-, la absorción de sonido asociada a la viscosidad y a la conducción de calor en el medio es perceptible solamente cuando la longitud de onda excede por muchos órdenes de magnitud de las frecuencias audibles.

---

<sup>170</sup> En su mayor parte compuesto por aire.

<sup>171</sup> Algunos aspectos del problema propuesto han sido ya tratados en numerosos artículos. El más cercano se puede encontrar en los trabajos de Popov [135] que versan sobre la transmisión del sonido en un medio homogéneo que contiene partículas sólidas de aerosol. Al mismo tiempo es necesario señalar que no es posible aplicar los resultados del anterior estudio [135] al problema de la transmisión de sonido en niebla debido a que la niebla es fundamentalmente un medio no-homogéneo que puede ser representado como distribución del número de gotas por tamaño, y las diferentes partes del espectro de las gotas afectan a las características de la dispersión de modo diferente.

<sup>172</sup> Este hecho es fundamental para el resto del desarrollo teórico, como se verá a continuación.

<sup>173</sup> Estimaciones elementales muestran -ver [130], página 295- que para los tamaños típicos de las gotas presentes en nieblas -es decir, 0,1-10  $\mu\text{m}$ - las frecuencias naturales de las oscilaciones en tamaño inducidas por su tensión de superficie se encuentran en el rango del ultrasonido lejano.

Por lo tanto, solamente dos de los efectos que influían en la dispersión y absorción del sonido permanecen de modo significativo: en primer lugar, el arrastre parcial de las partículas de aerosol por la onda de sonido como resultado de la fricción de Stokes, y en segundo la transferencia de calor entre las partículas de aerosol y el gas debido a fluctuaciones de la temperatura en la onda acústica<sup>174</sup>.

En resumen, Rozenfel'd parte de un medio, compuesto por un gas con un exponente adiabático  $\gamma$  -aire húmedo-, en el cual está suspendido un aerosol no-homogéneo.

La distribución del tamaño de gotas queda descrita por una función normalizada  $f$  con la condición:

$$\int_0^{\infty} f(a)m(a)da = \rho_{\omega} \quad \text{(IV.1)}$$

donde  $m(a)$  es la masa de la gota con radio  $a$  y  $\rho_{\omega}$  es la masa total del aerosol por unidad de volumen del medio<sup>175</sup>.

La ecuación de movimiento de una gota de radio  $a$  es:

$$dV_i/dt = (v_i - V_i) / \tau_n(a) \quad \text{(IV.2)}$$

donde de acuerdo con la ley de Stokes<sup>176</sup>

$$\tau_n(a) = (2/\nu)\rho_{\omega}a^2/\eta \quad \text{(IV.3)}$$

$\rho_{\omega}$  es la densidad del líquido y  $\eta$  es la viscosidad del gas portador.

<sup>174</sup> Las estimaciones muestran -y la solución rigurosa del problema confirma-, que esos procesos tienen lugar en tiempos característicos equivalentes a los periodos de las ondas de sonido en el rango indicado y que, por lo tanto, hay que tener en cuenta en los procesos de absorción y dispersión.

<sup>175</sup> No se tiene en cuenta el volumen propio del aerosol.

<sup>176</sup> Se recuerda aquí el punto dedicado a los efectos de la viscosidad y la conducción térmica del capítulo anterior.

Estimando las ecuaciones hidrodinámicas<sup>177</sup>:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho v_i = 0 \quad (\text{IV.4})$$

$$\rho \left( \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right) = \int_0^\infty f(a) \frac{m(a)}{\tau_n(a)} (V_i - v_i) da \quad (\text{IV.5})$$

Esta ecuación tiene la particularidad de<sup>178</sup>

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left( \rho \frac{v^2}{2} + c_v T + \int_0^\infty f(a) \left[ Q(a) + \frac{m(a)V^2}{2} \right] da \right) + \\ & \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho v_i \frac{v^2}{2} + v_i c_p T + \int_0^\infty f(a) V_i \left[ Q(a) + \frac{m(a)V^2}{2} \right] da \right) = 0 \end{aligned} \quad (\text{IV.6})$$

El sistema de ecuaciones (IV.1) - (IV.6) debe ser completado con una ecuación para la conservación del número de gotas de cada especie, expresando que el hecho de que la transmisión de una onda sonora no conlleva la condensación de las gotas:

$$\frac{\partial}{\partial t} [f(a)m(a)da] + \text{div} [f(a)m(a)V(a)da] = 0 \quad (\text{IV.7})$$

Transformaciones estándares de la ecuación de calor (IV.6) [131] la reducen a la forma:

$$c_v T \left( \frac{d \ln p}{dt} - \gamma \frac{d \ln \rho}{dt} \right) + \int_0^\infty f(a) \left[ \frac{dQ}{dt} + \frac{m}{\tau_n} (v_k - V_k)(v_k - V_k) \right] da = 0 \quad (\text{IV.8})$$

El próximo estado para la derivación [131] comprende transformar las ecuaciones en modo lineal con respecto a variables acústicas.

<sup>177</sup> La parte derecha de la ecuación de movimiento contiene un término que describe la fuerza del cuerpo debida a la fricción entre el gas y el aerosol. Nótese que las ecuaciones (IV.5) y (IV.2) aseguran al instante la conservación del momento total del medio.

<sup>178</sup> Esta ecuación expresa la conservación de la energía total del medio consistente en la energía del gas, la energía cinética de las gotas y la cantidad de calor  $Q(a)$  contenida en estas últimas.

Como puede observarse, la disipación de energía asociada a la fricción de Stokes es de segundo orden en la ecuación (IV.3). Sobre estas bases, el sistema se transforma en:

$$\frac{dp_a}{dt} - \gamma \frac{p_0}{\rho_0} \frac{d\rho_a}{dt} + \frac{\rho_0 R}{c_v \mu} \int_0^\infty f(a) \frac{dQ}{dt} da = 0 \quad (\text{IV.9})$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_a}{dt} + \text{div} v_a = 0 \quad (\text{IV.10})$$

$$\rho_0 \frac{dv_{ai}}{dt} + \frac{\partial p_a}{\partial x_i} = \int_0^\infty f(a) \frac{m(a)}{\tau_\eta(a)} (V_i - v_{ai}) \quad (\text{IV.11})$$

$$dV_i/dt = (v_{ai} - V_i) / \tau_n \quad (\text{IV.12})$$

El sistema de ecuaciones (IV.9) - (IV.12) no está completo porque el calor  $Q(a)$  no está relacionado con las perturbaciones de temperatura.

Para completar el sistema se debe resolver el problema auxiliar del campo de temperatura en el interior de una gota esférica sujeta a calentamiento y enfriamiento periódicos debidos a la onda sonora<sup>179</sup>, de modo tal que resolver el problema de la conducción calorífica completamente requiere investigar el campo de temperaturas en ambos sitios, dentro y fuera de la gota. Siguiendo este proceso el problema original desemboca en otro de una complejidad formidable.

En aras simplificar la cuestión, Rozenfel'd tiene en cuenta que la difusión térmica del aire bajo condiciones estándares es aproximadamente dos órdenes de magnitud menor que para el agua<sup>180</sup>.

Puede suponerse que el gas alrededor de la gota está siempre en equilibrio y que el campo de temperaturas alrededor de la gota varía periódicamente, permaneciendo espacialmente

<sup>179</sup> Es importante tener en cuenta que el tiempo de relajación para llegar al equilibrio térmico dentro de la gota es equivalente al periodo de la onda, haciendo imposible restringir el problema a una gran aproximación y a suponer que la gota se calienta como un todo o no ha tenido tiempo para haber sido calentada por completo.

<sup>180</sup> Los valores correspondientes son  $1,85 \times 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{s}$  y  $1,43 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$ .

uniforme<sup>181</sup>. El problema propuesto, tal y como está planteado, puede ser resuelto por técnicas matemáticas aplicadas a la física<sup>182</sup>.

Si el campo de temperaturas de una onda sonora puede ser representado con la siguiente formulación<sup>183</sup>:

$$T(r, t) = T_0 + \text{Re} \tilde{T}_a \exp[i(kr - \omega t)] \quad (\text{IV.13})$$

La cantidad total de calor  $Q$  transferida a una partícula de radio  $r$  será:

$$Q(a, t) = (4\pi a^3 / 3) c_{\omega t} \rho_{\omega t} \left( T_0 + \text{Re} \tilde{T}_a \tilde{S} \exp[i(kr - \omega t)] \right) \quad (\text{IV.14})$$

Aquí  $c_{\omega t}$  es el calor específico del líquido, y  $\tilde{S}$  es la función compleja de la frecuencia:

$$\tilde{S}(a, \omega) = \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ n^2 + i \frac{\omega \tau_{\chi}}{2\pi^2} \right]^{-1} \quad (\text{IV.15})$$

donde:

$$\tau_{\chi} = 2a^2 / \chi$$

El sistema de ecuaciones (IV.9) - (IV.12) se completa con las ecuaciones (IV.13) - (IV.15) y la forma linealizada de la ecuación de estado:

$$\tilde{T}_a = T_0 \left( \tilde{p}_a / p_0 - \tilde{\rho}_a / \rho_0 \right) \quad (\text{IV.16})$$

<sup>181</sup> También Rozenfel'd tiene en cuenta que el diámetro de la gota es distinguiblemente menor que cualquier longitud de onda en el rango del audible.

<sup>182</sup> Ver [142], página 387.

<sup>183</sup>  $r$  es la coordenada de partícula, que se puede dejar fija en la solución del problema de transferencia de calor, debido a que las amplitudes de cualquiera de las posibles oscilaciones de las partículas son varios órdenes de magnitud menores que la longitud de onda;  $k$  es el vector de onda y la tilde alude a amplitudes complejas.

Se introducen aquí dos cantidades auxiliares: la densidad efectiva del aerosol -a frecuencia  $\omega$ -,

$$\tilde{\rho}_\omega(\omega) = \int_0^\infty f(a)m(a)(i - i\omega\tau_\eta(a))^{-1} da \quad (\text{IV.17})$$

y el calor específico efectivo de las partículas suspendidas.

$$\tilde{c}_\omega(\omega) = c_{\omega} \int_0^\infty f(a)m(a)\tilde{S}(a, \omega)da \quad (\text{IV.18})$$

Escribiendo las ecuaciones (IV.9) - (IV.12) y (IV.13) - (IV.16) en forma espectral<sup>184</sup> y aplicando las condiciones de solubilidad, se obtiene:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho}_\omega(\omega)}{\rho_0} \right) \frac{c_\rho + \tilde{c}_\omega(\omega)\gamma}{c_\rho + \tilde{c}_\omega(\omega)} \quad (\text{IV.19})$$

Esta es la ecuación fundamental para el subsecuente análisis de la dispersión y absorción del sonido.

El siguiente paso, a continuación, consiste en comprobar cuál es el comportamiento de esta ecuación y para ello se considerarán primero los casos límite de las altas y bajas frecuencias.

Cuando  $\omega$  tiende a cero, se colige que:

$$k^2 \rightarrow \omega^2 / c_0^2 (1 + \rho_\omega / \rho_0) \gamma (c_v + c_\omega) / (c_p + c_\omega) \quad (\text{IV.20})$$

---

<sup>184</sup> Es decir, suponiendo que  $\{p_a, T_a, v_i, V_i\} = \text{Re} \left\{ \tilde{p}_a, \tilde{T}_a, \tilde{v}_i, \tilde{V}_i \right\} \exp [i(kr - \omega t)]$ .

la velocidad del sonido en este caso vendrá determinada por la relación:

$$c^2(0) = \frac{c_0^2}{1 + \rho_\omega / \rho_0} \frac{c_p + c_\omega}{c_v + c_\omega} \frac{1}{\gamma} \quad (\text{IV.21})$$

con la introducción del exponente adiabático eficaz,

$$\tilde{\gamma}(\omega) = \left( c_p + \tilde{c}_\omega(\omega) \right) / \left( c_v + \tilde{c}_\omega(\omega) \right) \quad (\text{IV.22})$$

la ecuación (IV.21) adquiere la forma de:

$$c^2(0) = \gamma(0) P_0 / (\rho_0 + \rho_\omega) \quad (\text{IV.23})$$

El sonido, por lo tanto, se propaga como si la densidad y el calor específico del gas se hubiesen incrementado por cantidades iguales a la densidad y el calor específico del aerosol suspendido<sup>185</sup>.

Para deducir este resultado se ha de tener en cuenta que  $\tilde{\rho}_\omega(\omega)$  tiende a cero cuando  $\omega$  tiende a infinito.

Es por lo tanto necesario formular el comportamiento asintótico de las series de la ecuación (IV.15) cuando  $\omega$  tiende a infinito.

Utilizando el procedimiento -bien conocido por otra parte-, de la teoría de residuos, es decir, incorporando<sup>186</sup>:

<sup>185</sup> Este resultado es obvio -claramente a frecuencias bajas-, las partículas del aerosol pueden ser calentadas y arrastradas por completo por la onda sonora. Por contra, a altas frecuencias -cuando  $\omega$  tiende a infinito- la velocidad del sonido se debe aproximar a la velocidad del sonido adiabático normal  $c_0$ , ya que los "grados de libertad" asociada con el aerosol no pueden ser excitados.

<sup>186</sup>  $a_k$  denota los polos de la función  $f(z)$ .

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} f(n) = -\pi \sum_{h=1}^m \operatorname{Re} s f(z) \operatorname{ctg} \pi z \quad (\text{IV.24})$$

se infiere que:

$$\tilde{S}(a, \omega) = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{iv^2} + \frac{\pi \operatorname{ctg} \pi v \sqrt{-i}}{v \sqrt{-i}} \right\} = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{iv^2} + \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{1+i}{v} \frac{\sin \pi v \sqrt{2} + ish \pi v \sqrt{2}}{\sin^2 \frac{\pi v}{\sqrt{2}} ch^2 \frac{\pi v}{\sqrt{2}} + \cos^2 \frac{\pi v}{\sqrt{2}} sh^2 \frac{\pi v}{\sqrt{2}}} \right\}; \quad (\text{IV.25})$$

$$v^2 = \frac{\omega \tau_{\chi}}{2\pi^2}$$

es evidente desde esta relación que  $\tilde{S}(a, \omega)$  tiende a cero cuando  $\omega$  tiende a infinito, así que  $\tilde{c}_{\omega}(\omega)$  tiende a cero y  $c^2(\omega)$  tiende a  $c_0^2$ .

Como se ve, el valor límite de la velocidad del sonido no depende del espectro de tamaño de las gotas, sino que está determinado solamente por el "contenido de agua" de la niebla, es decir, por el contenido total de líquido por unidad de volumen.

Para el rango de frecuencias intermedias el patrón de dispersión depende significativamente de la distribución del tamaño de las gotas.

Rozenfel'd calcula el coeficiente de absorción y encuentra que incluso para una niebla densa el calor específico y la masa del aerosol no cuentan más que unos pocos términos de un uno por ciento del calor específico y masa del gas portador<sup>187</sup>.

Consecuentemente la expresión (IV.19) admite linealización.

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2} \left( 1 + \frac{\tilde{\rho}_{\omega}(\omega)}{\rho_0} + \frac{c_p - c_v}{c_p c_v} \tilde{c}_{\omega}(\omega) \right) \quad (\text{IV.26})$$

<sup>187</sup> Densidades típicas son  $1\text{gm}^{-3}$  y  $1\text{kgm}^{-3}$ .

el coeficiente de absorción es:

$$\text{Im } k = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c_0} \left[ 1 + \frac{\text{Im } \tilde{\rho}_\omega(\omega)}{\rho_0} + \left( \frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \text{Im } \tilde{c}_\omega(\omega) \right] \quad (\text{IV.27})$$

donde:

$$\text{Im } \tilde{\rho}_\omega(\omega) = \int_0^\infty \frac{f(a)m(a)}{1 + \omega^2 \tau_\eta^2} \omega \tau_\eta da \quad (\text{IV.28})$$

$$\text{Im } \tilde{c}_\omega(\omega) = c_{\omega\tau} \int_0^\infty f(a)m(a) S_2(a, \omega) da \quad (\text{IV.29})$$

y

$$S_2(a, \omega) = \frac{1}{2\pi^2 v^2} \left\{ 1 - \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{\sin \pi v \sqrt{2} + sh \pi v \sqrt{2}}{\sin^2 \frac{\pi v}{\sqrt{2}} ch^2 \frac{\pi v}{\sqrt{2}} + \cos^2 \frac{\pi v}{\sqrt{2}} sh^2 \frac{\pi v}{\sqrt{2}}} \right\}; \quad (\text{IV.30})$$

Por lo tanto, el coeficiente de absorción es una transformación integral del espectro de gotas.

$$\text{Im } k(\omega) = \int_0^\infty f(a)m(a) R(a, \omega) da \quad (\text{IV.31})$$

siendo:

$$R(a, \omega) = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c_0} \left\{ \frac{1}{\rho_0} \frac{\omega \tau(a)}{1 + \omega^2 \tau^2(a)} + \frac{c_p - c_v}{c_p c_v} c_{\omega\tau} S_2(a, \omega) \right\} \quad (\text{IV.32})$$

La ecuación (IV.31) puede ser observada como una ecuación integral en el espectro de gotas  $f(a)$ , haciendo en principio posible la reconstrucción de su forma desde los coeficientes de absorción obtenidos de forma experimental.

Con todo esto, Rozenfel'd determina el comportamiento asintótico de las altas frecuencias del coeficiente de absorción; para  $\omega$  tendiendo a infinito en (IV.28) y (IV.29), y se tiene:

$$\text{Im } \tilde{\rho}_\omega(\omega) \rightarrow \frac{1}{\omega} \int_0^\infty \frac{f(a)m(a)}{\tau_\eta(a)} da \quad (\text{IV.33})$$

$$\text{Im } \tilde{c}_\omega(\omega) \rightarrow \frac{c_{\omega t}}{\omega} \int_0^\infty \frac{f(a)m(a)}{\tau_\chi(a)} da \quad (\text{IV.34})$$

y, entonces:

$$\text{Im } k(\omega) \rightarrow \frac{1}{2} \frac{1}{c_0} \int_0^\infty f(a)m(a) \left[ \frac{1}{\rho_0} \frac{1}{\tau_\eta} + \frac{c_{\omega t}}{c_p} (\gamma - 1) \frac{1}{\tau_\chi} \right] da \quad (\text{IV.35})$$

El comportamiento del coeficiente de absorción en el rango de las frecuencias intermedias se determina por la forma del espectro de gotas. Ha sido establecido empíricamente que el espectro está bien representado por la expresión:

$$f(a) = 1.4503 \frac{\rho_\omega}{\rho_{\omega t}} \frac{a^2}{\langle a \rangle^6} \exp\left(-\frac{3a}{\langle a \rangle}\right) \quad (\text{IV.36})$$

La función de distribución  $f(a)$  se normaliza con la condición:

$$\rho_{\omega t} \int_0^\infty f(a) \frac{4}{3} \pi a^3 da = \rho_\omega \quad (\text{IV.37})$$

y el radio medio  $\langle a \rangle$  se interpreta en el sentido:

$$\langle a \rangle = \int_0^{\infty} f(a) da \cdot a / \int_0^{\infty} f(a) da \quad (\text{IV.38})$$

Cálculos numéricos de acuerdo con las ecuaciones (IV.31) y (IV.32)<sup>188</sup> hacen posible determinar el coeficiente de absorción a lo largo de un amplio rango de frecuencias -de 0-7 kHz-. Los resultados se resumen en la **tabla IV.1**.

	$\omega/2\pi$ , kHz	0,5	1	2	3	4	5	6	7
$\langle a \rangle$ , $\mu\text{m}$									
0,5		1,8	3,8	11	23,1	36,5	52	68	85
1		5	10,5	23	41	56	72,5	90	106
2		6	15	29,8	46	61,2	80	97	113
4		9	16,8	34	52	68	86	104	121

**Tabla IV.1** – Representación de los valores de la absorción en dB/km para cuatro valores de la media de radios  $\langle a \rangle = 0,5, 1, 2, 4 \mu\text{m}$  y para un contenido de agua de  $1\text{gm}^{-3}$  [100]

En tanto en cuanto el coeficiente de absorción es proporcional al contenido de agua, para un contenido de agua  $\rho_{\omega} \text{ gm}^{-3}$ , los valores de la tabla deben ser multiplicados por  $\rho_{\omega}$ .

Los datos de la **Tabla IV.1**<sup>189</sup> muestran que a frecuencias fijas el coeficiente de absorción es extraordinariamente sensible a la media de los tamaños de gotas de la niebla y para tamaños fijos de gotas depende fuertemente de la frecuencia.

La dependencia de la frecuencia de la velocidad del sonido es mucho menos pronunciada. Conforme con la ecuación (IV.23) -cuando  $\omega$  varía de cero a infinito-, la velocidad del sonido se incrementa monótonamente y la diferencia entre los valores asintóticos es de:

$$c(\infty) - c(0) = c_0 \left\{ \rho_{\omega} / \rho_0 + (\gamma - 1) c_{\omega} / c_p \right\} / 2 \quad (\text{IV.39})$$

Para el valor supuesto de contenido de agua en la niebla de aproximadamente  $1\text{gm}^{-3}$  esta diferencia es apenas 0,1% y la dispersión es proporcional al contenido de agua.

<sup>188</sup> Donde la ecuación (IV.36) se toma como el espectro de gotas  $f(a)$ .

<sup>189</sup> El coeficiente de absorción se da en dB/km.

Hasta aquí se ha descrito detalladamente y con todo rigor matemático el modelo que propuso Rozenfel'd para la transmisión del sonido en atmósferas con niebla. Los resultados a los que llega Rozenfel'd en su trabajo resultan de importancia superlativa, ya que el método aquí descrito podría ser útil para diagnósticos cuantitativos de la niebla atmosférica por métodos acústicos, como se vio en el apartado dedicado a las aplicaciones en el **apartado 7.7**.

Llegados a este punto, resulta pertinente analizar la idoneidad de la decisión tomada de incluir este modelo en los anexos y que fue debatida en la introducción del presente capítulo. Como se observa, se trata de un modelo de gran robustez, ya que desde el primer momento -con el objeto de simplificar la resolución del sistema de ecuaciones que determinan el comportamiento del fenómeno acústico-, las características del medio -la niebla- ya estaban incluidas en la propuesta de las primeras hipótesis. De este modo, el modelo gana en consistencia.

### **IV-III - Dispersión de las ondas sonoras en una atmósfera con niebla**

En este apartado profundizará en lo publicado por Rozenfel'd en el número siguiente al ya citado de la revista *Akusticheskij Zhurnal*<sup>190</sup>. En él se analizan ahora los efectos de la dispersión debida a una onda sonora que atraviesa un medio no homogéneo, en este caso una atmósfera con niebla.

Rozenfel'd considera la niebla como un medio no-homogéneo debido a las fluctuaciones del contenido de fase líquida total por unidad de volumen -el llamado contenido de agua- y por las variaciones del espectro de distribución de los tamaños de las gotas de un punto al siguiente.

Las ecuaciones fundamentales de la descripción hidrodinámica de un medio pueden encontrarse en [130] -página 370-. Como resultado fundamental del presente estudio Rozenfel'd calcula la sección de cruce eficaz de una unidad de volumen de dispersión.

El plan general para establecer la presente discusión es exactamente análogo al usado en el punto anterior, donde se calcula la dispersión del sonido por fluctuaciones turbulentas. Se omitirán, por lo tanto, cálculos intermedios, resaltando solamente aquellos aspectos que son específicos al problema objeto de estudio.

---

<sup>190</sup> *Transaction of Sciences of the USSR, Journal of Acoustics*, Tomo XXIX, Vol. 3 (1983). También se publicó una traducción en el Instituto Americano de Física -*American Institute of Physics*- con el título *Scattering of sound waves by random inhomogeneities of atmospheric fog*.

Rozenfel'd toma de nuevo el sistema de ecuaciones (IV.10) - (IV.12). De acuerdo con lo dicho en el punto anterior, las ecuaciones hidrodinámicas de la atmósfera presentan la forma de este sistema de ecuaciones en su aproximación lineal con respecto a las variables cantidades acústicas:

Así se encuentra la ecuación de continuidad en su forma:

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial t} + \text{div} v = 0 \quad (\text{IV.40})$$

la ecuación de movimiento del medio;

$$\rho_0 \frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial P_0}{\partial x_i} = \int_0^\infty f(a) \frac{m(a)}{\tau(a)} (v_i - V_i) \quad (\text{IV.41})$$

las ecuaciones de movimientos de una gota de radio  $a$  bajo la acción de la fuerza de fricción de Stokes:

$$\frac{dV_i}{dt} = \frac{1}{\tau_\eta} (v_i - V_i) \quad (\text{IV.42})$$

$$\tau_\eta(a) = \frac{2}{9} \frac{\rho_{\text{ox}} a^2}{\eta}$$

las ecuaciones de aportación de calor;

$$\frac{\partial P_0}{\partial t} + \rho_0 c_0^2 \text{div} v + (\gamma - 1) \int_0^\infty f(a) \frac{dQ(a)}{dt} = 0 \quad (\text{IV.43})$$

y la ecuación de estado <sup>191</sup>:

---

<sup>191</sup> Si se observa, el punto de partida es el sistema formado por las ecuaciones de continuidad, de movimiento y de fricción de Stokes (IV.9) - (IV.12), donde se ha añadido la de aportación de calor y la ecuación de estado para formar el sistema de ecuaciones de partida que describen el problema.

$$T_a = T_0(P_a/P_0 - \rho_a/\rho_0) \quad (\text{IV.44})$$

Aquí  $f(a)$  denota la función de distribución del tamaño de las gotas normalizada por la condición<sup>192</sup>:

$$\int_0^{\infty} f(a)m(a)da = \rho_{\omega} \quad (\text{IV.45})$$

Si la temperatura acústica  $Ta$  varía, siguiendo una ley armónica se obtiene:

$$T_a = \text{Re} \tilde{T}_a \exp(-i\omega t) \quad (\text{IV.46})$$

La cantidad de calor  $Q(a)$  varía siguiendo la ley expuesta en (IV.14):

$$Q(a,t) = (4\pi a^3 / 3)c_{\omega} \rho_{\omega} \left( T_0 + \text{Re} \tilde{T}_a \tilde{S} \exp[i(kr - \omega t)] \right) \quad (\text{IV.47})$$

donde  $c_{\omega}$  es el calor específico de la fase líquida:

$$\tilde{S} = \tilde{S}(a, \omega) = \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ n^2 + i \frac{\omega \tau_{\chi}}{2\pi^2} \right]^{-1} \quad (\text{IV.48})$$

con:

$$\tau_{\chi} = 2a^2 / \chi \quad (\text{IV.49})$$

---

<sup>192</sup> donde  $m(a)$  es la masa de una gota de radio  $a$ ;  $\rho_{\omega}$  es la densidad del líquido;  $\rho_0$  es la masa total de la fase líquida por unidad de volumen del medio -contenido acuoso-;  $v_i$  es la velocidad del sonido -la velocidad del medio se supone igual a cero-;  $V_i$  es la velocidad de la gota,  $\eta$  es la viscosidad del gas porteador y  $Q(a)$  es la cantidad de calor contenido en la gota. El índice  $0$  se refiere al estado no perturbado.

donde  $\chi$  es la difusión térmica del líquido<sup>193</sup>.

Considerando las variables acústicas funciones periódicas del tiempo, se tiene que las ecuaciones para amplitudes complejas pueden escribirse:

$$-i\omega\tilde{P}_a + \rho_0 c_0^2 \partial \tilde{v}_i / \partial x_i - i\omega(\gamma - 1)\tilde{T}_a c_\omega(\omega) \quad (\text{IV.50})$$

$$-i\omega\rho_0 \tilde{v}_i + \partial \tilde{P}_a / \partial x_i = i\omega \tilde{v}_i \rho_\omega(\omega) \quad (\text{IV.51})$$

$$-i\omega\tilde{\rho}_a + \rho_0 \partial \tilde{v}_i / \partial x_i = 0 \quad (\text{IV.52})$$

$$\tilde{T}_a = T_0 \left( \tilde{P}_a / P_0 - \tilde{\rho}_a / \rho_0 \right) \quad (\text{IV.53})$$

Y como en el caso anterior, Rozenfel'd introduce aquí dos cantidades auxiliares: la densidad eficaz de la masa del aerosol a frecuencia  $\omega$ :

$$\rho_\omega(\omega) = \int_0^\infty f(a)m(a) \frac{da}{1 - i\omega\tau_\eta(a)} \quad (\text{IV.54})$$

y el calor específico eficaz:

$$c_\omega(\omega) = c_{ax} \int_0^\infty f(a)m(a) \tilde{S}(a, \omega) da \quad (\text{IV.55})$$

---

<sup>193</sup> Obsérvese que las ecuaciones (IV.46) – (IV.49) se corresponden con las ecuaciones (IV.13) – (IV.15) del apartado anterior. Hasta ahora solamente se está describiendo el problema matemático.

Rozenfel'd resuelve el problema del sistema formado por las ecuaciones (IV.50) - (IV.53) para  $\tilde{P}_a^{194}$ , obteniendo:

$$\frac{\omega^2}{c_0^2} P_a + \frac{\gamma(\omega)}{\gamma} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\rho_0}{\rho_0 + \rho_\omega} \frac{\partial P_a}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{IV.56})$$

y siendo  $\gamma(\omega)$  el exponente adiabático eficaz:

$$\gamma(\omega) = (c_p + c_\omega(\omega)) / (c_v + c_\omega(\omega)) \quad (\text{IV.57})$$

La distribución del tamaño de las gotas y el contenido de agua son funciones de probabilidad. Consecuentemente la densidad eficaz  $\rho_\omega(\omega)$  y el calor específico eficaz  $c_\omega(\omega)$  son también funciones de probabilidad.

Los valores medios eficaces, en especial la densidad y el calor específico se escribirán  $\langle \rho(\omega) \rangle$  y  $\langle c(\omega) \rangle$  respectivamente, mientras que la desviación local de la media se vendrá escrita así:  $\delta\rho_\omega(\omega)$  y  $\delta c_\omega(\omega)$ .

Hay que tener en cuenta que las fluctuaciones  $\delta\rho_\omega(\omega)$  y  $\delta c_\omega(\omega)$  pueden tener los mismos órdenes de magnitud que las correspondientes medias y que la relaciones  $c_\omega/c_p$  y  $\rho_\omega/\rho_0$  no significan más del 0,1%, incluso para los casos de nieblas espesas.

Sobre las bases de estas consideraciones se reescribe la ecuación (IV.55) en la forma lineal:

$$\frac{\partial^2 P_a}{\partial x_i^2} + \frac{\omega^2}{\langle c^2(\omega) \rangle} P_a = \left[ \frac{\delta c_\omega}{c_p} + (\gamma - 1) \frac{\delta \rho_\omega}{\rho_0} \right] \frac{\partial^2 P_a}{\partial x_i^2} + \frac{\partial P_a}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\delta \rho_\omega}{\rho_0} \quad (\text{IV.58})$$

Aquí  $\langle c^2_\omega \rangle$  denota el valor cuadrático medio espacial de la velocidad del sonido a frecuencia  $\omega$ .

---

<sup>194</sup> De ahora en adelante se omitirá la tilde.

$$\langle c^2(\omega) \rangle = c_0^2 \left[ 1 - (\gamma - 1) \frac{\langle c_\omega \rangle}{c_p} - \frac{\langle \rho_\omega \rangle}{\rho_0} \right] \quad (\text{IV.59})$$

Si las perturbaciones de presión acústica se representan por la superposición de una onda plana, se colige que:

$$P_0 = A \exp(ikr) \quad (\text{IV.60})$$

$$k^2 = \omega^2 / \langle c^2(\omega) \rangle$$

Y siendo  $P_s$  la radiación de difusión, entonces en la zona de difracción de Fraunhofer la radiación última se expresa por la ecuación:

$$P_s(r) = -\frac{e^{ikr}}{4\pi r v} \int dr' e^{-ik(nr')} \left\{ \left[ \frac{\delta c_\omega}{c_p} + (\gamma - 2) \frac{\delta \rho_\omega}{\rho_0} \right] \Delta P_0 + \frac{\delta \rho_\omega}{\rho_0} ikn \nabla P_0 \right\} \quad (\text{IV.61})$$

El flujo de energía de la radiación de difusión, tomada la media sobre el periodo de onda sonora es:

$$S = \frac{1}{4i\omega} \left( \frac{P_s'}{\rho_0 + \rho_\omega'} \nabla P_s - \frac{P_s}{\rho_0 + \rho_\omega} \nabla P_s' \right) = \frac{1}{2\omega} \text{Im} \left( \frac{P_s'}{\rho_0 + \rho_\omega'} \nabla P_s \right) \quad (\text{IV.62})$$

e introduciendo la notación:

$$\Delta(r, k) = \left[ \frac{\delta c_\omega}{c_p} + (\gamma - 2) \frac{\delta \rho_\omega}{\rho_0} \right] + nv \frac{\delta \rho_\omega}{\rho_0} \quad (\text{IV.63})$$

la ecuación (IV.61) se transforma del siguiente modo<sup>195</sup>:

<sup>195</sup> En las expresiones (IV.61) y (IV.62)  $K = k - kn$ ;  $n = r/r'$  y  $v = k/k'$ .

$$S = \frac{A^2}{2\omega} \operatorname{Im} \frac{1}{16\pi^2 r^2} e^{i(K-K')r} \frac{ink}{\rho_0 + \rho_\omega} \int dr' \int dr'' e^{i(Kr'' - K'r')} k^2 \Delta(r') \Delta \cdot (r'') \quad (\text{IV.64})$$

La velocidad del sonido a frecuencia  $\omega$ , especificada por la ecuación (IV.59) es un valor complejo, como lo es el vector de onda  $k$ <sup>196</sup>.

El producto de las fluctuaciones  $\Delta(r') \Delta \cdot (r'')$  es una cantidad menor -de segundo orden-, en comparación con  $\delta c_\omega / c_p$  y  $\delta \rho_\omega / \rho_0$  y las correcciones asociadas con la absorción y a la presencia de  $\rho_\omega$  en el denominador de (IV.64) es de tercer orden.

Manteniendo solamente los términos principales, se puede reemplazar  $k$  por  $\operatorname{Re} k$ , obteniéndose:

$$S = \frac{1}{2\omega} \frac{n}{16\pi^2 r^2} k^5 \frac{1}{\rho_0} \operatorname{Re} \int dr' \int dr'' \Delta(r') \Delta \cdot (r'') e^{ik(r'' - r')} \quad (\text{IV.65})$$

Tomando medias del flujo de energía de dispersión y suponiendo que dentro de los límites del volumen de dispersión, el campo de las fluctuaciones  $\delta \rho_\omega$  y  $\delta c_\omega$  es estadísticamente homogéneo, la covarianza de las fluctuaciones adquiere la forma:

$$Q(r', r'') = \langle \Delta(r') \Delta \cdot (r'') \rangle = Q(r' - r'') \quad (\text{IV.66})$$

y la integral (IV.65) se reduce a la forma estándar:

$$\langle S \rangle = \frac{1}{2\omega} \frac{\pi V}{2 r^2} k^5 \frac{n}{\rho_0} \operatorname{Re} \Phi_Q(K); \quad (\text{IV.67})$$

siendo,

<sup>196</sup> La ecuación (IV.63) por lo tanto, describe no solamente la dispersión del sonido debido a las no-homogeneidades de la niebla localizada en el volumen  $V$ , sino también la absorción del sonido.

$$\Phi_Q(K) = \frac{1}{8\pi^3} \int dq Q(q) e^{iKq} \quad (\text{IV.68})$$

Téngase en cuenta que la covarianza  $Q$  generalmente no es real.

Con referencia al flujo (IV.67) de la energía de flujo de la onda incidente, se obtiene lo siguiente:

$$S_0 = \left( \frac{A_0}{\rho_0} \right) \left( \frac{k}{2\omega} \right) \quad (\text{IV.69})$$

Se encuentra que la sección eficaz de dispersión en la dirección  $n$  de unidad de volumen de dispersión es:

$$\sigma(n) = \frac{|\langle S \rangle|}{|\langle S_0 \rangle|} \frac{r^2}{V} = \frac{\pi}{2} k^4 \text{Re} \Phi_Q(K) \quad (\text{IV.70})$$

Volviendo a la ecuación (IV.63) y estableciendo que  $nv = \cos \theta$ , donde  $\theta$  es el ángulo entre el vector de onda incidente y la dirección de dispersión, se obtiene:

$$\sigma(\theta) = \frac{\pi}{2} k^4 \text{Re} \frac{1}{8\pi^3} \int dq e^{iKq} \bullet \left\{ (\gamma - 2 + \cos \theta)^2 \frac{\langle \delta \rho_\omega(r) \delta \rho_\omega \bullet(r+q) \rangle}{\rho_0^2} + \frac{\langle \delta c_\omega(r) \delta c_\omega \bullet(r+q) \rangle}{c_p^2} + (\gamma - 2 + \cos \theta) \frac{\langle \delta c_\omega(r) \delta \rho_\omega \bullet(r+q) + \delta \rho_\omega(r) \delta c_\omega \bullet(r+q) \rangle}{\rho_0 c_p} \right\} \quad (\text{IV.71})$$

Como se ha mencionado con anterioridad, las fluctuaciones espaciales de la masa efectiva  $\delta \rho_\omega$  y del calor específico  $\delta c_\omega$  del aerosol pueden ser deducidos por varios factores. En particular, el contenido de agua puede fluctuar mientras el espectro y el tamaño medio de las gotas permanecen en gran medida constantes de un punto al siguiente<sup>197</sup>.

<sup>197</sup> Otro tipo de fluctuaciones sucede cuando el contenido de agua y el espectro son aproximadamente constantes, pero el tamaño medio de las gotas varía de punto a punto. Situaciones complejas también son posibles cuando, por ejemplo, el contenido de agua y el tamaño medio de las gotas son constante, pero el espectro mismo varía; también, cualquier combinación de estas situaciones anteriores puede suceder. Cada una de estas situaciones corresponde a un tipo particular de dependencia angular y dependencia de frecuencia de la sección eficaz de dispersión.

En principio –evidentemente-, es también posible resolver el problema inverso -en especial cuando la forma completa con dependencia en  $\theta$  y  $\omega$  es conocida-, para encontrar las fluctuaciones correspondientes de la función de distribución que son responsables de esa dependencia. Sin embargo, esta tarea se aleja de los objetivos de esta tesis doctoral. No obstante, es de particular importancia extraer aquí algunas consecuencias de la ecuación general (IV.71).

A tal fin, si se supone que la función  $f(a)m(a)$  tiene un modo en  $a_0$ , entonces, la masa eficaz de aerosol<sup>198</sup> puede ser escrita aproximadamente de la forma:

$$\rho_\omega(\omega) = \rho_\omega / (1 - i\omega\tau_\eta(a_0)) \quad (\text{IV.72})$$

y el calor específico eficaz (IV.55) en la forma:

$$c_\omega(\omega) = \rho_\omega c_{ox} \tilde{S}(Q_0, \omega) \quad (\text{IV.73})$$

Atendiendo al caso más simple, en el que solamente el contenido de agua varía, mientras el tamaño medio de las gotas es constante, se puede deducir que:

$$\sigma(\theta, \omega) = \frac{\pi}{2} \frac{\omega^4}{c_0^4} A(\theta, \omega) \text{Re} \frac{1}{8\pi^3} \int dq e^{ik_q} Q_\rho(q) \quad (\text{IV.74})$$

donde:

$$Q_\rho(q) = \langle \delta\rho_\omega(r) \delta\rho_\omega(r+q) \rangle / \rho_0^2 \quad (\text{IV.75})$$

$$A(\theta, \omega) = \frac{(\gamma - 2 + \cos \theta)^2}{1 + i\omega^2 \tau_\eta^2(a_0)} + \frac{\rho_0 c_{ox}}{c_p} (\gamma - 2 + \cos \theta) \bullet \quad (\text{IV.76})$$

<sup>198</sup> A frecuencia  $\omega$ , como indica la ecuación (IV.53).

$$\bullet \left[ \frac{S^0(a_0, \omega)}{1 - i\omega\tau_\eta(a_0)} + \frac{S(a_0, \omega)}{1 + i\omega\tau_\eta(a_0)} \right] + \left( \frac{\rho_0 c_{\omega\alpha}}{c_p} \right)^2 \tilde{S} \tilde{S}^0$$

La intensidad de la radiación de dispersión es mayormente determinada por la relación que existe entre la longitud de onda de la radiación incidente y la escala espacial característica de las no-homogeneidades. Por estimación se supone que:

$$Q_\rho(q) = D_\rho \exp(-q^2/r_0^2) \quad (\text{IV.77})$$

Esta condición corresponde a la dispersión de las fluctuaciones relativas  $D_\rho$  y su radio de correlación  $\tilde{r}_0$ . En este caso:

$$\sigma(\theta, \omega) = \frac{\pi}{2} \frac{\omega^4 r_0^4}{c_0^4} \frac{D_\rho}{(2\sqrt{\pi})^3 r_0} A(\theta, \omega) \exp\left(-\frac{\omega^2 r_0^2}{c_0^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{IV.78})$$

La sección de difusión característica es rápidamente determinada por las consideraciones dimensionales. Tiene el orden:

$$\sigma(\theta, \omega) = D_\rho / r_0 \quad (\text{IV.79})$$

Si el contenido de agua característico es del orden de  $1\text{gm}^{-3}$  -y las fluctuaciones son del orden de  $0.1\text{gm}^{-3}$ -, y las escalas de las no-homogeneidades características del orden de metros según están especificadas, las secciones eficaces son del orden de entre  $10^{-10}$  y  $10^{-11} \text{cm}^2/\text{cm}^3$ .

Pueden establecerse algunas características importantes de la dependencia en frecuencia de la radiación de difusión. Se introduce la frecuencia característica  $\omega_0$  satisfaciendo las relaciones  $\omega_0\tau_n \approx 1$ ;  $\omega_0\tau_\chi \approx 1$ .<sup>199</sup>

La expresión:

---

<sup>199</sup> Se puede verificar fácilmente que  $\tau_\eta / \tau_\chi \approx 1$  siendo  $\rho_{\omega t} = 1\text{gcm}^{-3}$ ,  $\chi = 1.43 \cdot 10^{-3} \text{cm}^2/\text{s}$  para el agua y  $\eta = 1.7 \cdot 10^{-3} \text{gcm}^{-1}$  para el aire.

$$\left(\frac{\omega c_0}{r_0}\right)^4 \exp\left(-\frac{\omega^2 r_0^2}{c_0^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{IV.80})$$

presenta un máximo a la frecuencia  $\omega = 2c_0 / r_0 \sin(\phi/2)$ .

Si esta frecuencia es considerablemente menor que  $\omega_0$ , entonces de acuerdo con las ecuaciones (IV.54) y (IV.55), los valores eficaces del calor específico y la masa del aerosol en suspensión tenderán a valores ordinarios del calor específico y la masa, respectivamente y la sección eficaz tendrá la forma:

$$\begin{aligned} \sigma(\theta, \omega) = & \frac{\pi}{2} \left(\frac{\omega^2 r_0^2}{c_0^2}\right)^2 \frac{D_\rho}{(2\sqrt{\pi})^3 r_0} \left[ (\gamma - 2 + \cos \theta) + \frac{\rho_0 c_{\alpha}}{c_v} \right]^2 \bullet \\ & \bullet \exp\left(-\frac{\omega^2 r_0^2}{c_0^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \end{aligned} \quad (\text{IV.81})$$

Si la frecuencia (IV.80) es mucho mayor que  $\omega_0$ , la niebla se transformará en acústicamente "transparente", ya que el calor específico y la masa tenderán rápidamente a cero.

Consecuentemente, si se puede determinar la frecuencia  $\omega_0$  a la cual la niebla se transforma en acústicamente "transparente", el tamaño medio de las gotas y la escala característica de las no-homogeneidades deben estar conectadas por la relación  $[2c_0 / r_0 \sin(\phi/2)](2a_0^2 / \chi) \approx 1$ , de modo que:

$$a_0 \approx \sqrt{(r_0 \chi) / (2c_0) \sin(\theta/2)} \quad (\text{IV.82})$$

Evidentemente, esta ecuación no resuelve el problema de determinar la característica de la niebla completamente, pero sí disminuye significativamente el número de parámetros que tienen que ser determinados.

Como es lógico la aceptación de un modelo como algo útil y acertado no se consolida hasta que no se corroboren experimentalmente los resultados. También parece conveniente no perder de vista que ante tantas variables que confluyen en el modelo no se puede esperar unos resultados totalmente satisfactorios sino unos resultados que se aproximen a los experimentales.

Resulta de extremado interés destacar que en su modelo, Rozenfel'd recurre a justificar empíricamente la ecuación que representa el espectro de las gotas y que se reproduce a continuación:

$$f(a) = 1.4503 \frac{\rho_w}{\rho_{at}} \frac{a^2}{\langle a \rangle^6} \exp\left(-\frac{3a}{\langle a \rangle}\right) \quad (\text{IV.36})$$

Por otro lado, recordando lo ya expuesto en el **apartado 3.3**, referente al problema de la niebla, Houze, simplificaba la ecuación de continuidad del agua (3.1) para la niebla y esta queda reducida a la siguiente expresión:

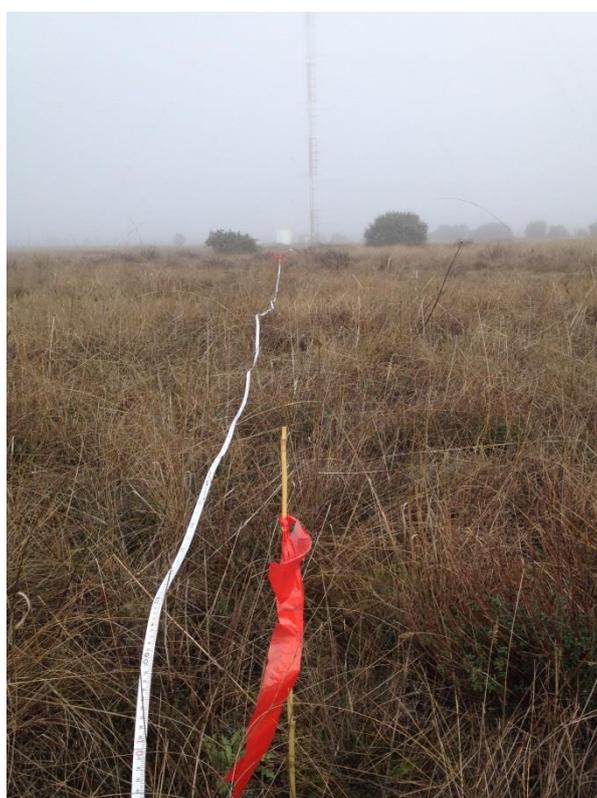
$$\frac{\partial \bar{n}_i}{\partial t} = d_i + s_i + K \nabla^2 n_i \quad (\text{IV.83})$$

De tal manera que no parece descabellado pensar que ambas expresiones puedan estar relacionadas; la primera describe cómo es la función distribución del tamaño de gotas, la segunda representa la evolución a escala temporal de la variación del tamaño de las gotas. Por consiguiente, se podría sustituir (IV.36) en (IV.83) -idéntica a la **ecuación (3.2)**-, y continuar su desarrollo.

Este ejercicio excede de los objetivos marcados en el **capítulo 1**, sin embargo queda reflejado para marcar el camino en futuras investigaciones.



**Fotografía IV.1** – Día de niebla en la zona de toma de datos



**Fotografía IV.2** – Marcas en la línea de toma de datos



**Fotografía IV.3** – Proceso de formación de niebla en la zona de toma de datos 1



**Fotografía IV.4** – Proceso de formación de niebla en la zona de toma de datos 2



**Fotografía IV.5** –Toma de datos nocturnos 1



**Fotografía IV.6** –Toma de datos nocturnos 2



**Fotografía IV.7** –Niebla a baja altura



**Fotografía IV.7** –Formación de nubes a muy baja altura

- Licenciado en Ciencias Físicas por la Universidad de Valladolid (1991) ha realizado los siguientes cursos de doctorado:

i. CAMPOS Y FUENTES ACÚSTICAS	Curso: 96-97; Créditos: 4; Calificación: Sobresaliente
ii. CONTROL DEL RUIDO	Curso: 96-97; Créditos: 4; Calificación: Sobresaliente
iii. MÉTODOS NUMÉRICOS EN INGENIERÍA	Curso: 96-97; Créditos: 4; Calificación: Aprobado
iv. ANÁLISIS MODAL	Curso: 97-98; Créditos: 4; Calificación: Sobresaliente
v. MEDIDA DE INTENSIDAD SONORA	Curso: 97-98; Créditos: 4; Calificación: Notable
vi. RUIDO Y DIAGNOSIS DE MÁQUINAS	Curso: 97-98; Créditos: 4; Calificación: Sobresaliente
vii. TRABAJO DE INVESTIGACIÓN	Curso: 00-01; Créditos: 8; Calificación: Sobresaliente

- **Publicaciones:**

Contribución al estudio de la propagación del sonido en exteriores. M. Arenal, J. González, P. González y A. Abascal. Comunicación presentada a las XXX Jornadas Nacionales de Acústica, Encuentro Ibérico de Acústica Tecniacústica 99 [10].

Contribución al estudio de la propagación del sonido en medios con vegetación. A. I. Tarrero, J. González y P. González. Comunicación presentada a las XXX Jornadas Nacionales de Acústica, Encuentro Ibérico de Acústica Tecniacústica 99 [11].

Contribución al estudio de la influencia de las variables meteorológicas en la propagación del sonido en exteriores. M. Arenal, J. González, P. González, A. Tarrero. XXXI Congreso Nacional de Acústica – Tecniacústica 2000 [12].

- **Suficiencia Investigadora:**

Obtenida el 15 de diciembre de 2000.

- **Actividad Profesional:**

Desde enero de 1999, el doctorando desarrolla su actividad profesional en la OFICINA EUROPEA DE PATENTES. Dicho Organismo, fundado en Munich en 1973, es el encargado de la uniformidad del sistema de patentes en Europa. La labor del doctorando como Examinador de Patentes es la elaboración de Informes Oficiales de Búsqueda y Examen de solicitudes de patentes europeas y mundiales, siendo, además Autoridad Internacional WIPO (*World Intellectual Property Organization*) a nivel mundial.



# Bibliografía

---

- [1] J. M. Maganto, “Faros y Luces de Señalización en la Navegación Antigua.,” *CuPAUAM 17*, pp. 67-89, 1990.
- [2] J. Tyndall, *The science of sound*, 1867.
- [3] T. B. Gabrielson, “Refraction of sound in the atmosphere,” *Acoustics Today*, vol. April, p. 7 – 17, 2006.
- [4] V. Shagapov and V. Srapulova, “Features of Sound Refraction in the Atmosphere in Fog.,” *Atmospheric and Oceanic Physics*, vol. 50., no. 2, pp. 602-609, 2014.
- [5] “The Buncefield oil depot incident: a discussion of the meteorology,” *Weather*, vol. 62, no. 12, December 2007.
- [6] “Acerca del Ruido,” Agencia Europea de Medio Ambiente, 2008.
- [7] “Libro Verde de la UE sobre la política futura de lucha contra el ruido.,” Unión Europea.
- [8] World Health Organization., *Burden of disease from environmental noise*, Copenhagen: WHO Regional Office for Europe, 2011.
- [9] C. Morales Rodríguez and O. V. M.T., “Aproximación al estudio de las nieblas en el valle medio del Duero,” *Investigaciones Geográficas*, vol. 12, 1994.
- [10] M. Arenal, J. González, P. González and A. Abascal, “Contribución al estudio de la propagación del sonido en exteriores,” in *XXX Jornadas Nacionales de Acústica, Encuentro Ibérico de Acústica Tecniacústica 99*, 1999.
- [11] A. Tarrero, J. González and P. González, “Contribución al estudio de la propagación del sonido en medios con vegetación,” in *XXX Jornadas Nacionales de Acústica, Encuentro Ibérico de Acústica Tecniacústica 99*, 1999.
- [12] M. Arenal, J. González, P. González and A. Tarrero, “Contribución al estudio de la influencia de las variables meteorológicas en la propagación del sonido en exteriores,” in *Congreso Nacional de Acústica - Tecniacústica*, Madrid, 2000.
- [13] A. I. Tarrero, “Propagación del sonido en bosques. Análisis comparativo de las medidas in situ, en laboratorio y de los valores predichos por un modelo. Tesis Doctoral,” Universidad de Valladolid, Valladolid, 2002.

- [14] G. Daigle, T. Embleton and J. Piercy, "Line-of-sight propagation through atmospheric turbulence near the ground," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 74, no. 5, 1983.
- [15] V. Ostashev, F. Gerdes, V. Mellert and R. Wand, "Propagation of sound in a turbulent medium. II. Spherical waves," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 102, no. 5, 1997.
- [16] D. Fitzjarrald and G. Lala, "Hudson valley fog environments," *J. Appl. Meteor.*, vol. 28, 1989.
- [17] J. Labajo Salazar, A. Piorno Hernández and M. Izquierdo Gallego, "Un modelo de pronóstico de temperaturas de formación de nieblas de radiación," *Atmósfera*, vol. 8, 1995.
- [18] J. Labajo, F. de Pablo and F. García, "An equation relating temporal changes of relative humidity and temperature: case of variable intervals of time," *Atmósfera*, vol. 4, 1991.
- [19] J. Labajo, S. Tomás and F. de Pablo, "Estudio de una relación lineal entre la humedad relativa y la temperatura del aire," *Anal. Fis. Serie B*, vol. 85, 1989.
- [20] W. Derham, "Experimenta et observationes de soni motu," *Philos. Trans. Roy. Soc.*, vol. 5, 1708.
- [21] J. Cole and R. Dobbins, "Propagation of Sound Through Atmospheric Fog," *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. 27, pp. 426-434, 1970.
- [22] Y.-T. Wei, "The Absorption of Sound in Foggy Air at Low Audible Frequencies. Thesis Ph.D.," University of California, LOS ANGELES, 1950.
- [23] V. O. Knudsen, "The Effect of Humidity Upon the Absorption of Sound in a Room," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 3, no. 11, 1931.
- [24] P. Mahanta, S. Vajpayee and M. Sadek, "Suspended Water Droplets as a Means of Noise Reduction," *Applied Acoustics*, vol. 19, pp. 77-90, 1986.
- [25] T. Leighton, J. Jiang and K. Baik, "Demonstration comparing sound wave attenuation inside pipes containing bubbly water and water droplet fog," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 131, no. 3, pp. 2413-2421, 2012.
- [26] *Acoustics-Attenuation of sound during propagation outdoors-ISO 9613-2*, 1996.
- [27] R. Descartes, *Règles pour la direction de l'esprit*, Victor Cousin.
- [28] "Formato IEEE. Estilo y referencias bibliográficas," Biblioteca Universitaria de la Universidad de Málaga, [Online]. Available: <http://riuma.uma.es/xmlui/bitstream/handle/10630/7302/FORMATO%20IEEE1.pdf>.
- [29] G. A. Davidson, "Sound Propagation in Fogs," *Journal of Atmospheric Sciences*, 1975.

- [30] M. Kandula, "Sound propagation in saturated gas–vapor–droplet suspensions considering the effect of transpiration on droplet evaporation," *Applied Acoustics*, vol. 73, no. 8, pp. 849-854, 2012.
- [31] M. Kandula, "Sound propagation in saturated gas-vapor-droplet suspensions with droplet evaporation and nonlinear relaxation," *JASA Express Letters*, 2012.
- [32] C. D. Ross, "Outdoor sound propagation in the US Civil War," *Applied Acoustics* 59, pp. 137-147, 2000.
- [33] S. Pepys, *The diary of Samuel Pepys*, George Bell & Sons, 1893.
- [34] F. Fox, *A Distant Storm: The Four Days' Battle of 1666*, Vols. ISBN 978-1-55652-778-4, Rotherfield, 1996.
- [35] K. Hollyhan, *Isaac Newton and physics for kids: his life and ideas with 21 activities*, ISBN 978-1-55652-778-4.
- [36] S. Stephen, "Isaac Newton as a Probabilist," *Statistical Science*, 2006.
- [37] F. N. David, "Mr. Newton, Mr. Pepys & Dyse: A Historical Note," *Annals of Science*, vol. 13, no. 3, 1957.
- [38] F. Morán, *Apuntes de termodinámica de la atmósfera*, Madrid: Instituto Nacional de Meteorología, 1984.
- [39] E. Castillo and F. Castellví, *Agrometeorología*, Ministerio de Agricultura, Pesca y Alimentación, 1996.
- [40] M. Casas Castillo and M. Alarcón Jordán, *Meteorología y clima*, Ediciones UPC, 1999.
- [41] P. Sverre, *Introducción a la meteorología*, Madrid: Espasa Calpe, 1968.
- [42] M. López Carmona and A. Izquierdo González, "Aproximación al pronóstico de nieblas en el estrecho de Gibraltar," in *Comunicación V Simposio Nacional de Predicción del INM*, Madrid, 2001.
- [43] O. Hernández Holgado, "Formación de nieblas marinas y su transformación en estratos," in *Comunicación XXIX Jornadas Científicas de la AME*, Pamplona, 2006.
- [44] A. Bott and G. Carmichael, "Multiphase chemistry in a microphysical radiation fog model – a numerical study," *Atmospheric Environment*, vol. 27 A, 1993.
- [45] A. Bott, "A numerical model of the cloud-topped planetary boundary-layer cloud processing of aerosol particles in marine stratus," *Environmental Modelling & Software*, vol. 14, 1999.

- [46] D. Pérez, “"Caracterización del aerosol atmosférico en la ciudad de granada mediante fotometría solar y estelar". Tesis doctoral,” Universidad de Granada, Granada, 2010.
- [47] R. A. Houze, *Shallow Layer Clouds*, Academic Press Inc. , 1993.
- [48] R. Houze, *Cloud Dynamics*, Academic Press Inc., 1993.
- [49] R. Nieto, “<http://rnieto.webs.uvigo.es/>,” [Online]. Available: <http://rnieto.webs.uvigo.es/T6A.PDF>.
- [50] G. Calonge, *Climatología de los inviernos de Valladolid*, Valladolid: Publicaciones de la Universidad de Valladolid, 1984.
- [51] J. García Fernández, *El clima en Castilla y León*, Valladolid : Ed. Ámbito, 1986.
- [52] S. Del Rio, A. Penas and R. Fraile, “Analysis of recent climatic variatons in Castile and Leon (Spain),” *Atmospheric Research*, vol. 73, 2005.
- [53] D. Fitzjarrald and G. Lala, “Hudson valley fog environments,” *J. Appl. Meteor.*, vol. 28, 1989.
- [54] D. Cano Espadas, I. Palacio García, B. Téllez Jurado and J. Albaladejo Giménez, “Estudios de nieblas realizados en el CMT de Madrid y Castilla-La Mancha,” in *Comunicación V Simposio Nacional de Predicción del INM*, Madrid, 2001.
- [55] P. Tverskoi, *Physics of the atmosphere*, 1965.
- [56] H. Byers, *Elements of cloud physics*, The University of Chicago Press, 1973.
- [57] J. Gratton, *Mecánica de fluidos*, Buenos Aires, 2002.
- [58] M. Galindo, “The parabolic equation method for outdoor sound propagation. Tesis Doctoral,” Technical University of Denmark, 1996.
- [59] M. Zemansky and R. Dittmann, *Heat and Thermodynamics (5th.ed.)*, Mc-Graw-Hill, 1968.
- [60] K. B. Rasmussen, “Aproximate formulae for short-distance outdoor sound propagation,” *Applied Acoustica*, vol. 29, pp. 313-324, 1990.
- [61] U. Ingard, “On the refecton of a spherical sound wave from an infinite plane,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 23, pp. 329-335, 1951.
- [62] T. Embleton, J. Piercy and N. Olson, “Outdoor sound propagation over ground of finite impedance,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 59, no. 2, pp. 267-277, 1976.

- [63] G. K. Batchelor, *An introduction to fluid dynamics*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1980.
- [64] L. Landau and E. Lifshitz, *Fluid Mechanics*, Pergamon Press, 1959.
- [65] R. Lyon, C. Blair and R. DeJong, "Evaluating Effects of Vegetation on the acoustica environment by Physical Scale-modeling".
- [66] J. Peng, R. Bullen and S. Kean, "The effects of vegetation on road traffic noise," in *Inter.noise 2014*, Melbourne, 2014.
- [67] L. Beranek, *Noise and Vibration Control*, McGraw-Hill, 1971.
- [68] M. E. Delany, "Sound Propagation in the Atmosphere: A Historical Review," in *Autum Conference of the Institute of Acoustics*, September 1976.
- [69] J. Herschel, *Londres: Sound. Encycl. Metropolitana. Vol. 4*, 1830.
- [70] T. R. Robinson, "Report of the Committee on Fog Signals," *Brit. Assoc. Report*, 1863.
- [71] C. J. T. Sewell, "The Extinction of Sound in a Viscous Atmosphere by Small Obstacles of Cylindrical and Spherical Form," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, Vol. 83, 1910.
- [72] H. Sieg, "Über die Schallausbreitung im Freien und ihre Abhängigkeit von den Wetterbedingungen," *E.N.T.*, vol. 17, pp. 193-208, 1940.
- [73] K. Oswatitsch, "Die Dispersion und Absorption des Schalles in Wolken," *Physik Z*, vol. 42, pp. 365-378, 1941.
- [74] H. Lamb, *Hydrodynamics*, New York: Dover Publications, 1945.
- [75] Isakovich, "On the propagation of sound in emulsions," *Zh. exper. I Teor. Fiz*, vol. 1, no. 8, pp. 907-912, 1948.
- [76] C. R. Epstein P.S., "The Absorption of Sound in Suspensions and Emulsions I. Water Fog in Air," *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 25, 1953.
- [77] J. C. F. Chow, "Attenuation of acoustic waves in dilute emulsions and suspensions," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 36, pp. 2395-2401, 1964.
- [78] A. H. Allegra, "Attenuation of Sound in Suspensions and Emulsions: Theory and Experiments," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 51, p. 1545, 1972.
- [79] D. R. Temkin S., "Attenuation and Dispersion of Sound by Particulate-Relaxation Processes," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 40 , no. 317 , 1966.

- [80] D. Wooten, "The attenuation and dispersion of sound in a condensing medium. Ph. D.," California Institute of Technology, 1967.
- [81] F. Marble, "Some Gasdynamic Problems in the Flow of Condensing Vapor," *Astronautica Acta*, vol. 14, pp. 585-614, 1969.
- [82] Harris, "Absorption of sound in air versus humidity and temperature. Rept. CR-647," NASA.
- [83] V. Knudsen<sup>1</sup>, J. Wilson and N. Anderson, "The Attenuation of Audible Sound in Fog and Smoke," *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 20, p. 849, 1948.
- [84] F. M. Wiener, "Sound Propagation over Ocean Waters in Fog," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 33, no. 9, p. 1200.
- [85] H. G. B. Henley D.C., "Attenuation and Dispersion of Acoustic Energy by Atmospheric Dust," *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 54, no. 2, pp. 437-445, 1973.
- [86] N. R. Gubaidullin D.A., "On the Theory of Acoustic Waves in Polydispersed gas-vapor-droplet Suspensions," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 26, pp. 207-228, 2000.
- [87] M. Kandula, "Spectral Attenuation of Sound in Dilute Suspensions with Nonlinear Particle Relaxation," *JASA Express Letters*, 2008.
- [88] F. R. Babick, "Sound attenuation by small spheroidal particles due to visco-inertial coupling," *JASA Express Letters*, 2012.
- [89] A. Hipp, "A model for sound absorption by spheroidal particles," *JASA*, vol. 125, no. 6, p. 3526, 2009.
- [90] D. Gubaidullin, D. Gubaidullina and Y. Fedorov, "Acoustic waves in polydispersed bubbly liquids," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 567, 2014.
- [91] M. Arenal, "Contribución al estudio de la influencia de las condiciones meteorológicas en la propagación del sonido en exteriores. Tesis Doctoral," Universidad de Valladolid, Valladolid, 2002.
- [92] S. K. Rozenfel'd, "Scattering of sound waves by random inhomogeneities of atmospheric fog," *Sov. Phys. Acoust.*, vol. 29, no. 3, 1983.
- [93] N. Masato, "To provide an ultrasonic fog generating apparatus having simple configuration and capable of heating fog at a low cost". Japón Patent JP2007330940, 27 12 2007.
- [94] B. Xi and W. Xi, "Low-frequency strong sound wave fog dissipating device for e.g. automobile, has electric-air flow modulation sound wave generator whose input terminal is connected with low-frequency signal generator and power amplifier". China Patent CN201883408, 29 06 2011.

- [95] X. Baoshu and L. Gang, "Acoustic wave defogging method and apparatus". China Patent CN1235224, 17 11 1999.
- [96] A. Bekkelien, "Bluetooth indoor positioning," University of Geneva, Ginebra, 2012.
- [97] V. Almadula, "Bluetooth triangulator," University of California, San Diego.
- [98] J. Brownlee, "Measure The Distance Between Two iPhones Using Sonic Blasts With Acoustic Ruler App," <http://www.cultofmac.com/130012/measure-the-distance-between-two-iphones-using-sonic-blasts-with-acoustic-ruler-app/>, 2011.
- [99] D. C. Dimitrova, "Inquiry-based Bluetooth parameters for indoor localisation - an experimental study," University of Bern, Berna.
- [100] S. K. Rozenfel'd, "Dispersion and absorption of sound in atmospheric fog," *Sov. Phys. Acoust.*, vol. 29, no. 2, pp. 145-148, 1983.
- [101] R. A. Sommerfeld, "A review of snow acoustics," *Reviews of geophysics and space physics*, vol. 20, no. I, pp. 62-66, 1982.
- [102] T. Ishida, "Acoustic properties of snow," Institute of low temperature science, 1965.
- [103] M. E. Delany, "Sound Propagation in the Atmosphere: A Historical Review," *Autumn Conference of the Institute of Acoustics*, , September 1976.
- [104] D. T. Blackstock, "History of non-linear acoustics and a survey of Burgers and related equations," in *Conference on non-linear acoustics*, Austin, Texas, 1969.
- [105] R. B. Lindsay, "The story of acoustics," *Journal Acoustics Society American*, vol. 39, 1966.
- [106] A. Wolf, *History of science, technology and philosophy in the 18th century*, London: Allen & Unwin, 1938.
- [107] W. S. Anglin, *Mathematics: A concise history and philosophy*, 1991.
- [108] F. Bacon, *Sylva Sylvarum or a Natural History in Ten Centuries*, 1627.
- [109] J. L. B. Crombie, "Estilos de pensamiento científico a comienzos de la Europa moderna," in *Seminari d'estudis sobre la ciència*, 1993.
- [110] M. Mersenne, *L'harmonie Universelle*, Vols. tomus III, *Réflexions phyco-mathematicae*, c. XX, Paris: Gramosly, 1636.
- [111] E. Torricelli, "The barometer. A letter to Michelangelo Ricci in Rome," Rome, 1644.

- [112] R. O. Klassiker, Übersetzung von Guericke's "Experimenta nova Magdeburgica de vacuo spatio", 1672, Magdeburger Halbkugeln, 1996.
- [113] R. Boyle, New experiments physico-mechanical touching the spring of air, and its effects, Oxford , 1660.
- [114] G. Borelli and V. Viviani, "Esperienze intorno ai movimenti del suono," *Exper. Acad. del Cimento*, (Saggi), 1666.
- [115] I. Newton, *Philosophiae naturalis pincipia mathematica*, London , 1687.
- [116] C. Cassini, Sur la propagation du son, Paris: *Mém. de l'Acad*, 1738.
- [117] P. Laplace, "Sur la vitesse du son," *Ann. Chim. Phys.*, vol. 8, 1816.
- [118] F. O. Herzfeld K. F. and Rice, "Dispersion and absorption of high frequency sound waves," *Phys. Rev.*, vol. 81, 1928.
- [119] D. Arago, "Résultats des expériences faites en 1822, par ordre du Bureau des Longitudes, pour la détermination de la vitesse du son dans l'atmosphère," *Ann. Chim. Phys*, vol. 20, 1822.
- [120] J. Lenihan, "The velocity of sound in air," *Acustica* , vol. 2 , 1952.
- [121] J. Violle, "Sur la vitesse de propagation du son," in *Congrès International de Physique*, Paris, 1900.
- [122] T. Hebb, "The velocity of sound," *Phys. Rev.*, vol. 20, p. 89, 1905.
- [123] W. Wragg, *The world of sound*, London: Bell, 1920.
- [124] G. W. Pierce, "Piezoelectric crystal oscillators applied to the precision measurement of the velocity of sound in air and CO<sub>2</sub>," in *Proc. Amer. Acad. Arts Sci* 60, 1925.
- [125] H. Hardy, D. Telfair and W. Pielemeier, "The velocity of sound in air," *J. Acoust. Soc. Amer.*, vol. 18, 1942.
- [126] P. W. Smith, "Precision measurement of the velocity of sound in air," *J. Acoust. Soc. Amer.*, vol. 25, 1953.
- [127] V. Swedin, "Acoustic probing of the parameters of the atmosphere, review of advances," in *Fifth all-union symp. laser and acoustic probing*, Tomsk, 1978.
- [128] J. Mason, *Physics of clouds*, Moscú: Gidrometeoizdat, 1961.
- [129] V. I. Smirnov, "Rate of the coagulation and condensation growth of aerosols," in *Proceedings of the central aerological observatory no. 29*, Moscú, 1969.

- [130] L. Landau and E. Lifshitz, *Theory of elasticity*, Oxford: Pergamon Press, 1959.
- [131] V. Tatarskii, *Wave propagation in a turbulent atmosphere*, Moscú: Nauka, 1967.
- [132] M. Leazun Iturralde, “Matemáticas de los fluidos. El clima y el tiempo,” *Encuentros multidisciplinares*, vol. 8, no. 23, 2006.
- [133] J. M. A. Lenihan, “Mersenne and Gassendi. An early chapter in the history of sound,” *Acustica*, vol. 1, 1951.
- [134] J. V. Hunt, “Kolmogorov's Contributions to the Physical and Geometrical Understanding of Small-Scale Turbulence and Recent Developments,” *Proceedings: Mathematical and Physical Sciences*, vol. 434, no. 1890.
- [135] V. S. Popov, “Propagation of small disturbances in a gas containing solid particles in the suspended state,” *Inzh.-Fiz. Zh.*, vol. 14, p. 716, 1968.
- [136] H. WENHUI, “Noise reducing and sound insulating water curtain structure”. China Patent CN104532975, 07 01 2015.
- [137] I. Nobuo, “Tunnel entrance impact sound reducing device”. Japón Patent JPH10131682, 31 10 1996.
- [138] M. Kogyo, “Silence ventilating fan”. japón Patent JPH07318138, 23 05 1994.
- [139] “Civil War Trust. The Battle of Iuka,” [Online]. Available: <http://www.civilwar.org/battlefields/iuka.html>.
- [140] B. Fernández and J. González, “Curso de predicción meteorológica aeronáutica,” Instituto Nacional de Meteorología, Madrid, 1997.
- [141] J. Quereda, E. Montón, J. Escrig, A. Ruescas and B. Mollá, *La previsión de nieblas en la cuenca occidental del mediterráneo. El Clima entre el Mar y la Montaña*, Santander: Asociación Española de Climatología y Universidad de Cantabria, 2004.
- [142] A. Tikhonov and A. Samarskii, *Equations of mathematical physics*, Moscú: Nauka, 1972.
- [143] N. Gumerov, A. Ivandaev and R. Nigmatulin, “Sound waves in monodisperse gas-particle or vapour-droplet mixtures,” *J. Fluid Mech.*, vol. 193, pp. 53-74, 1988.
- [144] “Vocabulario Científico y Técnico, VCTRAC digital,” Real Academia de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, [Online]. Available: <http://vctrac.es/index.php?title=deposici%C3%B3n>.

- [145] A. Grachev, E. Andreas, C. Fairall, P. Guest and P. Persson, “The Critical Richardson Number and Limits of Applicability of Local Similarity Theory in the Stable Boundary Layer,” *Boundary–Layer Meteorology*, 2012.

