

**Universidad Austral de Chile**  
Facultad de Ciencias de la ingeniería  
Escuela de Ingeniería Acústica

Profesor Patrocinante  
Alfio Yori Fernández  
Instituto de Acústica de la  
Universidad Austral de Chile

Profesor Co – Patrocinante  
Oscar Clasing Jalabert  
Ingeniero Acústico

## **INFRASONIDOS Y ONDAS ACÚSTICAS DE GRAVEDAD**

Tesis para optar al grado académico de  
Licenciado en Acústica y al  
título profesional de Ingeniero Acústico

**CLAUDIO ALEJANDRO POO BARRERA**

Valdivia - Chile

2002

## **AGRADECIMIENTOS**

- A mi profesor patrocinante Alfio Yori, por su apoyo y buena disposición durante el desarrollo de este estudio.
- A mi profesor co-patrocinante Oscar Clasing, por su confianza y sinceridad hacia mi persona y mi trabajo.
- Expreso un especial reconocimiento al Instituto de Investigaciones y Ensayes de Materiales, IDIEM, de la Universidad de Chile, en especial a la Sección Edificación y Habitabilidad por intermedio de su Jefe, el Sr. Miguel Bustamante, por haberme apoyado en el transcurso de esta tesis.
- A Juan Carlos Muñoz, por su gran amistad tanto en lo personal como en lo académico.
- Al Sr. Edgar Kausel, del Departamento de Geofísica de la Universidad de Chile, por las facilidades otorgadas durante el desarrollo de este estudio.
- A mis hermanos César y Susan, por ayudarme el tiempo en que he estado lejos.

Dedicado a:

Mis Padres, quienes me han criado  
con amor, paciencia y entrega.  
A ellos les debo cada página  
escrita en este trabajo.

Pamela, que con sus dos luceros  
ha iluminado mi vida

Dios, quien me ayudó  
a elegir el camino.

## RESUMEN

El presente trabajo está enfocado en la descripción de los infrasonidos (ondas acústicas que se propagan en el aire con frecuencias inferiores a 20 Hz), desde el punto de vista de la interacción que se genera entre la emisión, propagación y recepción de éstas con los distintos fenómenos que ocurren en la atmósfera.

La atmósfera se define como una capa de gas, con propiedades físicas que varían con respecto al espacio y tiempo. Estas propiedades son determinantes en el estudio de la propagación de ondas sonoras de larga trayectoria en este medio, por lo que el conocimiento de los procesos estáticos y dinámicos que suceden en esta capa gaseosa, es un paso previo al análisis de los infrasonidos. Aquí aparece la atracción gravitatoria como una fuerza que influye en las ondas acústicas de muy baja frecuencia. Esta hace que a partir de frecuencias menores a 0,01 Hz aproximadamente, la fuerza de atracción del movimiento de partículas sea una combinación entre la compresión elástica y la flotación, dando paso a lo que conoce como ondas acústicas de gravedad, cuyo movimiento oscilatorio está caracterizado por tener componentes longitudinales y transversales.

Las fuentes emisoras de sonidos de baja frecuencia se dividen según sus mecanismos en explosivas y no explosivas, y según su origen en naturales o artificiales. Los rayos sonoros que viajan en la atmósfera son deflectados y a cierta altura, estos se reflejan y regresan a la superficie terrestre, formándose una guía de onda entre esta última y la atmósfera. La ley de Snell y la teoría de las ondas de gravedad dan origen a modelos matemáticos que relacionan las variables de interés (energía de la fuente, período y velocidad de la onda). El ciclo “fuente - camino de propagación – receptor” se cierra con la descripción de los sistemas receptores de baja frecuencia y las actuales aplicaciones de los infrasonidos, donde aparecen los estudios teóricos y empíricos desarrollados y se incluye como actor fundamental al reciente Tratado Extenso de Prohibición de Pruebas Nucleares (CTBT), el cual ha impulsado el desarrollo de las tecnologías relacionadas con los infrasonidos.

## SUMMARY

The present work is focused on the description of low frequency acoustic waves that propagate in the air (with frequencies lower than 10 Hz), from the point of view of the generated interaction between the emission, transmission, and reception of these with the different phenomena present in the atmosphere layer.

The atmosphere is defined like a gas layer, with physical properties, which varies respect the space, and time. This properties are relevant in the great range sound waves propagation study, hence the static and dynamic process in this layer, must be previously studied and analysed. In the description of acoustics waves with very low frequency, the gravitational force plays a determinant role. The buoyancy force actually accompanies the compressional force in the particle movement restoring, hence the wave components actually are longitudinal and transversal. These waves are so called Acoustic-Gravity Waves.

The low frequency sound sources are classified in explosives sources and non-explosives sources according its mechanisms, and in artificial sources and natural sources according its origin. The sound rays, which propagate along the atmosphere are deflected, and at a certain height, they bounce and come back to the Earth surface, creating a waveguide between the atmosphere and the Earth. The Snell's law and gravity waves theory are the basis for mathematical models that relates the variables of interest (source energy, period and wave velocity). The "Source - propagation path - receiver" cycle is closed with the description of the low frequency receiving systems and infrasound present applications, including the theory and empirical studies where the recent Comprehensive Test-Ban Treaty (CTBT) is an important actor in the development of the technologies related with infrasound.

## INDICE

	Página
1. INTRODUCCIÓN	1
2. OBJETIVOS	1
3. ANTECEDENTES	2
3.1 Clasificación de los Infrasonidos	3
4. LA ATMÓSFERA	5
4.1 Medio No-Homogéneo	5
4.2 Características	5
4.3 Capas de la Atmósfera	6
4.4 Presión Atmosférica	7
4.5 Temperatura en la Atmósfera	8
5. MOVIMIENTO OSCILATORIOS ACÚSTICOS EN LA ATMÓSFERA	10
5.1 Ondas Acústicas	10
5.2 Ondas Acústicas de Gravedad	10
5.2.1 Principio de Arquímedes	11
5.2.1 Oscilaciones Adiabáticas de una Partícula de Fluido	13
5.3 Ondas de Lamb	22
6. GENERACIÓN DE ONDAS INFRASÓNICAS	25
6.1 Fuente Explosiva Lineal y Fuente Explosiva Puntual	25
6.2 Fuente No Explosiva	28
6.3 Fuentes de Infrasonidos Presentes en la Atmósfera	28
6.3.1 Fuentes Infrasónicas Naturales	28
6.3.2 Fuentes Infrasónicas Artificiales	36

7. PROPAGACIÓN DEL SONIDO EN LA ATMÓSFERA	38
7.1 Velocidad del Sonido	38
7.1.1 Velocidad del Sonido en un Medio Homogéneo Inmóvil	38
7.1.2 Dependencia de la Velocidad del Sonido en la Atmósfera con Respecto a la Temperatura y la Humedad	39
7.1.3 Velocidad del Sonido en Presencia de Viento	41
7.2 Absorción del Sonido en la Atmósfera	45
7.3 Ley de Snell en un Medio Estratificado	47
7.3.1 Influencia del Viento en la Propagación de los Rayos Sonoros	54
7.3.2 Velocidad de Traza	57
7.3.3 Alcance de la Ley de Snell	58
7.4 Cáusticos	59
7.5 Canales de Propagación	59
7.6 Modelos de Propagación	61
7.6.1 Aproximación de las Ondas Lamb	62
7.6.2 Aproximación Mediante el Período en la Máxima Amplitud	63
8. RECEPCIÓN DE ONDAS INFRASÓNICAS	63
8.1 Micrófono Infrasónico	63
8.2 Respuesta del Micrófono	66
8.3 Reductores de Ruido	68
8.3.1 Filtro Espacial de Ruido de Daniels	69
8.3.2 Protectores de Viento	70
9. APLICACIONES	70
9.1 Análisis de Infrasonidos Generados por Meteoritos	70
9.2 Tratado Extenso de Prohibición de Ensayos (CTBT)	73
9.3 Descripción de una Estación Receptora de Infrasonidos	76
9.4 Micrófonos Utilizados por la CTBTO	80
9.4.1 Microbarómetro Diferencial	80
9.4.2 Microbarómetro Absoluto	81

9.5 Caso Particular: Estudio de Terreno de la Estación Proyectada en la Isla Juan Fernández	81
10.COMENTARIOS FINALES	83
11.CONCLUSIONES	85
12.BIBLIOGRAFÍA	87

## **1. INTRODUCCION**

El ser humano es capaz de escuchar sonidos con frecuencias que van desde 20 Hz hasta 20 kHz aproximadamente. Este rango acotado se debe a las limitaciones que presenta su sistema auditivo. Sin embargo, los sonidos cuyas frecuencias son superiores o inferiores a estos límites están presentes en la naturaleza e interactúan con ésta de una manera para muchos desconocida. Para frecuencias superiores a 20 kHz, éstos reciben el nombre de ultrasonidos, y para frecuencias inferiores a 20 Hz son llamados infrasonidos. Los prefijos infra y ultra fueron utilizados en analogía a lo que sucede con el espectro de la luz.

Los ultrasonidos se caracterizan por ser muy direccionales en su propagación, y además por tener pequeñas longitudes de onda. Sus principales aplicaciones se encuentran en los ámbitos de ingeniería y medicina, motivo por el cual el desarrollo de la tecnología con respecto a este tema ha sido muy veloz. Sus características permiten el uso de instrumental pequeño, pudiendo ser fácilmente generados y controlados. Los infrasonidos son, en cambio, muy poco direccionales, y por su gran longitud de onda son más difíciles de generar; están asociados tanto a fenómenos transitorios de gran magnitud (erupciones volcánicas, explosiones, etc.) como a fenómenos estacionarios y periódicos (mareas, auroras boreales, etc.), presentándose en la naturaleza por diferentes causas; presentan una débil atenuación, pudiéndose propagar a distancias muy lejanas desde la fuente.

## **2. OBJETIVOS**

- ◆ Conocer los fenómenos acústicos que ocurren con los infrasonidos, en cuanto a su emisión, transmisión y recepción.
- ◆ Entender la forma en que se propagan las ondas acústicas de gravedad.
- ◆ Determinar las principales aplicaciones que tienen los infrasonidos.
- ◆ Informar el estado de avance del estudio de los infrasonidos.
- ◆ Elaborar un documento técnico que sirva de consulta para el estudio de los infrasonidos.

### 3. ANTECEDENTES

Dos eventos físicos de gran magnitud tuvieron lugar hace un siglo en el planeta. El primero de ellos fue la explosión del volcán Krakatoa en Indonesia en el año 1883. Esta fue de tal magnitud, que se escuchó a unos 5000 kilómetros de distancia, en las islas Rodrigo, mientras que los infrasonidos dieron la vuelta al mundo más de una vez. Esto fue comprobado posteriormente con las anotaciones provenientes de los barómetros existentes en ese tiempo alrededor del mundo, los cuales mostraron fluctuaciones periódicas de presión considerables. El segundo evento fue el gran estampido supersónico provocado por la colisión de un meteorito con la Tierra en el año 1908 en Tunguska, región de Siberia, el cual generó infrasonidos de gran magnitud (Figura 3.1).

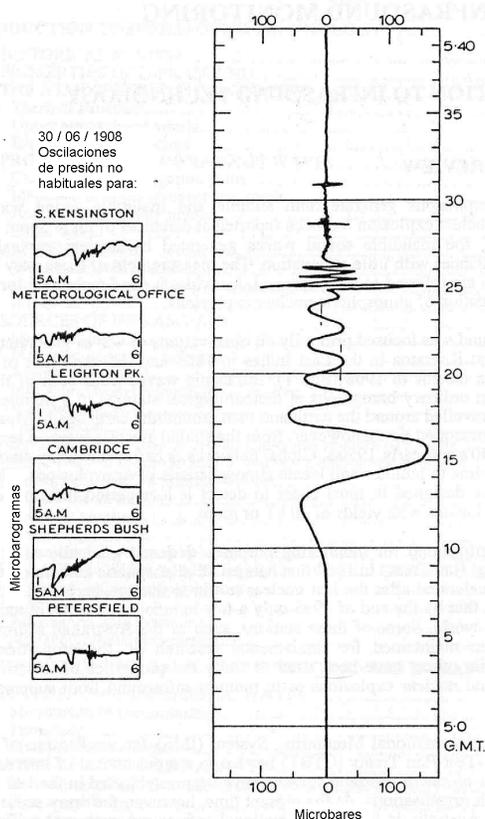


Figura 3.1: Oscilaciones de presión registradas en Inglaterra, provenientes de la colisión de un meteorito sobre Siberia [27].

Estos dos hechos fueron fundamentales para que en el mundo científico surgiera un interés por el estudio de estas ondas, en los primeros decenios del siglo XX. Sin embargo, no fue sino hasta el comienzo de la era atómica que el estudio de ondas infrasónicas en la atmósfera tuvo un desarrollo considerable. Junto con los transductores, en esta época se pusieron en marcha las primeras estaciones receptoras de infrasonidos, cuyo fin fue recopilar información respecto de los ensayos nucleares realizados tanto en la atmósfera como bajo el agua.

En el año 1963 los países poseedores de tecnologías nucleares suscribieron el Tratado Parcial de Prohibición de Pruebas Nucleares con el cual se prohibieron los ensayos de armas nucleares en la atmósfera, océanos y espacio, poniendo un gran énfasis en los métodos sísmicos de detección, y menos énfasis en los métodos acústico-atmosféricos, lo que limitó en forma importante el avance del estudio de esta materia. Posteriormente, en la década de los setenta la ciencia de los infrasonidos atmosféricos se focalizó en el entendimiento de la estructura del infrasonido natural, de donde proviene y como viaja a través de la atmósfera.

Hasta el año 1995, sólo unas pocas estaciones receptoras de infrasonidos estaban en funcionamiento. La firma del Tratado Extenso de Prohibición de Ensayos (CTBT) en el año 1996, cambió esta situación, ya que sentó la bases del Sistema Internacional de Monitoreo (IMS), el cual contempla la implementación de una red mundial de estaciones receptoras de infrasonidos, la que operará junto con una red de estaciones sismológicas, hidroacústicas y de radionucleidos.

### **3.1 Clasificación de los Infrasonidos**

Algunos especialistas en infrasonidos [1] dividen el espectro infrasónico en tres partes; infrasonidos cercanos, desde los 10 Hz a 1 Hz; infrasonidos, desde 1 Hz a 0,01 Hz y ondas acústicas de gravedad para frecuencias por debajo de 0,01 Hz. Esta última frecuencia se denomina frecuencia de corte acústica. En frecuencias

mucho más bajas (con períodos por sobre los 250 segundos), la fuerza de restauración del movimiento oscilatorio es la fuerza de gravedad. La Figura 3.2 muestra un resumen de las amplitudes y diferentes períodos para variadas fuentes infrasónicas, enmarcándolas en la clasificación anteriormente expuesta.

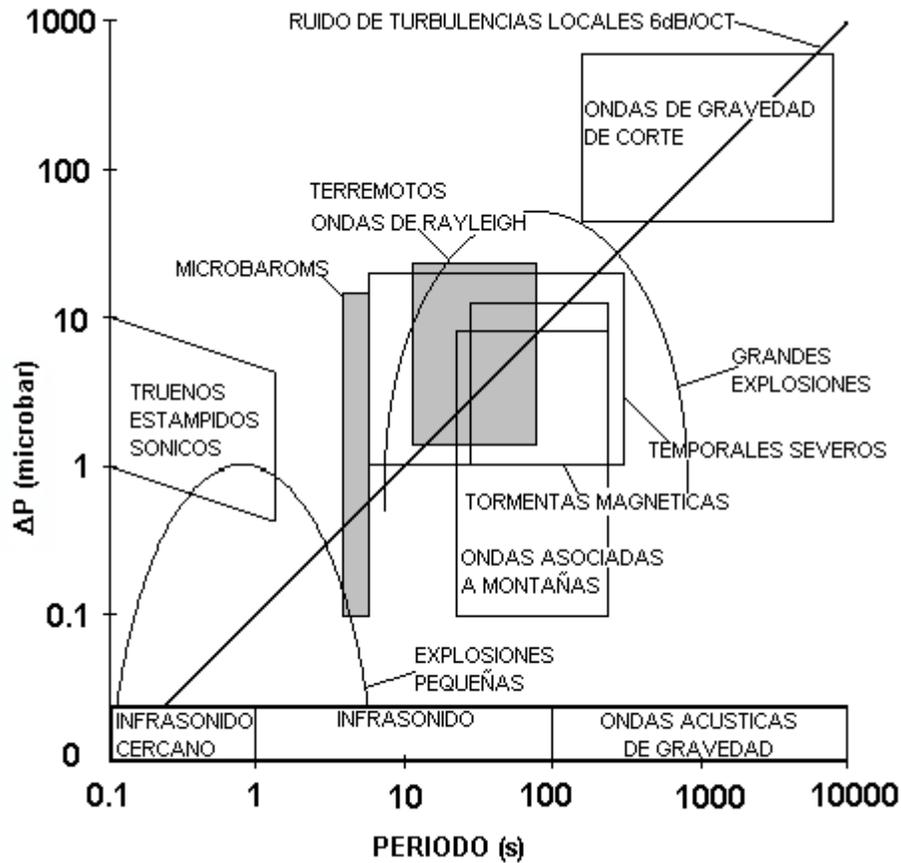


Figura 3.2: Clasificación de los infrasonidos [23].

## **4. LA ATMÓSFERA**

### **4.1 Medio No-Homogéneo**

Se dice que un medio es no-homogéneo cuando sus propiedades varían con respecto al espacio y/o al tiempo. A partir de esta definición, existen varios tipos de no-homogeneidades:

- Composición no-homogénea del medio, ej.; cambios en la concentración de sal en el agua de mar.
- Estado físico del medio no-homogéneo, ej.; diferencias de temperatura para diferentes alturas en la atmósfera.
- Inclusiones heterogéneas en el medio, ej.; burbujas de aire en el agua.
- Anisotropía de las propiedades mecánicas del medio, ej.; estratos geológicos.
- Movimientos del medio, ej.; corrientes marinas, vientos.

Cuando estas características del medio cambian con la altura se dice que es un medio estratificado. En el caso de la atmósfera, existe la estratificación de la temperatura, la presión y las corrientes de aire en forma vertical, canalizando los infrasonidos a través de grandes distancias.

### **4.2 Características**

La atmósfera de un planeta es la capa gaseosa que lo rodea y que se mantiene envolviendo a éste por la fuerza de atracción gravitacional. En términos relativos al tamaño de la Tierra, cuyo radio es alrededor de 6400 km, el espesor de su atmósfera es muy pequeño, considerando que el 99% de la masa de ésta se concentra en los primeros 30 km sobre la superficie de la Tierra.

Como en otros planetas, la atmósfera terrestre es figura central en la transferencia de energía entre el sol y la superficie de la Tierra y desde una región

del planeta a otra, manteniendo así, el equilibrio térmico del mismo. Sin embargo, ésta es única en cuanto a la estrecha relación que tiene con los procesos ocurridos en la superficie sólida y los que ocurren en los océanos de la Tierra.

Cerca de la superficie, la atmósfera seca está compuesta en un 99% de su volumen por nitrógeno (78.1%) y oxígeno (20.9%). El 1% restante se reparte entre un conjunto de otros gases, entre los cuales destacan el argón (Ar) con una concentración de 0,93%, el anhídrido carbónico (CO<sub>2</sub>) con 0,033% y otros como el neón (Ne) y el helio (He) con concentraciones aún menores [10].

Aparte de estos gases, que mantienen una concentración más o menos constante en los primeros 80 km sobre la superficie, la atmósfera terrestre contiene también una concentración variable (entre un 1% y 4% del volumen total) de vapor de agua (H<sub>2</sub>O). Este se incorpora a la atmósfera mediante el proceso de evaporación desde la superficie, y es removido de ella mediante el proceso de condensación en las nubes, y posterior precipitación en forma líquida (lluvia) o sólida (nieve o granizo).

El vapor de agua y el CO<sub>2</sub> son los dos componentes gaseosos más importantes en la generación del efecto invernadero en la atmósfera terrestre.

### **4.3 Capas de la Atmósfera**

En la atmósfera existen distintas capas, las cuales también son llamadas regímenes termodinámicos, ya que presentan propiedades termodinámicas distintas entre sí, razón por la cual las ondas sonoras se comportan de forma distinta a medida que avanzan a través de estas capas.

La capa más cercana a la superficie, se denomina troposfera, la cual se extiende hasta unos 12 km sobre ella (unos 19 km en el Ecuador y unos 9 km sobre los Polos). En esta capa, que concentra un 80% de toda la masa de la atmósfera, ocurren los fenómenos meteorológicos más relevantes. En su región inferior está

limitada por la capa límite planetaria, la cual tiene algunas decenas de metros de altura. El límite superior de la troposfera, se denomina tropopausa.

Por encima de la tropopausa se encuentra la estratosfera, que se extiende hasta unos 50 km. La concentración de masa atmosférica en los niveles superiores de la estratosfera y en las capas por encima de ella es tan baja, que el significado de la temperatura no es el mismo que tiene a nivel de la superficie del planeta. En el límite superior de la estratosfera se encuentra la estratopausa.

Por encima de la estratopausa se encuentra la mesosfera, la cual culmina a unos 80 km de altitud (mesopausa). A mayor altura, y hasta un nivel superior no bien definido se define la capa denominada termosfera. El nombre de esta capa se debe a las altas temperaturas que allí se alcanzan. A unos 300 km de altura comienza la última capa de la atmósfera la cual se llama exosfera.

En resumen, los distintos regímenes termodinámicos presentes en la atmósfera son:

- Capa Límite Atmosférica Planetaria (Planetary Boundary Layer, PBL)
- Troposfera (por sobre la Capa Límite Atmosférica Planetaria hasta 15 km)
- Estratosfera (15 km – 50 km)
- Mesosfera (50 km – 90 km)
- Termosfera (90 km – 300 km)
- Exosfera (300 km – 2000 km)

#### **4.4 Presión Atmosférica**

La presión en un cierto punto corresponde a la fuerza que la columna atmosférica ejerce sobre ese lugar por unidad de área, debido a la atracción gravitacional de la Tierra. La unidad utilizada para la presión atmosférica se

denomina hectopascal (hPa) o milibar (mb) y corresponde a una fuerza de 100 newton por metro cuadrado.

La presión atmosférica media asciende a 1000 hPa aproximadamente, lo que corresponde a una fuerza cercana a 10 toneladas por metro cuadrado ( $1 \text{ kg/cm}^2$ ). Como la atmósfera es compresible, el efecto de la fuerza gravitacional hace que su densidad (masa por unidad de volumen) disminuya con la altura, lo cual a su vez explica que la disminución de la presión con la altura no sea lineal.

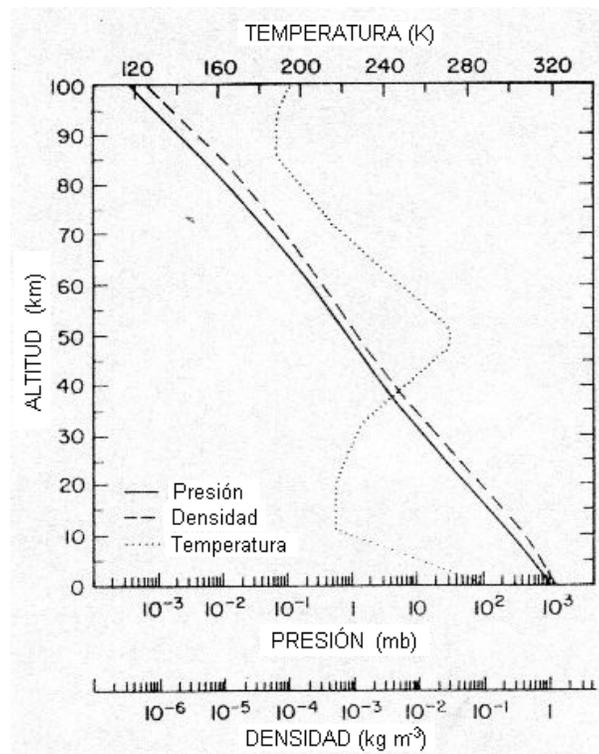


Figura 4.1: Presión media global (línea continua), densidad (línea segmentada) y temperatura (línea punteada), como función de la altura [34].

#### 4.5 Temperatura en la Atmósfera

La temperatura en la atmósfera no es constante. Presenta variaciones espaciales (altura, longitud, latitud) y temporales (estación del año, día y noche). Pese a estas variaciones, se ha logrado establecer un perfil de temperaturas

característico de la atmósfera, el cual presenta pequeñas variaciones con respecto a la latitud (Figura 3.2).

A medida que nos alejamos de la superficie terrestre (PBL), la temperatura disminuye a una tasa promedio de  $6,5\text{ }^{\circ}\text{C}$  por kilómetro, y en el límite superior de la troposfera, denominado tropopausa, donde la temperatura deja de disminuir, ésta es cercana a  $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$ . En la estratosfera la temperatura aumenta con la altura hasta un valor cercano a  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  en su límite superior denominado estratopausa. Por encima de la estratopausa la temperatura disminuye con la altura, definiendo la capa denominada mesosfera, la cual culmina a unos  $80\text{ km}$  de altitud donde la temperatura es del orden de  $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$  (mesopausa). Por encima de ese nivel, y hasta un nivel superior no bien definido la temperatura vuelve a aumentar con la altura definiendo la capa denominada termosfera.

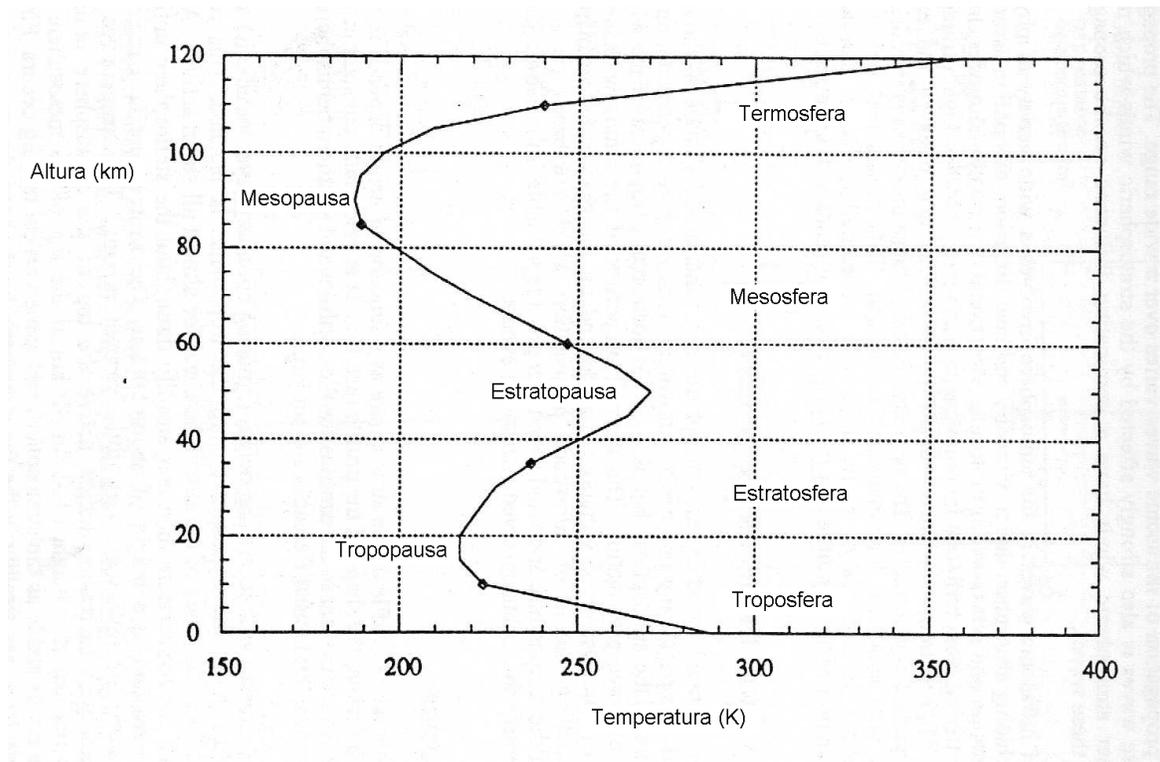


Figura 4.2: Atmósfera Estándar 1976 [27].

## 5. MOVIMIENTOS OSCILATORIOS ACÚSTICOS EN LA ATMÓSFERA.

### 5.1 Ondas Acústicas

Las ondas acústicas son los movimientos ondulatorios de carácter más simple desde el punto de vista de las ecuaciones que generan su análisis matemático. Estas tienen escalas de tiempo suficientemente cortas para despreciar la rotación, transferencia de calor (proceso adiabático), fricción y empuje. Estas ondas se propagan en forma longitudinal y la fuerza que restaura el movimiento de las partículas es la compresibilidad del medio. La ecuación que describe el movimiento para estas ondas es:

$$\frac{D^2p}{Dt^2} - \gamma \frac{p}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0 \quad (5.1)$$

donde:

$p$  = Presión hidrostática del gas, [Pa].

$\gamma$  = Constante adiabática de los gases (1,4 para el aire).

$\rho$  = Densidad del gas, [kg/m<sup>3</sup>].

la cual es unidimensional y tiene por solución:

$$p = \text{Re} \left[ A e^{ik(x-ct)} \right] \quad (5.2)$$

### 5.2 Ondas Acústicas de Gravedad

Las oscilaciones generadas por eventos a gran escala en la atmósfera, pueden llegar a tener períodos de varios minutos, incluso horas. El mecanismo de propagación de estas oscilaciones ya no es el mismo que el que actúa en las ondas acústicas convencionales. Es válido, para entender este mecanismo, comenzar por revisar los principios físicos que se aplican a los fluidos en un medio estratificado.

### 5.2.1 Principio de Arquímedes

Si un cuerpo está parcial o totalmente sumergido en un fluido en equilibrio hidrostático, éste ejerce una fuerza sobre el cuerpo hacia arriba, la cual es igual al peso del volumen de fluido desplazado por el cuerpo. La causa de esto es que la suma de las fuerzas de presión en su superficie no puede ser nula.

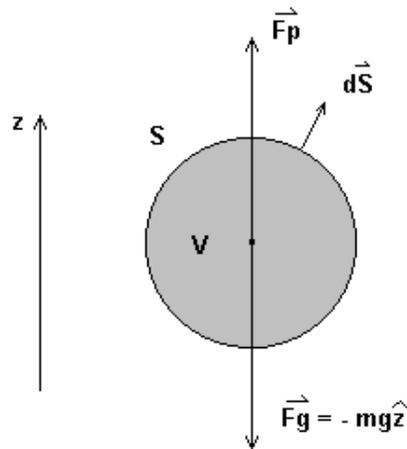


Figura 5.1: Todo cuerpo de volumen  $V$  sumergido en un fluido estratificado experimenta una fuerza debido a la acción de la presión del fluido sobre la superficie  $S$ . La fuerza de Arquímedes es la resultante entre  $\vec{F}_p$  y la fuerza exterior  $\vec{F}_g$ .

Analizando el problema en forma bidimensional, la componente  $i$ -ésima de la fuerza  $\vec{F}_p$  debida a la presión eficaz sobre un cuerpo de masa  $m$  y de volumen  $V$  sumergido en un fluido está dada por:

$$(F_p)_i = - \int_S p_{ij} dS_j \quad (5.3)$$

donde  $p_{ij}$  es el tensor de presiones para las coordenadas  $x_i$  y  $x_j$

Utilizando el teorema de Gauss para transformar la integral de superficie en una integral de volumen se tiene:

$$(F_p)_i = - \int_V \frac{\partial}{\partial x_j} p_{ij} dV \quad (5.4)$$

Suponemos que la presión es isotrópica y que la estratificación está dirigida sobre el eje z. En el caso en que la presión es función de z solamente, el tensor de presión se reduce a:

$$p_{ij} = p(z)\delta_{ij} \quad (5.5)$$

La única componente no nula de la ecuación anterior, es la componente z que se escribe:

$$(F_p)_z = - \int_V \frac{dp}{dz} dV \quad (5.6)$$

En el caso particular de un fluido en equilibrio hidrostático en un campo gravitacional constante, o sea cuando  $\frac{dp}{dz} = -\rho g$ , se tiene que:

$$(F_p)_z = g \int_V \rho dV = gm_{fi} \quad (5.7)$$

Donde  $\rho$  es la densidad del fluido y  $m_{fi}$  es la masa del fluido desplazado por el cuerpo. La fuerza de Arquímedes resultante sobre el cuerpo sumergido está dada por:

$$\vec{F}_A = \hat{z} g (m_{fi} - m) \quad (5.8)$$

La suma de las fuerzas que actúan sobre el fluido no es nula si la densidad del cuerpo es diferente de la densidad del fluido que lo rodea. Si  $\Delta\rho = \rho_{cuerpo} - \rho_{fi}$  entonces la fuerza específica  $\vec{f}_A$  que actúa sobre un cuerpo, en presencia de un campo gravitatorio  $\vec{g}$ , está dada por:

$$\vec{f}_A = -\hat{z} g \Delta\rho \quad (5.9)$$

### 5.2.2 Oscilaciones Adiabáticas de una Partícula de Fluido

Si mantenemos el caso de un fluido estratificado verticalmente (eje  $z$ ), todas las magnitudes que especifican el equilibrio son funciones de  $z$  únicamente  $\rho_0 = \rho_0(z)$ ,  $p_0 = p_0(z)$ , etc. Si trasladamos una partícula de fluido desde un nivel  $z = z_a$  a  $z = z_b = z_a + \delta z$  y en el supuesto de que el movimiento es suficientemente rápido para que no exista intercambio de calor entre la partícula y el fluido circundante, entonces, el movimiento es adiabático (la entropía  $S$  de la partícula es constante). En este caso, el cambio de la densidad de la partícula está dado por:

$$\delta\rho \approx \left( \frac{\partial\rho_0}{\partial p_0} \right)_S \delta p = \left( \frac{\partial\rho_0}{\partial p_0} \right)_S \frac{\partial p}{\partial z} \delta z \quad (5.10)$$

La diferencia entre la densidad de la partícula y el fluido circundante en  $z_b$  está dada por (eliminando los índices 0 que especifican equilibrio):

$$\Delta\rho = \left[ \left( \frac{\partial\rho}{\partial p} \right)_S \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial\rho}{\partial z} \right] \delta z \quad (5.11)$$

Si  $\Delta\rho < 0$ , la partícula de fluido es menos densa que el fluido que la rodea, y según (5.9), la fuerza que actúa sobre ella está dirigida hacia arriba. Dado que la partícula será posteriormente apartada de su posición inicial, el fluido está inestable frente de perturbaciones adiabáticas. En el caso que  $\Delta\rho > 0$ , la partícula es más densa que su entorno y la resultante de las fuerzas está dirigida hacia abajo. La partícula recae y oscila alrededor de su posición inicial  $z_a$ . En este último caso, la estratificación permanece estable frente a las perturbaciones adiabáticas. La ecuación de movimiento de la partícula está descrita por:

$$\rho \frac{d^2}{dt^2} \delta z = -g \Delta\rho \quad (5.12)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} \delta z = -\frac{g}{\rho} \left[ \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \rho}{\partial z} \right] \delta z = -N^2 \delta z \quad (5.13)$$

donde N se denomina frecuencia de empuje o de Brunt–Vaisalla. Recordando que

$\left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \equiv c^2 = \gamma \frac{\rho}{p}$  es el cuadrado de la velocidad del sonido, y que además  $\frac{\partial \rho}{\partial z} = -\rho g$ ,

se obtiene inmediatamente que:

$$N^2 = -g^2 \left[ \frac{1}{c^2} - \frac{dp}{dp} \right] \quad (5.14)$$

Se puede suponer igualmente que el fluido es barotropo, es decir, que  $\rho(z) = \rho(p(z))$ . En el caso de un fluido politrópico con  $p \propto \rho^\Gamma$ , (donde  $\Gamma$  es el índice politrópico), la ecuación (4.14) toma la forma:

$$N^2 = -\frac{g^2}{c^2} \left[ 1 - \frac{\gamma}{\Gamma} \right] \quad (5.15)$$

Esta última ecuación indica claramente que la estratificación es inestable si el índice politrópico  $\Gamma$  es superior al índice adiabático. En el caso particular isotérmico, o sea  $\Gamma = 1$ , es perfectamente estable para una atmósfera constituida por un gas perfecto de moléculas monoatómicas ( $\gamma = 5/3$ ) o biatómicas ( $\gamma = 7/5$ , ejemplo, el aire).

Una forma de expresar la frecuencia de Brunt–Vaisalla (también denotada por  $f_{BV}$ ) es por medio de la diferencia entre los gradientes de temperatura T (real y adiabático) [24].

$$N^2 = \frac{g}{T} \left[ \frac{\partial T}{\partial z} - \left( \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{ad} \right] \quad (5.16)$$

de otra forma:

$$f_{BV}^2 = -\frac{g}{4\pi^2 T} \left[ \frac{\rho g T (\gamma - 1)}{\rho_s \gamma} + \frac{dT}{dz} \right] \quad (5.17)$$

En el caso del aire en la troposfera, el gradiente adiabático de temperatura es aproximadamente de 0,01 °C/m.

$$f_{BV}^2 = \frac{0,0025}{T} \left[ 1 + 100 \frac{dT}{dz} \right] \quad (5.18)$$

Ya que el gradiente real es generalmente 0,006 °C/m, se puede calcular esta frecuencia para 20°C (293°K):

$$N \approx 0,02 \left[ \frac{\text{rad}}{\text{s}} \right] = 0,003 \text{ [Hz]} \quad (5.19)$$

Bajo de esta frecuencia, en masas de aire gravitacionalmente estables, el empuje es la principal fuerza restauradora del movimiento oscilatorio. Estas ondas son llamadas Ondas Atmosféricas de Gravedad [10].

Revisando las ecuaciones gobernantes del movimiento oscilatorio, se tiene que para ondas gravitatorias se incluye el campo gravitatorio de la Tierra, el cual es despreciable para las ondas acústicas, pero se mantiene el hecho de que escalas de tiempo son suficientemente cortas para ignorar la rotación, transferencia de calor y fricción. Estas ondas requieren dos dimensiones para ser descritas, utilizando el plano x-z.

Ecuaciones de momentum:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (5.20)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (5.21)$$

Ecuación de continuidad:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5.22)$$

en las cuales:

$u$  = Velocidad de partículas en sentido horizontal, [m/s].

$w$  = Velocidad de partículas en sentido vertical, [m/s].

$\rho$  = Densidad del aire, [kg/m<sup>3</sup>].

$g$  = Constante de aceleración de gravedad, [m/s<sup>2</sup>].

La primera ley de termodinámica establece que para movimiento adiabático la temperatura potencial  $\theta$  (temperatura de una partícula de aire que inicialmente está a temperatura  $T$  y presión  $P$ , y es llevada en forma adiabática a una presión estándar  $P_0$ ) permanece constante, o sea:

$$\frac{d \ln \theta}{dt} = 0 \quad (5.23)$$

Esta ecuación puede ser expresada en términos de  $\rho$  y  $p$  de forma tal que

$$\frac{d \ln \theta}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{d \ln p}{dt} - \frac{d \ln \rho}{dt} \quad (5.24)$$

Para la atmósfera en reposo ninguna de las tres magnitudes  $\theta$ ,  $\rho$  y  $p$  varían en la dirección horizontal.

Asumiendo que  $u = u'$ ,  $w = w'$ ,  $\rho = \rho_0 + \rho'$ ,  $p = p_0 + p'$ , usando la ecuación de la hidrostática  $p_0^{-1}(\partial p / \partial z) = -H^{-1}$ , la ecuación de estado  $p_0 / \rho_0 = gH$ , donde  $H$  es la

altitud escalada (7,5 km para la atmósfera isotérmica), y además despreciando los productos de los términos variables, se obtiene para  $u'$ ,  $w'$ ,  $\rho'/\rho_0$  y  $p'/p_0$  [10]:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + gH \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho'}{\rho_0} \right) = 0 \quad (5.25)$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} + g \left( \frac{\rho'}{\rho_0} \right) + gH \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho'}{\rho_0} \right) - g \left( \frac{p'}{\rho_0} \right) = 0 \quad (5.26)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} - \frac{w'}{H} + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho'}{\rho_0} \right) = 0 \quad (5.27)$$

$$-Bw' + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho'}{\rho_0} \right) - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{p'}{\rho_0} \right) = 0 \quad (5.28)$$

con  $B = \frac{N^2}{g}$ , llamado parámetro de estabilidad vertical. Este parámetro define la atmósfera estable o inestable, dependiendo de las perturbaciones adiabáticas.

Para resolver el sistema de ecuaciones anteriores se debe asumir que la atmósfera es isotérmica y  $H$  es una constante, por lo que  $B = \frac{(\gamma-1)}{\gamma H}$  también es constante. Las soluciones de este sistema son de la forma:

$$\exp(\alpha z) \exp(i(\omega t + kx + mz)) \quad (5.29)$$

donde:

$\omega$  = Velocidad intrínseca de la onda (sin el efecto de los flujos de aire) [rad/s].

$m$  = Número de onda vertical.

$k$  = Número de onda horizontal.

El primer exponencial se introduce debido a la estratificación de masa, ya que las ondas que se propagan en sentido vertical deben ajustar su amplitud para que la energía se mantenga constante [34]. Esta solución debe sustituirse para cada uno de los cuatro parámetros  $u'$ ,  $w'$ ,  $\rho'/\rho_0$  y  $p'/p_0$  en las ecuaciones (5.25) a (5.28) y el determinante de la matriz de los coeficientes debe ser igual a cero [24]. Igualando las partes imaginarias, se llega a que  $\alpha = \frac{1}{2H}$  si  $m \neq 0$ . Cuando  $m = 0$ , no existe variación de fase en el sentido vertical, tales como las ondas superficiales en el agua, que concentran su energía en el límite o discontinuidad. Resolviendo el sistema de ecuaciones se llega a la relación de dispersión:

$$m^2 = k^2 \left( \frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) + \frac{\omega^2 - \omega_a^2}{c_s^2}, \quad (5.30)$$

donde  $c_s$  es la velocidad del sonido y

$$\omega_a = \frac{c_s}{2H} \quad (5.31)$$

es la frecuencia de corte acústica para la propagación vertical.

Por debajo de esta frecuencia y hasta la frecuencia de Brunt Vaisalla se encuentran las ondas acústicas de gravedad. En estas ondas, las fuerzas de restauración son tanto la compresibilidad del medio como el empuje, por lo tanto, tienen componentes longitudinales y transversales. Su propagación vertical está controlada por el signo de  $m^2$ . Para  $m^2 > 0$ , las componentes individuales del espectro de ondas oscilan en  $z$ . Propagándose en forma vertical, estas ondas son llamadas internas ya que su estructura oscilatoria ocurre en el interior del un dominio con límites. Las ondas internas son amplificadas con la altura por  $e^{[z/2H]}$  (Figura 5.2a). Para  $m^2 = -m'^2 < 0$ , las componentes de onda individuales varían verticalmente de manera exponencial (Figura 5.2b). Para que la energía de la columna permanezca limitada, la densidad de energía de esas ondas debe decrecer exponencialmente con

la altura. Tales ondas son llamadas externas o evanescentes, porque su energía está concentrada en un límite o discontinuidad de la atmósfera, tal como las olas en la superficie de los océanos. Aún cuando su energía decrece, las ondas externas en el rango de  $1/(4H^2) < m^2 < 0$  son amplificadas hacia arriba en la forma  $e^{[(1/(2H) - m)z]}$  debido a la estratificación de masa.

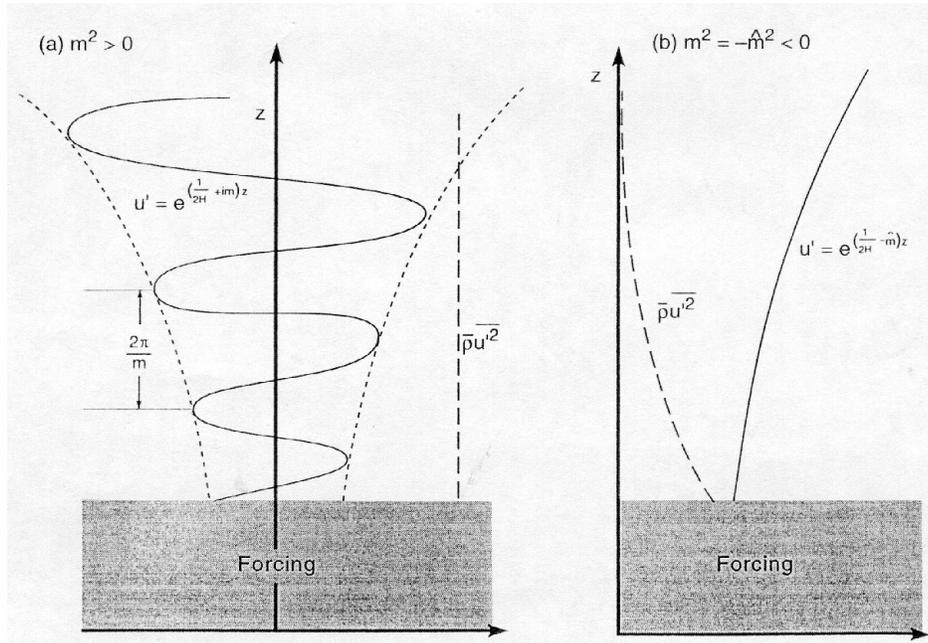


Figura 5.2: a) Estructura vertical de las ondas internas ( $m^2 > 0$ ), la cual oscila en forma vertical y se amplifica como  $e^{z/2H}$  para mantener la densidad de energía ( $\rho u^2$ ) invariante con la altura. b) Ondas externas ( $m^2 < 0$ ), cuya densidad de energía decrece en forma exponencial, pero su amplitud decae o se amplifica dependiendo de  $m$  [34].

La relación de dispersión asume dos formas limitantes asociadas con la propagación vertical para  $m^2(k, \omega)$  como se ve en la Figura 5.3. En el caso cuando la frecuencia de la onda es muy superior a la frecuencia de Brunt-Vaisalla ( $\omega^2 \gg N^2$ ), la relación de dispersión (5.30) se transforma en:

$$k^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2} \cong \frac{\omega^2}{c_s^2} \quad \frac{\omega^2}{N^2} \rightarrow \infty \quad (4.32)$$

Esta relación define a las ondas acústicas modificadas por la estratificación. Estas ondas se propagan verticalmente en la parte superior de la curva  $m^2 = 0$ , con una frecuencia inferior límite  $\omega_a$ . Este comportamiento límite también se observa cuando se elimina el empuje (lo que significa tender  $N$  a cero). En el caso contrario, para  $\omega^2 \ll \omega_a^2$ , la relación de dispersión se reduce a:

$$k^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2} \cong \frac{N^2}{\omega^2} k^2 \quad ; \quad \frac{\omega^2}{\omega_a^2} \rightarrow 0 \quad (5.33)$$

esta última relación describe las ondas de gravedad de baja frecuencia modificadas por la estratificación de masa. Se puede llegar a esta expresión haciendo tender  $c_s$  a infinito, lo que significa volver al medio incompresible.

La Figura 5.3 representa las relaciones de dispersión entre la frecuencia intrínseca  $\omega$  y el número de onda horizontal  $k$  (considerando a  $N$  y  $H$  constantes), para distintos valores del número de onda vertical  $m$ . La zona sombreada representa a la región donde se encuentran las ondas internas. La parte sombreada superior corresponde a las ondas acústicas donde se observa lo siguiente:

- ♦ La frecuencia límite inferior para la existencia de la propagación vertical es  $\omega_a$ . Esto ocurre bajo la condición de onda larga ( $k$  tiende a cero) y  $m = 0$ .
- ♦ Cuando  $k$  tiende a infinito, la frecuencia límite inferior para la existencia de la propagación vertical tiende a infinito, y su velocidad de fase horizontal se aproxima a la velocidad del sonido.

La parte sombreada inferior corresponde a las ondas de gravedad de baja frecuencia. Aquí se observa lo siguiente:

- ♦ El límite superior para la propagación vertical de estas ondas es la frecuencia de Brunt-Vaisalla. Esto ocurre cuando se hace tender  $k$  a

infinito. En este caso la velocidad de fase horizontal desaparece y el movimiento se describe como una columna de aire oscilando.

- ♦ En el caso de onda larga ( $k$  tiende a cero), la frecuencia máxima para la propagación vertical se aproxima a cero, y la velocidad de fase de la onda se aproxima a la velocidad del sonido.

En la región interior clara las ondas son externas ( $m^2 < 0$ ). En esta región, las ondas acústicas de gravedad se propagan en forma horizontal con energías que decrecen en forma exponencial en  $z$ .

Como ya se vio, cuando  $B < 0$ , o sea  $\Delta\rho < 0$ , la región es inestable para desplazamientos verticales, y la partícula de aire que es desplazada hacia arriba continuará moviéndose en esa dirección. En el caso contrario, la región es estable. Las estandarizaciones de las propiedades de la atmósfera no definen zonas de inestabilidad. En la realidad, la troposfera a menudo tiene gradientes de temperatura lo suficientemente negativos para que exista inestabilidad. Esto significa que a partir de la tropopausa hasta la estratopausa es posible que se generen estas ondas. Así, la propagación a grandes distancias de las ondas acústicas de gravedad, es un antecedente para ubicar fuentes a la altura de la tropopausa o más arriba. En algunos casos, las grandes tormentas y grandes explosiones volcánicas pueden a menudo alcanzar la tropopausa.

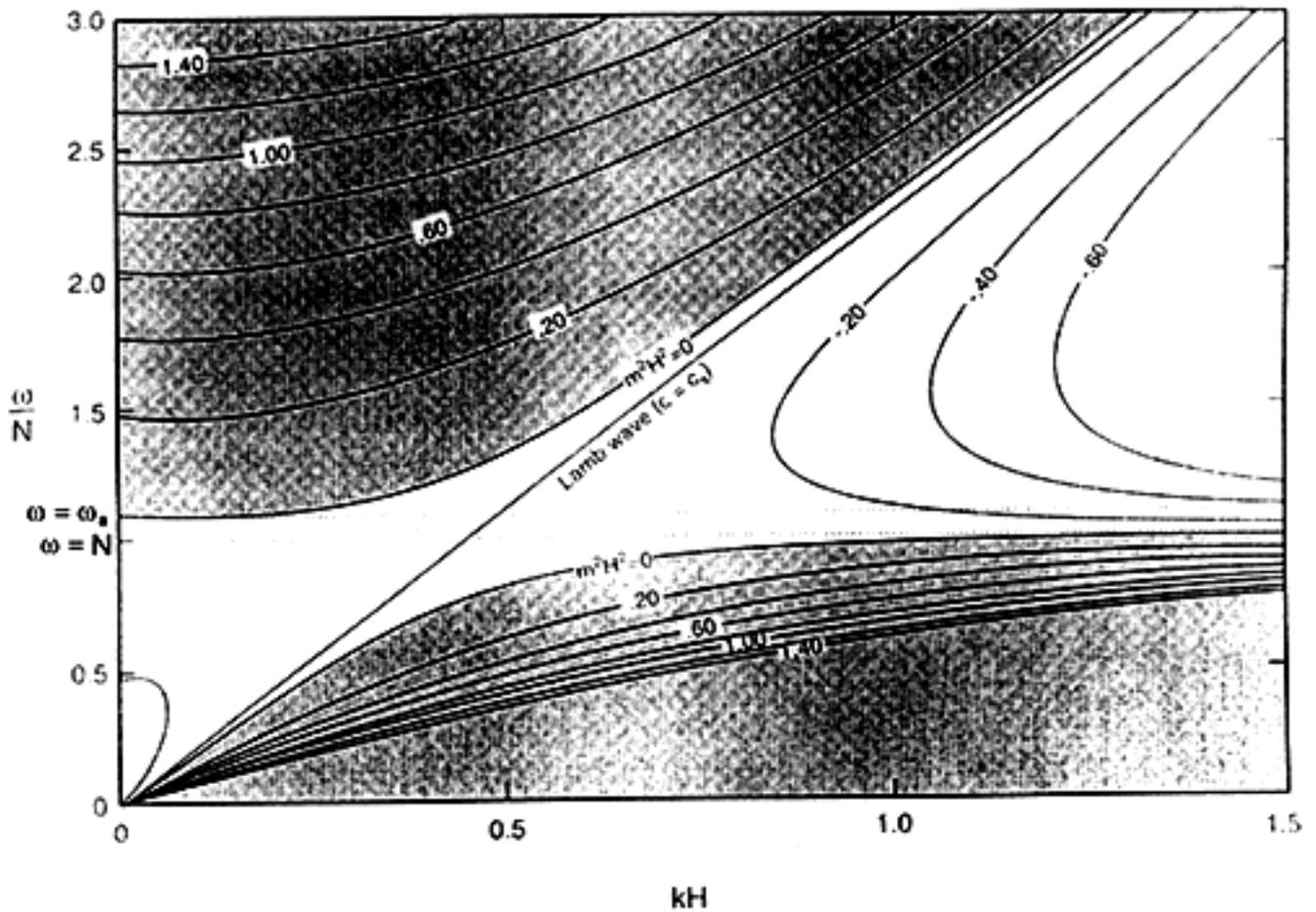


Figura 5.3: Relación de dispersión para ondas acústicas de gravedad [34].

### 5.3 Ondas de Lamb

La condición límite en la superficie de la Tierra requiere que la velocidad vertical de partículas ( $w$ ) sea igual a cero. Un caso especial que satisface esta condición es que  $w$  sea cero en todas partes. Esta condición lleva a dos soluciones de carácter ondulatorio totalmente diferentes. Cuando se consideran las ecuaciones de movimiento horizontales, estas soluciones son llamadas Ondas de Rossby. En el caso en que se considera la ecuación de movimiento vertical, la solución es llamada Onda de Lamb [7].

A partir de la ecuación de movimiento vertical en donde se ha considerado que  $w = 0$ , se obtiene:

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \Gamma P = 0 \quad (5.34)$$

lo que equivale a:

$$P = P_0 e^{-\Gamma z} \quad ( 5.35 )$$

donde  $\Gamma$  es llamado coeficiente de Eckart, y su expresión para una atmósfera isotérmica es:

$$\Gamma = \frac{g}{c_s^2} (2 - \gamma) \quad ( 5.36 )$$

donde:

$g$  = Aceleración de gravedad, [m/s].

$c_s^2$  = Velocidad de la onda acústica, [m/s].

$\gamma$  = Relación de los calores específicos para un gas ( $\gamma = 1,4$  para el aire).

La relación 5.36 es una magnitud positiva, por consiguiente la amplitud de la oscilación es mayor en la superficie terrestre.

La velocidad de fase de esta oscilación es igual a  $c_s$ . Esto fue observado por primera vez por Lamb (1910). De aquí el origen del nombre de Onda de Lamb. Estas ondas se propagan en forma horizontal y su movimiento de partículas es longitudinal tal como en las ondas acústicas, con la diferencia de que estas ondas son completamente anisotrópicas debido a la estratificación de masa. Además, por su condición de propagación, son ondas externas.

En los receptores infrasónicos, las ondas de mayor período que arriban producto de grandes explosiones, son las ondas de Lamb. Un comportamiento característico de estas ondas es que actúan como ondas gravitacionales en muy baja frecuencia y como ondas acústicas para frecuencias muy superiores a la frecuencia de corte acústica (Figura 5.3). Se hacen notar a una distancia mucho después de

que la onda de choque generada por el impulso decae. Esta distancia depende de la magnitud del impulso (que determina el período) y de la altura de éste. En la Figura 4.4 se muestra la relación entre el período y la distancia respecto de la fuente explosiva, en que la onda Lamb comienza a aparecer en la señal acústica. También aparece la distancia a la cual esta onda domina el espectro. Esta aproximación fue hecha para una atmósfera isotérmica, en ausencia de viento y sin efectos de viscosidad. Se observa que esta distancia aumenta con la frecuencia.

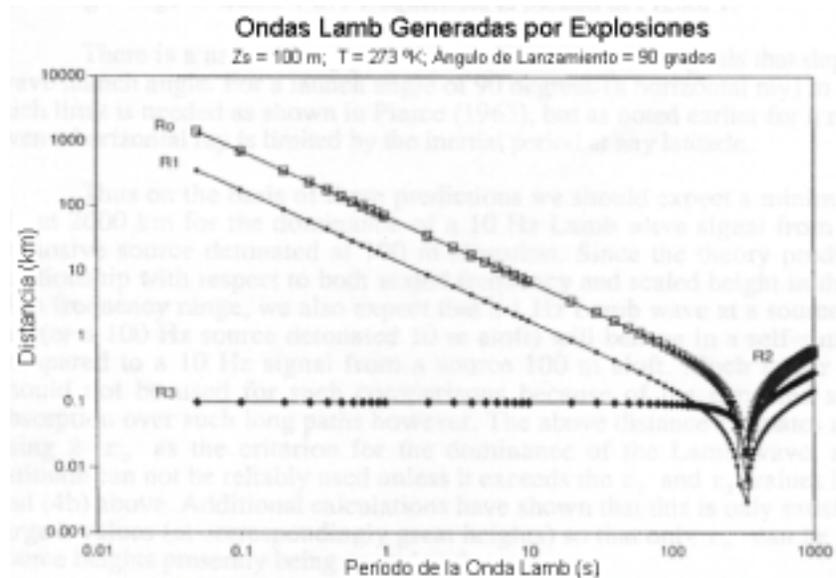


Figura 5.4: Distancia de aparición ( $R_1$ ) y dominación ( $R_0$ ) de la onda Lamb en una señal acústica a una distancia determinada de una fuente explosiva detonada a una altura  $Z_s = R_3$ , en función del período observado de la onda, para una atmósfera no viscosa e isotérmica [29].

Ya que la teoría predice una relación lineal entre el período de la onda Lamb y la altura del impulso en el rango de frecuencias relativamente alto, se especula que una onda Lamb de 1 Hz generada en un impulso a una altura de 1 km, se comporte de una manera similar a una onda de 10 Hz generada en un impulso a 100 m de altura o que una onda Lamb de 100 Hz generada en un impulso a 10 m de altura, apareciendo a 2000 km de distancia aproximadamente. Después de esta distancia, la onda Lamb domina la señal acústica y antecede a los otros modos.

## 6. GENERACIÓN DE ONDAS INFRASÓNICAS

En la atmósfera es posible detectar una gran cantidad de infrasonidos. Estos provienen de una variada gama de fuentes sonoras y pueden dividirse, según sus características, en fuentes explosivas y no explosivas. En este capítulo, las fuentes sonora serán presentadas según su origen: natural o artificial.

### 6.1 Fuente Explosiva Lineal y Fuente Explosiva Puntual

Cuando una explosión ocurre en el aire o en la superficie de la Tierra, se forma una esfera de gas en la cual la temperatura y la presión exceden los valores atmosféricos. Esta esfera crece rápidamente, y en cierto momento la presión dentro de la esfera se iguala con la presión externa; debido a la inercia, esta esfera continúa creciendo hasta que su velocidad se hace cero. Ya que la presión en este caso es menor que la presión externa, esta esfera se contrae originando el pulso acústico. Aunque en las cercanías de la explosión, la señal generada es una onda de choque, ésta se va descomponiendo sucesivamente hasta manifestarse como un tren de ondas infrasónicas de amplitudes lineales, debido al fenómeno de dispersión analizado en el capítulo 5. En la Figura 6.1 se observan distintas señales infrasónicas generadas por explosiones, registradas a una distancia  $r$  del lugar de explosión:

a) Explosión en un hoyo:	30 toneladas de TNT	$r = 180 \text{ m}$
b) Explosión superficial:	20 kilogramos de TNT	$r = 1 \text{ km}$
c) Explosión superficial:	3 toneladas de TNT	$r = 20 \text{ km}$
d) Explosión superficial:	260 toneladas de TNT	$r = 2 \text{ km}$
e) Explosión subterránea:	2 kilotones de TNT	$r = 4 \text{ km}$
f) Explosión subterránea:	6 kilotones de TNT	$r = 10 \text{ km}$

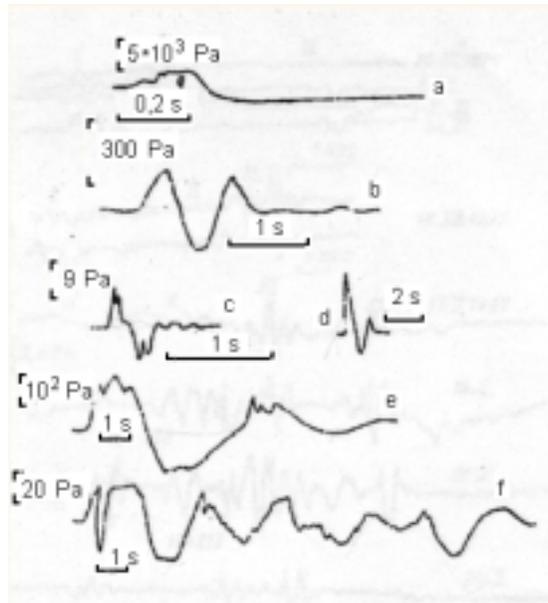


Figura 6.1: Señales acústicas cercanas a distintas explosiones [19].

En las fuentes de carácter explosivo existen dos tipos de modelamientos: fuente lineal y fuente puntual. El modelo de fuente lineal se aplica cuando ésta viaja a velocidades mucho mayores que la velocidad del sonido dentro de un medio (velocidad hipersónica), lo que produce un cono de Mach tan pronunciado, que se aproxima a una estela delgada. La propagación de la onda de presión generada se produce en forma casi perpendicular a la dirección de propagación de la fuente. El caso de fuente puntual es cuando la generación de ondas explosivas se produce desde un punto fijo del medio.

En las cercanías de estas fuentes, el comportamiento no lineal de las ondas acústicas está acotado por el Radio de Relajación  $R_0$ , que determina la distancia hasta la cual se manifiestan los fenómenos de carácter fuertemente no lineales. Este radio depende de la energía depositada en el fluido a la altura de la fuente. Más allá de  $R_0$ , la relación de sobrepresión  $\Delta p/p_0$  es menor que 1.

Para fuente lineal:

$$R_0 = \left[ \frac{E_l(z)}{p_s(z)} \right]^{1/2} \quad (5.1)$$

donde:

$R_0 \cong N^\circ$  de Mach multiplicado por el diámetro del cuerpo [m].

$E_l$  = Energía depositada en el fluido por unidad de longitud, [N].

$p_s$  = Presión del medio en reposo, [N/m<sup>2</sup>].

Para fuente puntual:

$$R_0 = \left[ \frac{E_s(z)}{\left(\frac{4\pi}{3}\right) p_s(z)} \right]^{1/3} \quad (5.2)$$

donde:

$E_s$  = Energía total depositada en el fluido por unidad de longitud, [N/m].

La longitud de onda generada por la fuente en el campo cercano está en torno a 2,2 veces el radio de onda explosiva. Por ejemplo, para una explosión de 1 kt, el radio de onda explosiva a nivel del mar es de 346 m, por lo que la longitud de onda emitida es de 761 m (0,45 Hz). A medida que estas ondas se propagan su longitud de onda crece [27].

Reed [28] propone una relación empírica entre la amplitud  $p$  de la señal acústica registrada a una distancia  $r$  y la energía inicial de la fuente explosiva:

$$p = 11,8 E^{0,4} r^{-1,2}; \quad p \text{ (kPa)}; \quad r \text{ (km)}; \quad E \text{ (kilotoneladas de TNT)} \quad (5.3)$$

## 6.2 Fuente No Explosiva

Las fuentes infrasónicas no explosivas tienen un comportamiento lineal con respecto a las amplitudes de presión que generan y son generalmente de carácter periódico. Acústicamente son tratadas de manera común y por sus características carecen de la espectacularidad de las fuentes explosivas.

## 6.3 Fuentes de Infrasonidos Existentes en la Atmósfera

A continuación se hace una descripción de las fuentes generadoras de infrasonidos en la atmósfera, tanto naturales como artificiales (Figura 5.2).

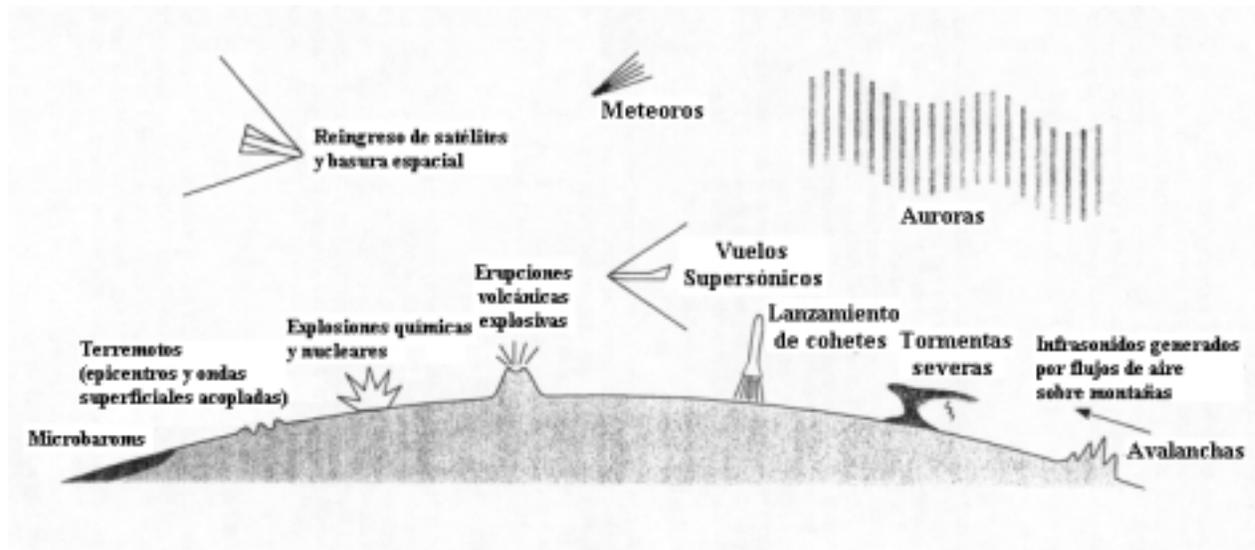


Figura 6.2: Diagrama de fuentes generadoras de infrasonidos [27].

### 6.3.1 Fuentes Infrasónicas Naturales

Las fuentes infrasónicas naturales, como su nombre lo indica son aquellas fuentes de gran energía sonora que se encuentran presentes en nuestro medio ambiente, las cuales son generadas de forma natural. El estudio de los infrasonidos comenzó enfocado a este tipo de fuentes debido a la necesidad de caracterizarlas para poder predecir y/o cuantificar su acción.

- Terremotos

El terremoto o sismo es una brusca liberación de energía en forma de vibraciones y temblores producidas por el desplazamiento de las placas que conforman la corteza terrestre. Este desplazamiento produce grandes tensiones en los límites entre las placas de la superficie terrestre (comúnmente llamados fallas), provocando el rompimiento de las rocas que conforman estos substratos.

Infrasonidos asociados con grandes terremotos aparecen a causa de a lo menos tres mecanismos distintos. El primer mecanismo involucra la radiación vertical cercana de una onda aérea lejana desde la superficie de la tierra, durante el paso de la componente vertical (onda de Rayleigh) de las ondas sísmicas superficiales. Ya que la velocidad de partículas vertical en la interface aire-tierra debe ser idéntica, las velocidades de traza<sup>(1)</sup> horizontales de la onda aérea y de la onda sísmica son idénticas. Así, las velocidades de traza de las ondas infrasónicas de este tipo generadas localmente son muy altas (varios kilómetros por segundo). Esta característica puede ser usada para identificar ondas de este tipo. El movimiento violento de la tierra en el epicentro de un terremoto proporciona un segundo mecanismo para la generación de ondas infrasónicas en la atmósfera. Estas ondas son conducidas a través de la atmósfera a velocidades acústicas atmosféricas normales y arriban a los sensores después que las ondas acopladas con la tierra. Un tercer mecanismo se produce cuando las ondas superficiales sísmicas viajan a través de regiones de grandes montañas, generando ondas infrasónicas de gran período en la atmósfera.

(1). La velocidad de traza de una onda se define en forma matemática como la distancia entre dos puntos por donde pasa la onda dividida por el tiempo de desplazamiento entre estos mismos puntos. En el caso de los infrasonidos, las velocidades de traza se toman comúnmente entre la fuente y el receptor o sobre un arreglo espacial de micrófonos. En este último caso, la variación de la velocidad de traza depende de la inclinación del frente de onda que incide sobre el arreglo.

Las señales infrasónicas provenientes de volcanes proporcionan una valiosa herramienta para el estudio de erupciones volcánicas debido a que estos generan energía acústica concentrada en el rango de estas frecuencias. Si bien los sismógrafos son las mejores herramientas para monitorear volcanes, éstos fallan a la hora de detectar los flujos de gases emitidos durante los ciclos eruptivos. Es por esto que en ausencia de observaciones visuales, los infrasonidos ofrecen la mejor opción para detectar de manera remota la existencia e intensidad de una erupción [15].

Las erupciones de carácter explosivo son potentes generadoras de infrasonidos. Estas se producen cuando el magma es expulsado a la superficie terrestre desde el interior de la tierra. Esta expulsión puede presentarse de distintas maneras. Erupciones recientes, como la del Pinatubo en Filipinas, la del Chichón en la Antártica y la del Monte Santa Helena en Norteamérica, han despertado el interés de los científicos ligados a los infrasonidos.

- Grandes Mareas

Las olas son movimientos ondulatorios que son originados en su gran mayoría por efecto del viento soplando sobre extensiones abiertas de agua. Al propagarse desde estas extensiones hacia zonas menos profundas, estos movimientos aumentan continuamente de amplitud.

Las mareas son ascensos y descensos alternativos de la superficie del mar, producidos por la atracción gravitatoria de la Luna y el Sol. El efecto del Sol en las mareas es sólo el 45% del de la Luna. Su atracción produce un abombamiento del agua terrestre cuando está sobre cualquier meridiano. Simultáneamente se produce otro abombamiento en el lado opuesto de la Tierra. Las mareas vivas se producen cuando la Tierra, la Luna y el Sol están en línea recta. La atracción gravitatoria combinada hace que la pleamar sea más alta y la bajamar sea más baja y que la amplitud de la marea sea más grande. Las mareas muertas, de amplitud mínima, se producen cuando Sol, Tierra y Luna forman un ángulo recto.

Las tormentas de alta mar producen infrasonidos comúnmente llamados microbaroms. Estos son producidos por el movimiento de las olas del mar. Registros experimentales de microbaroms muestran que son trenes de ondas de larga duración, con periodos característicos que van desde 2 a 8 segundos, y amplitudes que van desde fracciones de pascales hasta varios pascales [20].

Se ha demostrado que la frecuencia característica de un microbarom es alrededor de dos veces la frecuencia en que ocurre la máxima oscilación en el espectro de las ondas oceánicas. La estacionalidad de los microbaroms sobre largos intervalos de tiempo permite monitorear el estado dinámico de la estratosfera superior.

- Vientos

El viento es el aire en movimiento. Los movimientos del aire a gran escala se producen tanto en forma vertical como horizontal. Las principales fuerzas que afectan al movimiento horizontal del aire son los gradientes de presión, el efecto de Coriolis y la fricción.

- Los gradientes de presión los provoca el desigual calentamiento de la atmósfera por el Sol. El cálido aire ecuatorial es más liviano y ejerce menos presión que el frío y denso aire polar. La fuerza del movimiento del aire desde las zonas de alta presión a las de baja presión, es proporcional a la diferencia de presión.
- El efecto de Coriolis, debido a la rotación terrestre, desvía los vientos a la derecha en el hemisferio Norte y a la izquierda en el Sur. En consecuencia, los vientos no fluyen desde el punto de presión más alta al de presión más baja: cuando se acercan a un sistema de baja presión, son desviados alrededor de él, en vez de fluir directamente hacia él. Esto crea sistemas de

aire, de alta o baja presión, en los que los movimientos circulan alrededor del centro. Los movimientos horizontales del aire son importantes alrededor de los sistemas ciclónicos (baja presión) y anticiclónicos (alta presión). La combinación de movimientos horizontales y verticales crea un patrón de vientos predominantes. La fuerza originada por este fenómeno es máxima en los polos e inexistente en el ecuador.

- A lo largo del ecuador está la llamada región de las calmas ecuatoriales, donde el calor solar calienta el aire ascendente. Luego este aire se dispersa y aleja del ecuador, fluyendo al Norte y al Sur. Finalmente, cae a los 30° N y 30° S, creando cinturones de alta presión subtropicales, desde donde los vientos alisios regresan hacia el ecuador y los vientos poniente fluyen hacia las latitudes medias de la Tierra.

Las corrientes en chorro (jet stream), son corrientes de aire localizadas en la parte alta de la troposfera (alrededor de 10 km sobre el nivel del mar) donde el viento alcanza una gran velocidad (valores típicos entre 150 km/h y 200 km/h). Este tipo de configuración se observa en las latitudes subtropicales de ambos hemisferios, con un flujo hacia el Este que alcanza su máxima intensidad en el invierno originando turbulencias de aire claro (CAT), las que generan infrasonidos.

- Huracanes y Tornados

Las tormentas más comunes son las tronadas. En las regiones templadas y tropicales se producen a diario unas 45000 tormentas. El requisito para su formación son las fuertes corrientes de aire ascendente. Al elevarse, el aire se enfría, y el calor latente se libera al producirse la condensación. La liberación de calor aporta energía que intensifica el ascenso de aire y el desarrollo de la tormenta. La condensación produce cumulonimbos, que llegan a alcanzar una altura mayor a 5 km. Estas nubes traen lluvia y granizo y, a veces truenos y relámpagos.

Los huracanes, también llamados tifones o ciclones tropicales, se forman sobre océanos cálidos. Producen vientos helicoidales muy rápidos, de hasta 350 km/h y se extienden por la troposfera. El ojo, o centro en calma, contiene aire caliente descendente; puede ocupar de 5 km a 50 km. El cuerpo del huracán llega a tener hasta 500 km de diámetro. El calentamiento del aire en el ojo del huracán contribuye a disminuir la presión de aire en la superficie. Alrededor del ojo del huracán ascienden espirales de aire cálido y húmedo. La condensación crea cumulonimbos y libera calor latente, que aumenta el ascenso en el helicoides de aire.

Los tornados, son torbellinos violentos que cubren un área mucho menor que los huracanes. Un tornado se forma cuando un cumulonimbo empieza a crecer hacia abajo. Cuando la prolongación de la nube, en forma de cuello de embudo, toca el suelo, puede tener un ancho entre 50 m y 500 m. Cruza la zona a velocidades de 30 km/h a 64 km/h, y normalmente se desvanece después de recorrer unos 30 km, aunque algunos han llegado a desplazarse hasta 500 km.

En los años setenta, la National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), de Estados Unidos comenzó un estudio del infrasonido atmosférico para encontrar de qué manera éste puede ser usado para mejorar la predicción de grandes eventos climáticos, tales como tornados. Se encontró que las tormentas fuertes, que alcanzan una altura de 15 km aprox., radian infrasonidos con períodos de decenas de segundos, los cuales son detectados por estaciones receptoras a distancias de miles de kilómetros. Se ha encontrado además, que el diámetro de un tornado es inversamente proporcional a la frecuencia principal que emite [1].

- Auroras Boreales o Australes

Las auroras boreales están constituidas por plasma magnético que viaja a velocidades supersónicas en forma de onda de choque. El mecanismo mediante el cual se generan infrasonidos a partir de este fenómeno aún no ha sido comprendido, pero se sabe que en este fenómeno se generan ondas infrasonicas con períodos que

van desde 10 s a 100 s y amplitudes que oscilan entre 0,5  $\mu\text{b}$  y 20  $\mu\text{b}$ . Las velocidades de traza de estas ondas van desde 300 m/s a 1000 m/s, lo que indica que provienen de fuentes a gran altura. Esta es una característica usual por la cual puede ser identificado este tipo de fuente. Los infrasonidos generados por auroras boreales tienden a ser continuos con cortos intervalos de gran amplitud, y su aparición se centra en los amaneceres y atardeceres. Ya que este plasma es de origen electromagnético, las auroras boreales están concentradas en las cercanías de los polos magnéticos de la tierra.

- Penetración de Bóolidos en la Atmósfera.

El planeta es abordado constantemente por una serie de cuerpos inertes provenientes casi en su totalidad desde nuestro sistema solar. Estos bólidos ingresan a la atmósfera a velocidades hipersónicas, entre 11,2 km/s y 73,2 km/s, penetrando en ella y generando ondas de choque explosivas. Desde el punto de vista del mecanismo de generación de estas ondas de choque, el paso del bólido actúa como fuente explosiva lineal. En muchas ocasiones, el bólido se fragmenta en varios pedazos más pequeños producto de la explosión del mismo. Aquí se observa un comportamiento de fuente explosiva puntual. Los rangos típicos de los períodos generados por estos cuerpos van de 0,5 s a 2 s, y en cuanto a las amplitudes medidas, de 0,02 Pa a 0,05 Pa a 100 km. Debido a que la generación de ondas explosivas ocurre cuando los cuerpos son de tamaño considerable, las detecciones por medio de infrasonidos son un límite inferior a la tasa de influjo real de estos cuerpos [28]. En el caso de los bólidos, el radio de relajación  $R_0$  está generalmente entre 10 m y 20 km, excepto en el caso de los grandes meteoritos que han ingresado a la atmósfera, llegando a colisionar con la Tierra.

- Avalanchas

Si bien el mecanismo por medio del cual se producen las avalanchas ha sido estudiado, la relación existente entre éstas y los infrasonidos generados ha sido poco

estudiada. Se sabe que las grandes masas de tierra deslizándose, generan sonidos estruendosos y con alto contenido en bajas frecuencias con períodos dominantes que están entre 0,5 s y 2 s.

A modo de resumen, en la Tabla 6.1 se muestran las fuentes infrasónicas naturales con sus principales características.

Tabla 6.1: Fuentes naturales de infrasonidos [3].

<i>Fuente</i>	<i>Período (s)</i>	<i>Niveles típicos (Pa)</i>	<i>Características</i>	<i>Mecanismo</i>	<i>Altitud</i>
Microbaroms	2 – 8	0,01 – 1	Variaciones estacionales, diurnas y semi-diurnas	Interacción no lineal con las ondas oceánicas	Nivel del mar
Aurora	10 – 100	0,1 – 0,5	No son observadas entre las 12:00 y las 16:00 (hora local)	Movimiento supersónico del arco auroral	Sobre 100 km
Meteoros	0,2 – 18	0,05 – 1 entre 200 km y 1200 km	Se observan a menudo arribos de la termosfera y la estratosfera	Interacción explosiva con la atmósfera	Sobre 25 km
Avalanchas	0,5 – 2	0,02 – 0,05 a 100 km	Espectro con peak dominante	Estructura monocromáticas	Superficial
Erupciones volcánicas	> 100	15 a 10000 km del Monte Santa Helena	Trenes de onda de larga duración en grandes distancias	Compresión explosiva de alta energía en la atmósfera	Hasta 10 km
Terremotos fuertes	8 – 30	0,1 – 2	Recepción por medio de ondas viajeras a través del aire y por medio de ondas sísmicas	Movimiento de la tierra en el epicentro y de las regiones intermedias. Movimiento del suelo por ondas sísmicas en la estación receptora	Superficial
Ondas asociadas a montañas	10 – 50	0,1 – 3	No presentan variaciones diurnas	Asociada con la generación de turbulencia debido al flujo de viento sobre la cima de las montañas	Desde la superficie hasta varios kilómetros
Tormentas severas	0,1 – 50	0,05 – 0,3 entre 30 km y 800 km	No se correlaciona con rayos	Mecanismo aún desconocido	Desde la superficie hasta la tropopausa

### 6.3.2 Fuentes Infrasonicas Artificiales

Los infrasonidos generados artificialmente, son aquellos provocados directamente por las actividades humanas. A continuación se explican las fuentes artificiales más estudiadas hasta ahora.

- Explosiones

Estas incluyen cualquier tipo de explosiones provocadas ya sea en la atmósfera, bajo el agua o en la corteza terrestre. En las explosiones se generan altos niveles de energía calórica, la cual produce una onda expansiva que se transmite en forma de pulso acústico con componentes infrasonicas. Las explosiones atómicas son las que han concitado el mayor interés de la comunidad internacional (Figura 6.3), por lo que la detección de éstas a través de infrasonidos es una técnica muy poderosa y útil en la actualidad.



Figura 6.3: Fotografía de ensayo nuclear de 15 kilotonas llevado a cabo en el sitio de pruebas de Nevada durante el mes de Mayo de 1953. La altura de la explosión fue de 160 m [27].

- Ignición y Apagado de Cohetes

En el proceso de ignición y apagado de cohetes, se han detectado infrasonidos generados por explosiones en recintos cerrados. Se ha determinado que

estos sobrepasan en magnitud a los generados en una explosión equivalente al aire libre.

- Vuelos Supersónicos

En los vuelos supersónicos, la velocidad del avión es mayor que la velocidad de propagación de la onda acústica en el medio, lo que genera una onda de choque en forma cónica que se propaga con un ángulo determinado por el Número de Mach. Las señales de estampido sónico en la forma de una onda  $N^{(2)}$  de presión pueden ser detectadas sobre un área relativamente pequeña directamente bajo el camino turbulento de un vuelo supersónico. Sin embargo, las señales infrasónicas provenientes del vuelo supersónico pueden ser detectadas a distancias mayores a 4000 km. Esto se debe a que a medida que la onda de choque se aleja de la fuente, las componentes de frecuencia más altas se propagan con mayor velocidad que las componentes bajas, pudiendo estas últimas ser detectadas más fácilmente.

- Motores de Combustión Interna

Los motores de combustión interna emiten una gran cantidad de energía infrasónica. Se han hecho mediciones de presión sonora a vehículos motorizados en movimiento, encontrándose que el nivel total de ruido es mayor que la intensidad medida, sobretodo cuando el vehículo va con las ventanas abiertas

A mediados de la década de los sesenta, el doctor Wladimir Gavreau [6] anunció la invención de un silbato que era capaz de producir infrasonidos de consecuencias catastróficas para los seres vivos. Estaba compuesto por un silbato Levasseur y tubos resonantes con los cuales teóricamente se habría producido un cañón acústico destructivo. Su propuesta al final no fue tan destructiva, pero llamó la atención de los científicos en cuanto a la capacidad que tienen los infrasonidos para influir en el hombre.

(2): Onda tipo Diente de Sierra.

## 7. PROPAGACION DEL SONIDO EN LA ATMOSFERA

Los infrasonidos se propagan a grandes distancias por dos razones fundamentales: Primero, la baja absorción del aire en estas frecuencias, y segundo, los canales de propagación que se forman en la atmósfera. Una razón secundaria es que el suelo actúa como un perfecto reflector para los infrasonidos. Durante la propagación, los rayos sonoros no son rectos, ya que van cambiando su trayectoria debido a que la atmósfera es un medio estratificado. Para comprender el comportamiento de los rayos acústicos es necesario analizar de qué manera son afectados por la no homogeneidad del medio.

### 7.1 Velocidad del Sonido

#### 7.1.1 Velocidad del Sonido en un Medio Homogéneo Inmóvil

Asumiendo que la presión hidrostática es constante se deduce que:

$$c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} \quad (7.1)$$

donde  $\rho$  es la densidad del medio,  $p$  es la presión atmosférica y  $\gamma = 1,405$  para el aire a temperatura y presión normal (101325 Pa y 20 °C en aire seco).

Ya que  $p = \rho * r * T = \rho * \frac{R * T}{M}$ , entonces:

$$c = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}} \quad (7.2)$$

donde:

$r$  = Constante de un gas que tiene un peso molecular medio  $M$ .

$R$  = Constante universal de los gases = 8314 [ J / (kg K) ]

T = Temperatura absoluta [K].

M = Peso molecular medio de un gas = 29 para el aire

lo que nos indica que la velocidad del sonido depende sólo de la naturaleza del gas y su temperatura (en el caso del aire).

### 7.1.2 Dependencia de la Velocidad del Sonido en la Atmósfera con Respecto a la Temperatura y la Humedad

Cuando se quiere representar la velocidad del sonido para una atmósfera real, debe tomarse en cuenta la influencia que ejerce la temperatura y la humedad en los valores de  $\rho$  y  $x$ . No obstante, en el caso de  $x$ , la dependencia de la temperatura es despreciable. La dependencia de la humedad de  $x$  se expresa por la relación:

$$x = x_1 \frac{1 + 0,280 \frac{e}{p}}{1 + 0,393 \frac{e}{p}} \quad (7.3)$$

donde  $x_1$  es el valor de  $x$  para el aire seco,  $p$  es la presión y  $e$  es la presión del vapor de agua. La dependencia de la densidad del aire tanto de la temperatura como de la humedad está dada por:

$$\rho = \rho_0 \frac{273 * \left[ 1 - 0,378 \frac{e}{p} \right]}{T} \quad (7.4)$$

donde  $\rho_0$  es la densidad del aire seco a  $T = 273$  K a la presión  $p$ .

Introduciendo los términos para  $\rho$  y  $x$  en la ecuación (6.1), y suponiendo aire seco ( $e = 0$ ) y  $T = 273$  K, se tiene:

$$c = c_{0, \text{seco}} = \sqrt{x_1 \frac{p}{\rho_0}} = 331,8 \quad [\text{m/s}] \quad (7.5)$$

Luego, considerando para cualquier temperatura

$$c = c_{T, \text{sec o}} = \sqrt{x_1 \frac{p}{\rho_0} \frac{T}{273}} = c_{0, \text{sec o}} \sqrt{\frac{T}{273}} = 20,1\sqrt{T} \quad [\text{m/s}] \quad (7.6)$$

Además, para cualquier temperatura y considerando la humedad [36]

$$c = \sqrt{x_1 \frac{p}{\rho_0} \frac{T}{273} \left[ 1 + 0.265 \frac{e}{p} + 0.144 \left( \frac{e}{p} \right)^2 \right]} \approx c_{0, \text{sec o}} \sqrt{\frac{T(1 + 0.275 \frac{e}{p})}{273}} \quad (7.7)$$

El último término, en el que se ha considerado una aproximación para el término cuadrático, es el que se usa para los cálculos prácticos, donde el numerador de la cantidad subradical lleva por nombre temperatura acústica virtual, así

$$c = 20,1\sqrt{T_{a.v.}} \quad [\text{m/s}] \quad (7.8)$$

Se concluye entonces que:

- La velocidad del sonido no depende explícitamente de la densidad del aire.
- En aire seco la velocidad es proporcional a la raíz cuadrada de la temperatura absoluta del aire. Se puede encontrar por medio de cálculos que para un aumento de temperatura de 1° la velocidad se incrementa aproximadamente en 0,6 m/s.
- La velocidad del sonido en aire húmedo depende de la razón e/p más que de las magnitudes individuales y, como se obtiene a partir de los cálculos, para e < 7 mm, se puede despreciar este valor con un error no mayor a 0,5 m/s.

Se puede determinar la velocidad del sonido entre -20 °C y 30 °C, con un error no mayor a 0,5 m/s

$$c = 331 + 0,6t + 0,07e \quad (7.9)$$

Sobre la base de la estandarización de la temperatura en la atmósfera, se ha elaborado el perfil de velocidades del sonido en ausencia de vientos, como se ve en la Figura 7.1. Aquí se puede apreciar que en ausencia de inversión térmica, la temperatura sobrepasa a la de la superficie terrestre sólo en la termosfera.

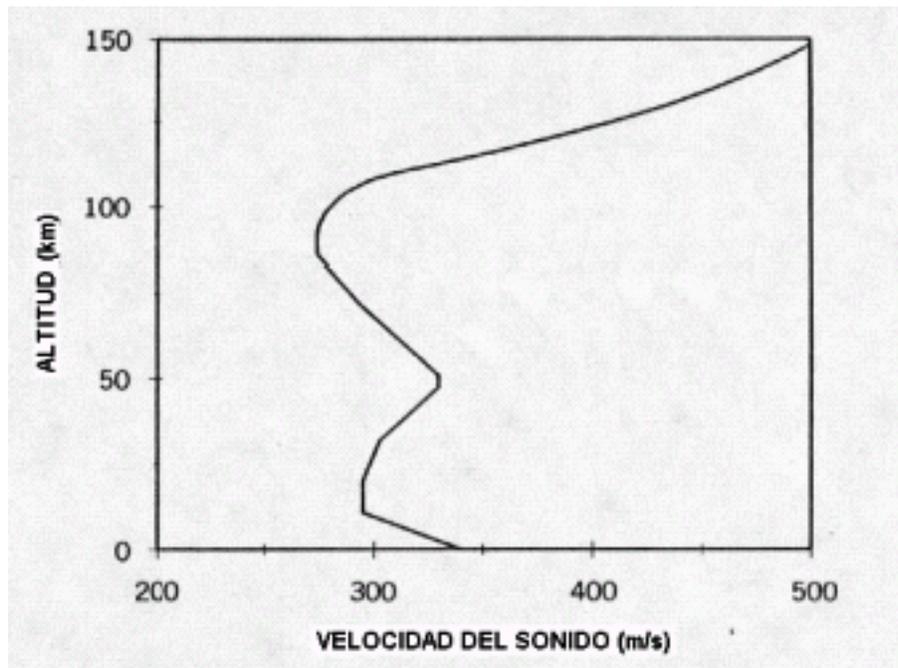


Figura 7.1: Velocidad del sonido según la altura [3].

### 7.1.3 Velocidad del Sonido en Presencia de Viento

La contribución de los vientos atmosféricos en la velocidad del sonido es compleja, ya que éstos están en constante cambio. Una forma simplificada de analizar que pasa con la velocidad del sonido es asumir que el medio se mueve a velocidad constante. Considerando la propagación en el plano horizontal de una onda sonora generada por una fuente ubicada en el punto S (Figura 7.2), el círculo de la izquierda representa el frente de onda inicial a una distancia  $ct = SM_1$  después del tiempo  $t$ , sin presencia de viento. Cuando éste está presente con una velocidad  $\mu_o$ , todas las partículas del medio se mueven en la misma dirección y a la misma velocidad. En esta situación el frente de onda inicial está desplazado hacia la derecha en una distancia  $\mu_o t$ . Un observador parado en el punto M percibirá el sonido

como si proviniera desde el punto  $S_1$  pero, refiriéndose a la ubicación de la fuente sonora  $S$ , el estimará la velocidad del sonido a partir del tiempo medido  $t$  sobre el camino de viaje  $SM = c_1t$ , y además notará una deflexión del ángulo  $\gamma$  de la dirección de la fuente  $S$  a partir de la dirección desde la cual él percibe que viene el sonido.

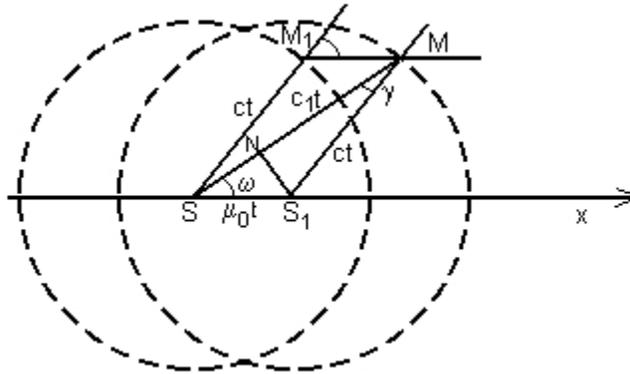


Figura 7.2: Influencia del viento en la propagación de los rayos sonoros [36]

Sea  $\omega$  el ángulo entre la dirección del viento y la dirección de la ubicación de la fuente  $MS$ , se puede escribir:

$$SM = NM + SN = S_1M \cos \gamma + SS_1 \cos \omega$$

$$c_1t = ct \cos \gamma + \mu_0 t \cos \omega$$

lo que equivale a:

$$c_1 = c \cos \gamma + \mu_0 \cos \omega \quad (7.10)$$

Sin embargo, para cada valor de  $\omega$  y aún para grandes velocidades del viento, el ángulo  $\gamma$  es tan pequeño que se puede asumir con suficiente exactitud que:

$$\cos \gamma = 1$$

En efecto, para el triángulo  $SS_1M$  se tiene:

$$\text{sen } \gamma = \frac{SS_1}{S_1M} \text{sen } \omega = \frac{\mu_0}{c} \text{sen } \omega$$

el cual siempre para  $\omega = 90^\circ$  da el máximo valor de  $\text{sen } \gamma$  como la razón de la velocidad del viento a la velocidad del sonido, la cual es siempre pequeña. Así entonces, el ángulo  $\omega$  puede igualarse al ángulo formado por la dirección del viento en el punto de observación M con la dirección de procedencia del viento observada  $S_1M$ . Así:

$$c_1 = c + \mu_0 \cos \omega \quad (7.11)$$

Si en la ecuación anterior se expresa  $c$  como función dependiente de la temperatura (velocidad local del sonido,  $c(T)$ ), ésta toma una forma más general, y se define la velocidad efectiva del sonido. Así, de manera vectorial:

$$c_{\text{eff}} = c(T) + \hat{n} \cdot \bar{u} \quad (7.12)$$

donde  $\hat{n}$  es un vector unitario en la dirección de propagación de la onda, y  $\bar{u}$  es el vector de velocidad del viento. De la ecuación anterior se ve que la velocidad eficaz del sonido es máxima para los rayos sonoros que van en la dirección del viento y es mínima para los rayos que están en la dirección contraria. En las Figuras 7.3 y 7.4 se observan los perfiles estandarizados de la velocidad del viento y la velocidad del sonido.

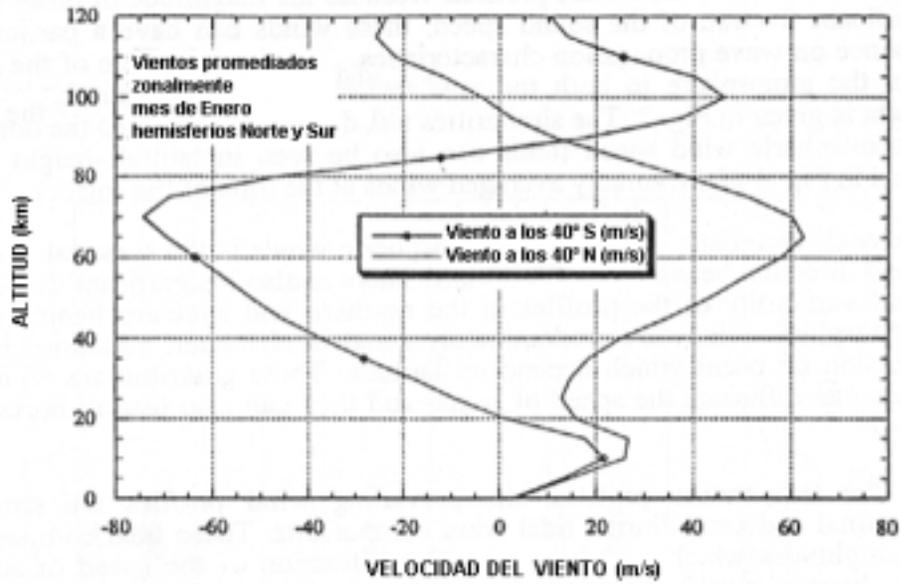


Figura 7.3: Perfil de velocidades del viento en la atmósfera para los dos hemisferios [27].

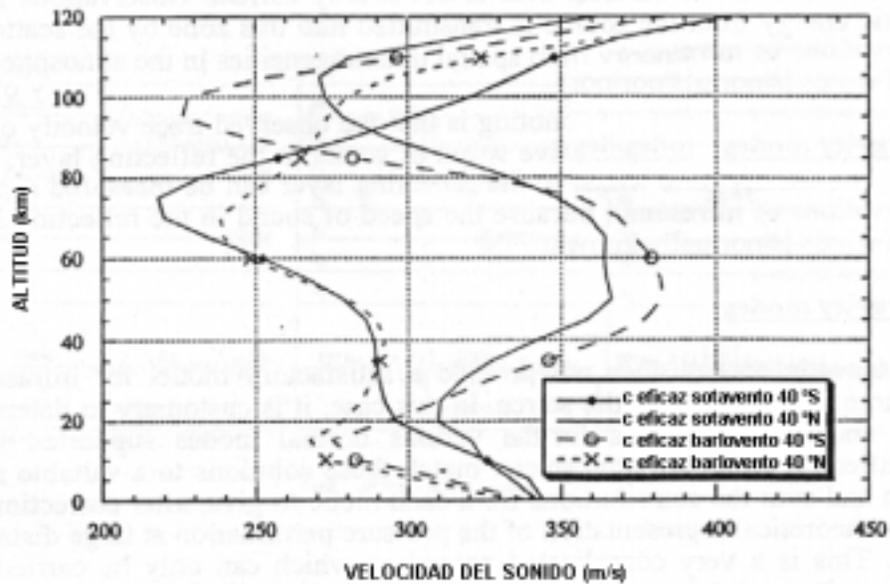


Figura 7.4: Velocidad del sonido efectiva para una misma latitud en los dos hemisferios durante Enero. Las líneas continuas representan la propagación en la dirección del viento. Las líneas segmentadas representan el caso contrario [27].

En la figura 7.4 se observa claramente que los vientos corren en direcciones opuestas en los dos hemisferios. Esta gran diferencia se debe a que en estas latitudes el efecto de Coriolis es mayor.

## 7.2 Absorción del Sonido en la Atmósfera

El sonido audible es raramente escuchado a más de unos pocos kilómetros de la fuente que lo genera. Esto es debido a que las frecuencias altas son más fuertemente absorbidas por la viscosidad atmosférica y la conducción térmica. La absorción atmosférica es una característica de la propagación de las ondas en el aire que está siempre presente. Su mecanismo convierte una pequeña fracción de la energía de la onda sonora en modos de vibración internos de las moléculas de oxígeno y nitrógeno. Existen desfases asociados con este proceso de conversión y éstos se ven afectados de manera significativa por la concentración de moléculas diatómicas; en especial por las moléculas de vapor de agua, o en términos más comunes por la humedad relativa. Sobre los 500 Hz el mecanismo predominante de la absorción molecular es la relajación molecular del vapor de agua – oxígeno. Bajo los 500 Hz aproximadamente, el comportamiento de las curvas se debe a la relajación del vapor de agua – nitrógeno [4].

Desde el punto de vista de la intensidad sonora, ésta decrece a medida que aumenta la distancia con respecto a la fuente. Esto ocurre primero porque la energía emitida por la fuente está siendo distribuida sobre superficies esféricas cada vez más grandes, resultado de lo cual la intensidad decrece inversamente con el cuadrado de la distancia  $r$  desde la fuente, y segundo, porque el mismo medio absorbe energía de los rayos. La ley general de atenuación de energía para una onda esférica se puede escribir como:

$$I = \frac{I_0}{r^2} e^{-2\alpha r} = \frac{I_0}{r^2} p^r \quad (7.13)$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente de amortiguación para la amplitud de la onda sonora y  $p = e^{-2\alpha}$  es el coeficiente de transmisión acústica.

Para el caso de una onda plana, la ecuación (7.13) se transforma:

$$I = I_0 e^{-2\alpha r} = I_0 p^r \quad (7.14)$$

En la teoría clásica desarrollada por Lord Rayleigh, Stokes y otros, la pérdida de energía se debe a la influencia de la viscosidad, conducción de calor y emisiones térmicas en el medio. Los valores observados del coeficiente de amortiguación están en torno a  $3,5 \text{ E-}5 \text{ cm}^{-1}$  y son varias veces mayores que los valores teóricos.

La razón de esta divergencia se explica por la no-homogeneidad estructural de la atmósfera, la presencia dentro de ella de partículas externas, tanto sólidas como líquidas, y además por la presencia de no-homogeneidades de densidad, temperatura, viento, etc. La presencia de partículas externas con dimensiones más pequeñas que una longitud de onda deben dominar la disipación de energía en la atmósfera. Otro aspecto importante es la influencia de la turbulencia, la cual produce disipación sonora por remolinos y en especial por aquellos remolinos con dimensiones comparables con la longitud de onda.

Estudios teóricos llevados a cabo incluyendo todos los factores nombrados conducen a resultados que se ajustan a los datos experimentales. Los resultados dan valores para el coeficiente de amortiguamiento del mismo orden ( $10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ ) que las observaciones. Se puede decir entonces que el principal factor responsable de la atenuación del sonido lo constituye la no-homogeneidad de la atmósfera.

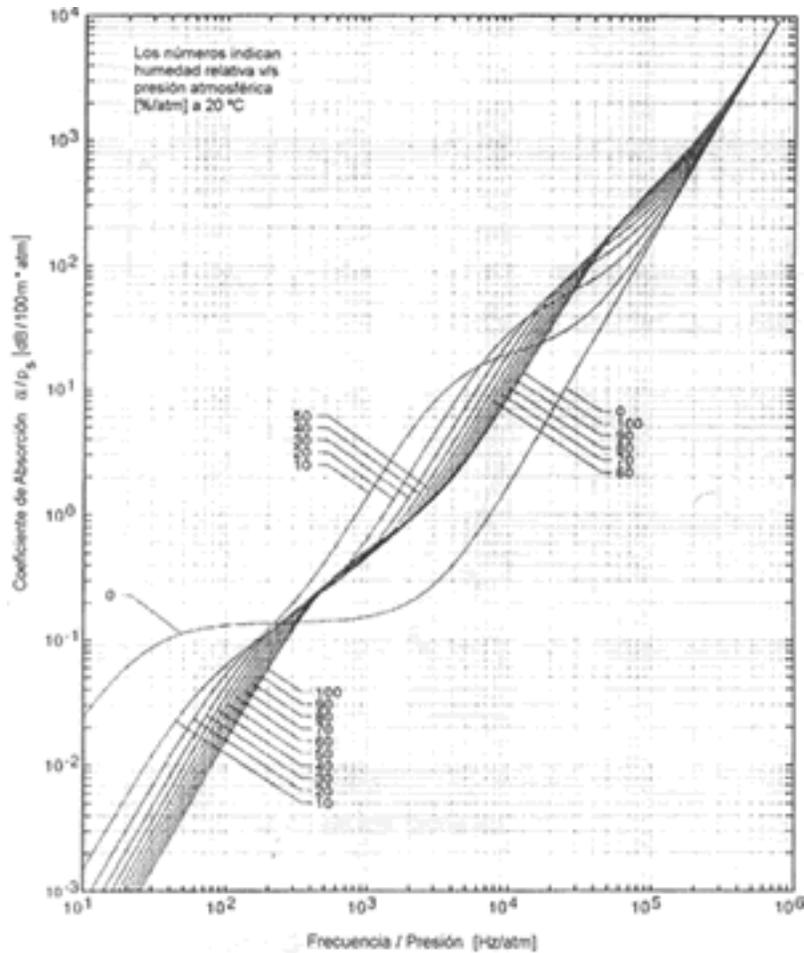


Figura 7.5: Atenuación sonora para distintos valores de humedad en la atmósfera [3].

La conclusión principal de lo expuesto anteriormente es que mientras más estable y homogénea sea la atmósfera, habrá una menor pérdida de energía sonora dentro de ella. Así, no es sorprendente que la atenuación sonora deba ser menor en las noches de invierno que en un día de verano.

### 7.3 Ley de Snell en un Medio Estratificado

Como ya se explicó, en un medio no-homogéneo las propiedades de éste varían. En la atmósfera, la velocidad del sonido irá cambiando, dependiendo de las condiciones del viento, humedad y temperatura, por lo que el frente de onda también irá cambiando. Cuando se considera la propagación del sonido en la atmósfera es más conveniente adoptar un punto de vista desde la óptica geométrica.

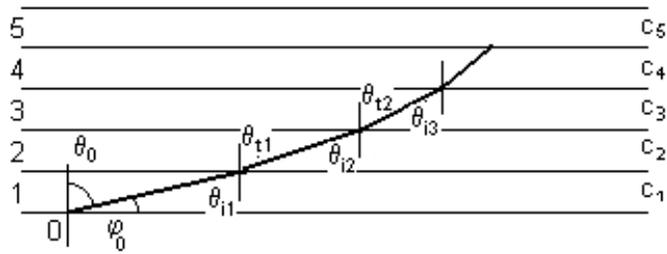


Figura 7.6: Refracción de los rayos sonoros en distintas capas [36].

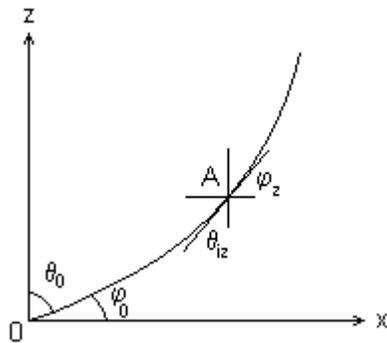


Figura 7.7: Forma parabólica de la dirección de los rayos sonoros para una variación constante de la temperatura [36].

Despreciando la curvatura de la superficie de la Tierra, se deriva la ecuación de la trayectoria de un rayo sonoro en un medio levemente no homogéneo (Figura 7.6). Para hacer esto se divide la atmósfera en una serie de estratos, en cada uno de los cuales se considera que la velocidad del sonido es constante. Al atravesar cada estrato, el rayo sonoro será refractado. Denotando los ángulos de incidencia por  $\theta_{i1}$ ,  $\theta_{i2}$ ,  $\theta_{i3}$ , ... y los ángulos de refracción por  $\theta_{t1}$ ,  $\theta_{t2}$ ,  $\theta_{t3}$ , ... , se tiene que:

$$\frac{\text{sen } \theta_{i1}}{\text{sen } \theta_{t1}} = \frac{c_1}{c_2}, \quad \frac{\text{sen } \theta_{i2}}{\text{sen } \theta_{t2}} = \frac{c_2}{c_3}, \quad \text{etc.} \quad (7.15)$$

y ya que  $\theta_{t1} = \theta_{i2}$ ,  $\theta_{t2} = \theta_{i3}$  y así sucesivamente, se tiene:

$$\frac{\text{sen } \theta_{i1}}{c_1} = \frac{\text{sen } \theta_{i2}}{c_2} = \dots = \frac{\text{sen } \theta_{ik}}{c_k} = \text{const} = K = \frac{\text{sen } \theta}{c} \quad (7.16)$$

Introduciendo el ángulo  $\varphi = 90^\circ - \theta$ , llamado ángulo emergente, se obtiene:

$$\frac{\text{sen } \theta_z}{c_z} = \frac{\text{cos } \varphi_z}{c_z} = \frac{\text{sen } \theta_0}{c_0} = \frac{\text{cos } \varphi_0}{c_0} = K \quad (7.17)$$

donde las magnitudes referidas a la superficie de la Tierra se indican con el subíndice 0.

Para la atmósfera baja, la temperatura disminuye con la altura, por lo que  $c_z < c_0$ ,  $\text{cos } \varphi_z < \text{cos } \varphi_0$  y consecuentemente  $\varphi_z > \varphi_0$ , es decir, el rayo es deflectado hacia arriba cuando el sonido viaja hacia arriba. Este razonamiento cambia cuando la temperatura aumenta con la altura, como es el caso de la estratosfera.

Considerando la ecuación que describe el camino de un rayo sonoro, escrita en forma diferencial (Figura 7.7), es decir,

$$\text{tg } \theta = \frac{dx}{dz} = \frac{\text{cos } \varphi_z}{\text{cos } \theta_{iz}} = \frac{Kc_z}{\sqrt{1 - K^2 c_z^2}} \quad (7.18)$$

e integrando la ecuación (7.18) sobre la trayectoria del rayo desde el punto O hasta el punto A (Figura 7.5), se obtiene la expresión:

$$x = \int_0^A \frac{Kc_z dz}{\sqrt{1 - K^2 c_z^2}} \quad (7.19)$$

Ahora, se considera el caso más simple, en el cual se puede asumir que la temperatura en la atmósfera varía de acuerdo con la ley lineal  $T_z = T_0 - bz$ . En este caso la ecuación (7.18) se transforma en:

$$\frac{dx}{dz} = \text{tg } \theta = \frac{\text{sen } \theta}{\text{cos } \theta} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\text{sen}^2 \theta} - 1}} \quad (7.20)$$

y basándose en la relación propuesta, se tiene:

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{bz}{T_0}\right) \text{sen}^2 \theta_{i0} - 1}} \quad (7.21)$$

Se puede demostrar (integrando) que el camino del rayo sonoro es un cicloide; sin embargo, se puede asumir bajo la consideración  $\left(\frac{bz}{T_0}\right)^2 \ll 1$  y  $\theta_{i0} \approx 90^\circ$  que

$\frac{1}{1 - \frac{bz}{T_0}} \approx 1 + \frac{bz}{T_0}$ ; entonces la ecuación de la trayectoria del rayo sonoro queda de la

forma simple:

$$\frac{dx}{dz} = \frac{1}{\sqrt{\frac{bz}{T_0}}} \quad (7.22)$$

Integrando (7.22) se tiene:

$$x = 2\sqrt{\frac{T_0 z}{b}} \quad (7.23)$$

Esto indica que la trayectoria de un rayo sonoro puede ser representada como una parábola (cuando la temperatura varía en forma lineal).

Además de ser refractados, los rayos sonoros son reflejados en cada discontinuidad del medio. De acuerdo con esto:

- 1) Los rayos incidentes, reflejados y refractados caerán en el mismo plano perpendicular al plano de discontinuidad.
- 2) El ángulo de incidencia  $\theta$  es igual al ángulo de reflexión  $\theta_1$ .

Cabe notar que si un rayo sonoro se mueve desde un medio a otro en el cual la velocidad del sonido es mayor (con densidad menor), se moverá en una dirección distinta a la normal. La teoría de reflexión y refracción del sonido fue desarrollada en detalle por Lord Rayleigh. Si R, D y E son las amplitudes de las ondas reflejada, refractada e incidente, de acuerdo con la teoría se obtienen las siguientes relaciones:

$$\frac{R}{E} = \frac{\frac{r_2}{r_1} - \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i}}{\frac{r_2}{r_1} + \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i}} \quad \text{y} \quad \frac{D}{E} = \frac{2 \frac{r_2}{r_1}}{\frac{r_2}{r_1} + \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i}} \quad (7.24)$$

Estos son los coeficientes de reflexión de presión y refracción de presión, respectivamente, donde  $r_1$  y  $r_2$  son las impedancias características del primer y segundo medio, respectivamente.

Si se observa la siguiente relación:

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \text{sen}^2 \theta_i} \quad (7.25)$$

y considerando la Ley de Snell:

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 \text{sen}^2 \theta_i} \quad (7.26)$$

Aquí,  $c_1$  y  $c_2$  corresponden a las velocidades del sonido en el primer medio y en el segundo medio, respectivamente. Cuando  $c_2$  es mayor que  $c_1$ ,  $\text{sen } \theta_i$  queda acotado en sus máximos valores por  $\left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2$ , condición para que  $\cos \theta_t$  sea real.

El ángulo  $\theta_c = \text{arc sen } \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2$  es llamado ángulo crítico, y para incidencias mayores que este ángulo,  $\cos \theta_t$  es un número imaginario puro. Si analizamos que pasa con la onda transmitida cuando  $\cos \theta_t$  no es real, se tiene:

$$p(t) = P_t * \exp[j(\omega t - k_2 z \cos \theta_t - k_2 x \text{sen} \theta_t)] \quad (7.27)$$

$$p(t) = P_t * \exp \left[ j \left( \omega t - k_2 z \sqrt{1 - \left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 \text{sen}^2 \theta_i} - k_2 x \left(\frac{c_2}{c_1}\right) \text{sen} \theta_i \right) \right] \quad (7.28)$$

Se sabe que  $k_2(c_2/c_1) = k_1$ , por lo cual:

$$p(t) = P_t * \exp \left[ -k_2 z \sqrt{\left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 \text{sen}^2 \theta_i - 1} \right] * \exp[j(\omega t - k_1 x \text{sen} \theta_i)] \quad (7.29)$$

Aquí se puede ver que la onda transmitida es amortiguada en la dirección vertical, propagándose en la dirección  $\hat{y}$  (paralela a la frontera). En este caso, el coeficiente de reflexión tiene un valor igual a 1, o sea, ocurre la reflexión interna total. En el caso del aire, donde las discontinuidades son suaves, el ángulo crítico se aproxima a  $90^\circ$ .

Estas fórmulas pueden ser usadas para calcular la reflexión ya sea desde la superficie de varios objetos sobre la Tierra (rocas, edificios, etc.) como desde superficies que separan las distintas regiones de la atmósfera. Lo último puede ser la superficie de una nube, la superficie de una zona lluviosa, la superficie de separación entre dos capas térmicamente diferentes, etc.

Las expresiones obtenidas indican que la naturaleza de la trayectoria depende de la magnitud y del signo del gradiente de temperatura vertical. De acuerdo con (6.20), en el punto donde ocurre la reflexión interna total del sonido, o sea  $\theta_i = 90^\circ$  y  $\text{tg } \theta_i = \infty$ , se tiene:

$$\left(1 - \frac{\gamma z}{T_0}\right) \text{sen}^2 i_0 = 1 \quad (7.30)$$

Se puede obtener la altura de este punto, la cual está dada por:

$$z = z' = -\frac{T_0}{\gamma} \cos^2 i_0 \quad (7.31)$$

Consecuentemente, para  $b > 0$  (la temperatura decrece con la altura)  $z' < 0$ , es decir, el rayo es convexo hacia la superficie de la tierra; para  $b < 0$ , es decir, en presencia de inversión térmica, el rayo cambia de dirección (se hace cóncavo hacia la tierra); sólo para  $i_0 = 90^\circ$  (rayo horizontal)  $z' = 0$ .

Considerando el perfil de temperaturas, es posible determinar las zonas de reflexión en la atmósfera en ausencia de vientos. Un requisito fundamental para la existencia de estas zonas es que la velocidad efectiva del sonido en algún punto de la atmósfera vuelva a tener la misma amplitud que en la superficie de la tierra (Figura 7.8).

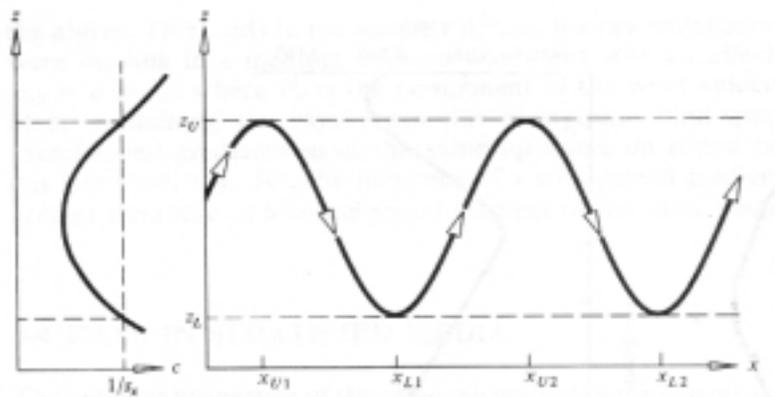


Figura 7.8: Perfil de una guía de onda atmosférica en que los rayos están canalizados entre dos altitudes con igual velocidad del sonido [25].

### 7.3.1 Influencia del Viento en la Propagación de los Rayos Sonoros

Las corrientes de aire producidas en la atmósfera son capaces de transportar las ondas sonoras a grandes distancias, además de influir en su velocidad. Esto además produce cambios en la frecuencia de las ondas, y en la dirección de los rayos sonoros, lo cual debe tenerse en consideración a la hora de analizar datos de mediciones sonoras.

Al considerar un perfil de velocidades de viento creciente con la altura, se tiene que un rayo sonoro generado en el punto *s* de la Figura 7.9, si asciende en la atmósfera, se verá defleto en la dirección del viento, como muestra la Figura 7.9a. Para el caso en que el perfil de velocidades del viento es decreciente con la altura, los rayos sonoros ascendentes serán defleto en la dirección contraria a la del sentido de propagación del viento (Figura 7.9b).

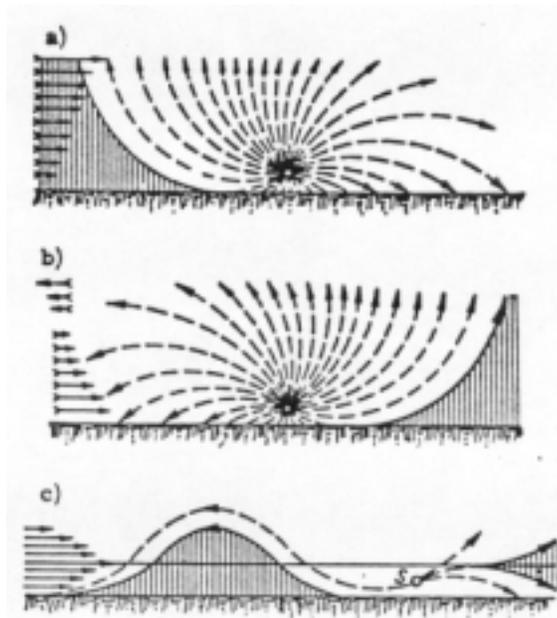


Figura 7.9: a) Rayos sonoros defleto para un perfil de velocidad del viento creciente con la altura. b) Caso contrario. c) El perfil de velocidades crece y luego decrece con la altura [36].

Los cambios de velocidad y dirección en el viento tienen por lo general una mayor influencia en la propagación de los rayos sonoros que los cambios de temperatura. El movimiento de las masas de aire en alturas estratosféricas influye notablemente en el canal de propagación estratosférico. Los rayos sonoros

transportados en la dirección de propagación del viento se verán favorecidos con respecto a los rayos que van en dirección contraria.

Los rayos toman entonces las formas mostradas en las Figuras 7.9a y 7.9b (cuando crece y decrece con la altura, respectivamente). Ya que la velocidad del viento mas a menudo se comporta en forma creciente con la altura que en forma decreciente, el sonido es usualmente propagado sobre grandes distancias. Cuando la distribución vertical de la velocidad del viento es más compleja que las trayectorias que siguen los rayos, la propagación sonora asume también una forma más compleja. La Figura 7.9c muestra las trayectorias de los rayos sonoros cuando la velocidad del viento crece con la altura y subsecuentemente decrece.

La exposición anterior fue respecto a la distribución sonora en el plano vertical coincidente con la dirección del viento. Si se hubiese tomado un plano con un ángulo  $\psi$  respecto del vector viento, las figuras serían muy diferentes aún cuando las características generales permanecieran iguales. Considerando simultáneamente la influencia del viento y la temperatura y una fuente situada a una altura determinada se puede reconstruir la distribución de las zonas de sombra y audibilidad para la superficie de la tierra, asumiendo, por supuesto, la ausencia de reflexiones difusas y otros factores que modifiquen la figura.

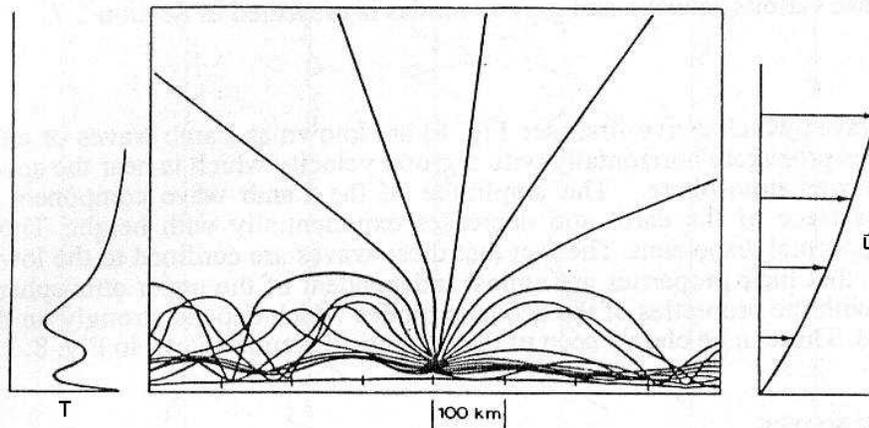


Figura 7.10: Rayos sonoros deflectados en la atmósfera. Al costado izquierdo se muestra el perfil de temperaturas (T) y en el costado derecho se muestra un perfil de velocidades de vientos ( $\bar{u}$ ) dirigido hacia la derecha [27].

Una consecuencia de la existencia de la reflexión de los rayos en la atmósfera es la aparición de zonas en que el sonido es audible a distancias de cientos de kilómetros. Esto se debe a la suma de las componentes directa y reflejada del sonido.

Una prueba de esto surgió a comienzos del siglo XX, cuando en la ciudad Alemana de Oppau, en el año 1921, ocurrió una explosión de magnitud considerable. El sonido proveniente de esta explosión fue escuchado dentro de los primeros 100 km de distancia de la fuente; entre los 100 km y 200 km, no fue escuchado, para luego aparecer a los 300 km de distancia en la dirección Este con respecto a la explosión (Figura 7.11).

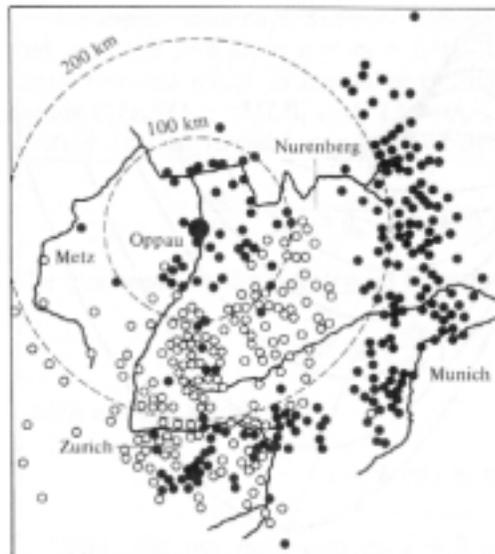


Figura 7.11: Zonas de audibilidad generadas por los rayos sonoros después de una distancia determinada con respecto de la fuente [25].

Este fenómeno anormal es explicado por las siguientes razones:

- Dentro de los primeros 100 km, el sonido detectado pertenece al espectro audible, el que después de esa distancia es atenuado.
- Entre los 100 km y 200 km, existe sólo la componente infrasónica directa, la cual es inaudible.

- Después de los 200 km, la componente infrasónica que desde el lugar de origen asciende hasta la estratosfera, es reflejada y vuelve a la superficie terrestre, sumándose con la componente directa, haciéndose nuevamente audible.
- La fuerte influencia que ejercen la velocidad y dirección de los vientos ubica a la zona de audibilidad en una sola dirección (Este) después de los 200 km.

La presencia de fenómenos climáticos en la troposfera como remolinos, tornados y huracanes, además de atenuar las ondas sonoras, actúan como zonas de discontinuidad, produciendo reflexiones de las ondas sonoras.

### 7.3.2 Velocidad de Traza

Con la teoría de rayos ya analizada, es posible definir en forma matemática concepto de velocidad de traza. Desde el punto de vista de los rayos sonoros que viajan en la atmósfera generados por una fuente sonora puntual, la componente horizontal de su velocidad horizontal cada punto con respecto a la superficie de la Tierra puede ser expresada por:

$$K(z) = \frac{C_s(z)}{\cos \theta} + V_H \cos(\varphi(z) - \Psi(z)) \quad (7.32)$$

donde:

$C_s$  = Velocidad del sonido en función de la altura en presencia de viento, [m/s].

$\theta = \theta(z)$  = Ángulo de elevación de la normal del frente de onda.

$V_H(z)$  = Velocidad horizontal del viento a cada altura, [m/s].

$\varphi(z)$  = Azimuth del vector de onda relativo a  $\psi(z)$ .

$\psi(z)$  = Dirección prevaleciente del vector viento.

En la Figura 7.12 se observa la influencia que ejerce la dirección viento en la velocidad de traza de una señal cuando ésta se descompone en distintos modos. Se

observa que las señales que viajan en la dirección del viento aparecen mucho más juntas que las señales que viajan en la dirección contraria.

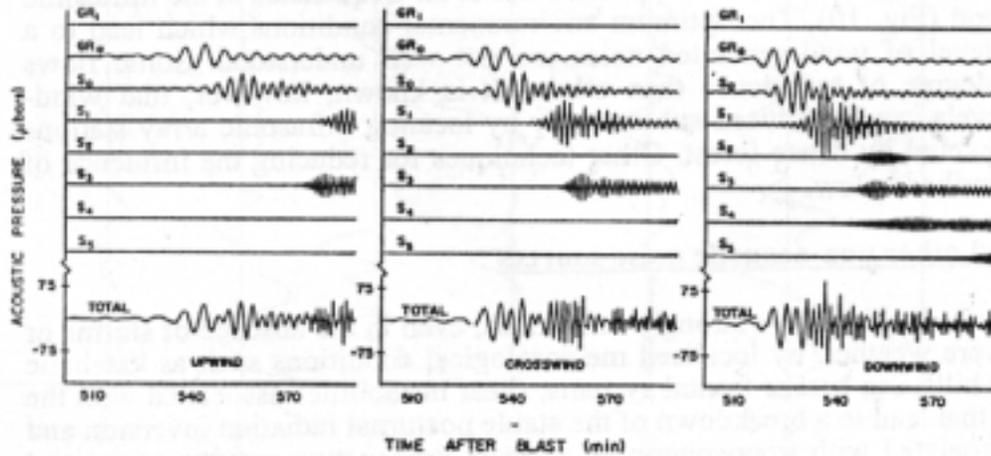


Figura 7.12: Descomposición de una señal en varios modos que viajan a velocidades de traza diferentes [27].

### 7.3.3 Alcance de la Ley de Snell

La teoría de propagación de rayos sonoros tiene un efecto importante para alcances cortos ( $\pm 5000$  km); pero a distancias mayores, esta teoría se torna a favor de la descripción de los modos de las guías de onda para la propagación de las ondas acústico-gravitatorias. Considerando una guía de onda uniforme, el régimen limitador de ésta estará dado por el alcance horizontal [37].

$$\text{Alcance Horizontal} = \frac{2 * H^2}{\lambda} \quad (6.33)$$

$H$  = Espesor vertical del ducto, [m].

$\lambda$  = Longitud de onda, [km].

La teoría de rayos además puede ser modificada debido a los efectos no lineales que aparecen con la presencia de cáusticos, que son zonas donde un número significativo de rayos se intersectan en las cercanías de una zona de sombra.

## 7.4 Cáusticos

Los cáusticos son concentraciones de rayos sonoros en la atmósfera. Se producen cuando el frente de onda es deflecionado, como se ve en la Figura 7.13. Esta concentración de rayos produce un aumento anormal del nivel de presión sonora el cual puede ser peligroso para el ser humano. Su predicción y ubicación resultan muy complicadas, ya que dependen de las condiciones dinámicas de la atmósfera.

En el caso de actividades ruidosas intrínsecas, por ejemplo, pruebas de ingeniería de cohetes, éstas son a menudo seleccionadas de manera que áreas pobladas distantes no sean alcanzadas por cáusticos.

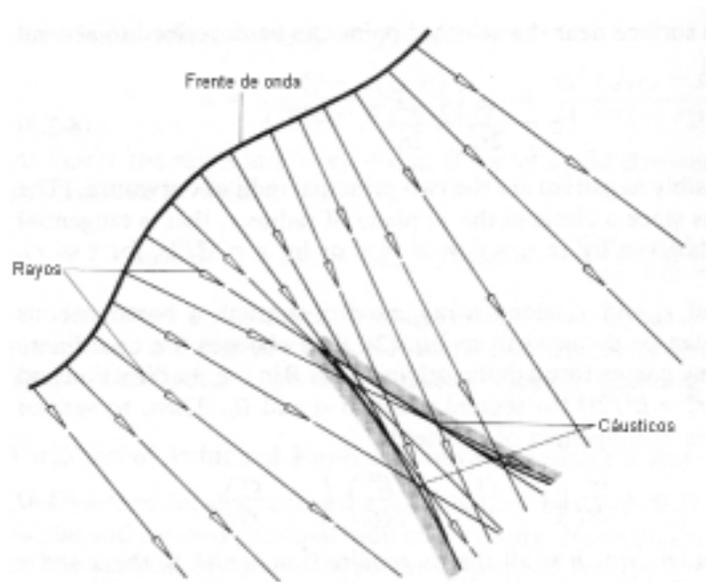


Figura 7.13: Focalización de los rayos sonoros debido a la deflexión del frente de onda. Esta focalización recibe el nombre de cáustico [25].

## 7.5 Canales de Propagación

Un canal sonoro o guía de onda en la atmósfera es cualquier región en la cual ondas sonoras de baja velocidad son atrapadas de manera que, debido a los fenómenos de refracción y reflexión, rebotan entre estratos de alta velocidad sonora (con y sin presencia de viento) o entre un estrato de alta velocidad sonora y la

superficie terrestre. En este último caso, se asume que la superficie terrestre actúa como un perfecto reflector para frecuencias inferiores a 20 Hz [1].

Los canales sonoros en la atmósfera existen de manera natural y se ven afectados por la variabilidad de los vientos y las temperaturas presentes en las distintas latitudes y en las distintas estaciones del año. Las ondas infrasónicas son clasificadas según el canal en el que han sido atrapadas de la siguiente manera:

- Tipo T: Tropopausa

Aquí las ondas rebotan en las corrientes de chorro polares a la altura de la tropopausa, con una velocidad de traza fuente-receptor de 0,30 km/s a 0,32 km/s (velocidad horizontal). Los ángulos de inclinación de los frentes de onda que rebotan en la superficie terrestre son pequeños.

- Tipo S: Stratopausa

Ondas provenientes desde rebotes ozonoféricos (50 km de altitud), con velocidades de traza de 0,28 km/s a 0,31 km/s. Los ángulos de inclinación de los frentes de onda son moderados.

- Tipo I: Ionosférico

Ondas provenientes desde rebotes en la termosfera (sobre los 120 km), con velocidades de traza fuente-receptor de 0,22 km/s a 0,24 km/s. Los ángulos incidentes son pronunciados.

Todos estos canales están formados entre regiones con velocidad del sonido creciente y la superficie terrestre. Los ángulos de inclinación determinan el valor de la velocidad de traza de un frente de onda sobre un arreglo triangular de micrófonos. Con esto es posible determinar el origen de los rayos sonoros e identificar fuentes sonoras a gran altura (meteoritos por ejemplo). El detalle de los arreglos infrasónicos es analizado en el capítulo 8.

Una condición para que produzca la reflexión interna total del sonido en la atmósfera es que la velocidad del sonido en alguna altura supere a la velocidad del sonido en la superficie terrestre [27]. En ausencia de vientos e inversión térmica, esto sucede sólo en la termosfera.

Para que existan reflexiones de la estratopausa y tropopausa es necesario que exista la influencia de los vientos a esa altura. Esta influencia es positiva para ondas sonoras que se propagan en la dirección del viento y negativa para las ondas que se propagan en la dirección opuesta al viento. Este es un factor muy importante al momento de establecer las posibilidades de recepción de señales tipo S en un receptor infrasónico. La estacionalidad de la aparición de microbaroms sobre un período largo proporciona una base objetiva para el estudio del estado dinámico de la estratosfera superior. En la figura 7.14 se observan las trayectorias típicas que presentan los rayos sonoros en ausencia de inversión térmica.

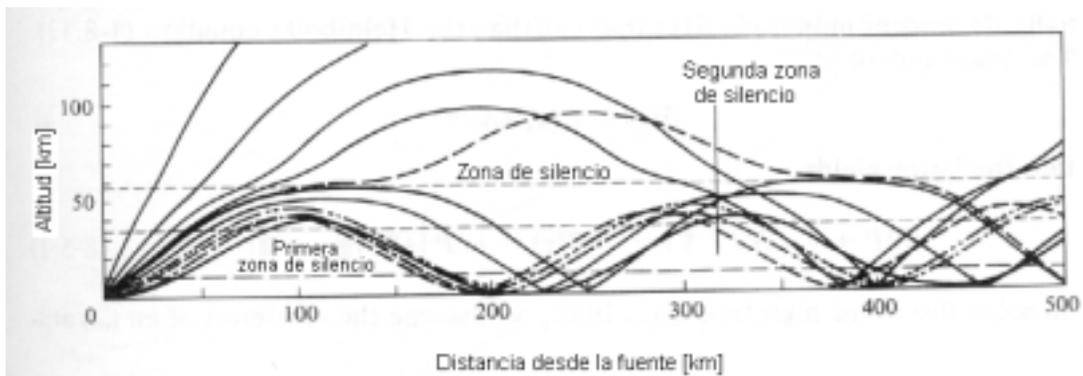


Figura 7.14: Esquema típico de las trayectorias de propagación de los infrasonidos [25].

En algunas latitudes y estaciones del año se producen rebotes provenientes de la mesosfera, pero no se consideran mayormente debido a que estas señales aparecen en los receptores infrasónicos en forma esporádica.

## 7.6 Modelos de Propagación

Los modelos de propagación de ondas sonoras corresponden a aproximaciones hechas a partir de modelos estadísticos y de la acústica física. El

objetivo fundamental de éstos es describir tanto las trayectorias de propagación como las energías de las fuentes que provocan la emisión de las ondas sonoras de baja frecuencia. Estas aproximaciones se encuentran en constante desarrollo.

Debido a la refracción en la atmósfera, la teoría de rayos (Ley de Snell) juega un papel protagónico en el entendimiento de la propagación de los rayos acústicos dentro de una guía de onda. A partir de esta teoría, aparecen aproximaciones matemáticas que relacionan las variables detectables de las ondas sonoras con la magnitud de las fuentes que las generan. A continuación se presentan las aproximaciones utilizadas en la detección de ondas infrasónicas.

#### 7.6.1 *Aproximación de las Ondas Lamb*

Pierce y Kinney [26] han desarrollado una fórmula para predecir la magnitud de la fuente  $Y$  a distancias  $r$  pequeñas comparadas con el radio de la Tierra. Según ellos, el valor de  $Y$  depende del período  $T$  de la onda Lamb, de la distancia  $r$  con respecto a la fuente y de su correspondiente amplitud  $\Delta p$  según la forma:

$$\log Y = 1,5 \log T - 3,37 + \log \Delta p + 0,5 \log r \quad ( 7.34 )$$

con  $Y$  en kilotoneladas de TNT,  $T$  en segundos,  $\Delta p$  en microbares y  $r$  en kilómetros.

Ya que estas ondas son verticalmente evanescentes, sólo son de significativa amplitud cerca de la superficie de la Tierra. Así, para rangos cercanos y frecuencias progresivamente mas altas, estas ondas son menos observables. Del análisis de datos obtenidos de meteoritos, ReVelle y Delinger [33] dedujeron un ajuste empírico para los arribos de ondas Lamb en la forma:

$$\log Y = 2 \log T - 3,18 + \log \Delta p + 0,5 \log r \quad r^2 = 0,58 \quad ( 7.35 )$$

### 7.6.2 Aproximación Mediante el Periodo en la Máxima Amplitud

Esta aproximación es semiempírica y relaciona el período a la máxima amplitud con la energía de la fuente a distancias suficientemente grandes a partir de la fuente. Fue deducida de explosiones nucleares de baja altitud [20].

$$\log Y = 3,34 \log T - 2,58 \quad Y \leq 100 \text{ kt} \quad ( 7.36 )$$

$$\log Y = 4,14 \log T - 3,61 \quad Y > 40 \text{ kt} \quad ( 7.37 )$$

## 8. RECEPCIÓN DE ONDAS INFRASÓNICAS

### 8.1 Micrófono Infrasónico

Las ondas infrasónicas generan pequeños cambios de presión en la superficie terrestre, los cuales generalmente son 10000 veces menores que las variaciones de presión normal asociadas con los cambios en el clima. Ya que los barómetros convencionales no son sensibles a estos cambios, se han diseñado dispositivos de mayor sensibilidad, llamados micrófonos infrasónicos, o microbarómetros.

A lo largo de los años, varios han sido los modelos creados de micrófonos infrasónicos. En este capítulo se revisará el micrófono infrasónico desde un punto de vista genérico. El principio de funcionamiento de estos dispositivos está basado en el movimiento del extremo de un fuelle o de un diafragma utilizando ya sea un sensor capacitivo o un sensor de posición (transformador diferencial variable lineal, LVDT). En la Figura 8.1 se muestra un diagrama del micrófono.

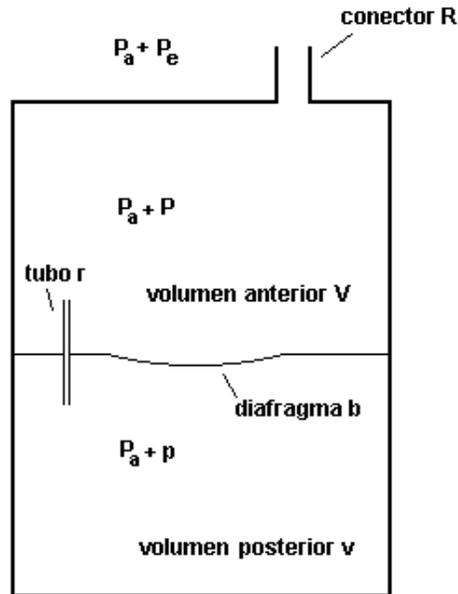


Figura 8.1: Esquema un micrófono infrasónico convencional [22].

En el volumen anterior, la variación de presión externa  $P_e$  con respecto a la presión atmosférica  $P_a$  es percibida a través de la conexión R. En este volumen, la presión incremental es designada por la letra P. El volumen anterior V se conecta con el volumen posterior v a través de la combinación del tubo de conexión r y el diafragma b. La presión incremental en el volumen posterior es designada por la letra p.

Debido a la acción de R, r y b,  $P_e$  no es, por lo general, igual a P ó p. Para un cierto rango de frecuencias la conexión R tiene un bajo valor resistivo, por lo que P es similar a  $P_e$ . El tubo de conexión r, en cambio posee un alto valor resistivo, por lo que p es mucho menor en magnitud que P. Este razonamiento es importante ya que lo que el micrófono va a captar es la diferencia de presión  $P - p$ . El análisis de respuesta de frecuencia se basa en la función que cumplen las conexiones entre las cavidades. A partir de cierta frecuencia, la resistencia acústica de la conexión R aumenta por el arrastre viscoso, cumpliendo una función de filtro pasa-bajos. Por otro lado, para frecuencias muy bajas la conexión r disminuye su resistencia acústica, logrando ecualizar la presión externa con p. Con esto se logra que las variaciones de

presión de muy baja frecuencia (producidas por las variaciones climáticas) no sean consideradas como señales.

El valor resistivo para ambos elementos (R y r) determina la razón a la cual un flujo de volumen se desplaza a una diferencia de presión determinada. Para un conducto de una sección transversal dada, la resistencia acústica se expresa por la siguiente relación:

$$R_a = \frac{\Delta P}{\left(\frac{dV}{dt}\right)} \quad (8.1)$$

donde  $R_a$  representa la resistencia acústica,  $\left(\frac{dV}{dt}\right)$  es la razón de transferencia de volumen a través del canal, y  $\Delta P$  es la diferencia de presión entre las esquinas del canal. Para un canal de forma cilíndrica la resistencia al flujo está dada por la relación de Hagen-Poiseuille [22]:

$$R_a = \frac{8L\eta}{\pi a^2} \quad (8.2)$$

donde:

L = Longitud del canal, [cm].

$\eta$  = Viscosidad de corte del aire, [poise].

a = Radio del canal, [cm].

Un valor promedio para  $\eta$  es  $1,8 \times 10^{-4}$  poise (poise =  $\text{g cm}^{-1} \text{s}^{-1}$ ). Esta relación es válida considerando flujo laminar y despreciando los efectos de esquina.

## 8.2 Respuesta del Micrófono

La respuesta del micrófono, está definida por la siguiente relación:

$$Q = \langle P - p \rangle / \langle P_e \rangle \quad (8.3)$$

donde los corchetes representan la raíz cuadrática media (RMS) de los valores. Como se ve, la respuesta del micrófono dependerá de la existencia de un diferencial de presión  $P - p$  generado por  $P_e$ . Esta respuesta es dependiente de la frecuencia. Para encontrar la función de respuesta para  $P_e(t)$ , se definen:

$$P_e = e^{j\omega t} \quad (8.4)$$

$$P = me^{j\omega t} \quad (8.5)$$

$$p = ne^{j\omega t} \quad (8.6)$$

Con el objetivo de obtener una respuesta normalizada, la amplitud de la onda incidente ( $P_e$ ) se elige igual a la unidad, así:

$$Q = m - n \quad (8.7)$$

Ya que  $m$  y  $n$  son amplitudes complejas, la función  $Q$  también es compleja. La información de la respuesta de frecuencia que se desea encontrar es su amplitud real  $\Re$ , por lo que:

$$\Re = \sqrt{QQ^*} = \frac{\omega a v}{\sqrt{C^2 + D^2}} \quad (8.8)$$

donde  $a = \gamma P_a$

$$C = \frac{a^2}{r} - \omega^2 R [Vv + ab(V + v)] \quad (8.9)$$

y

$$D = \omega a \left[ ab + v + \frac{R}{r} (V + v) \right] \quad (8.10)$$

donde  $a$  es  $\gamma P_a$ . La fase entre  $P_e$  y  $P - p$  está dada por

$$\tan \phi = \frac{C}{D} = \frac{a}{\omega g} - \frac{\omega R V}{a} \quad (8.11)$$

donde  $g = r(ab + v)$ . Se deduce que la frecuencia de resonancia del micrófono es:

$$\omega_c = \frac{a}{\sqrt{RVg}} \quad (8.12)$$

La Figura 8.2 muestra la respuesta en frecuencia de un micrófono infrasónico típico, el cual se diseña con:

$$R = 0,4 \Omega$$

$$r = 10^4 \Omega$$

$$v = 200 \text{ cm}^3$$

$$V = 4 \times 10^4 \text{ cm}^3$$

$$b = 10^{-4} \text{ cm}^5 \text{ dinas}^{-1}$$

El cuello del micrófono es un tubo capilar de 50 cm de longitud y un diámetro de 0,04 m.

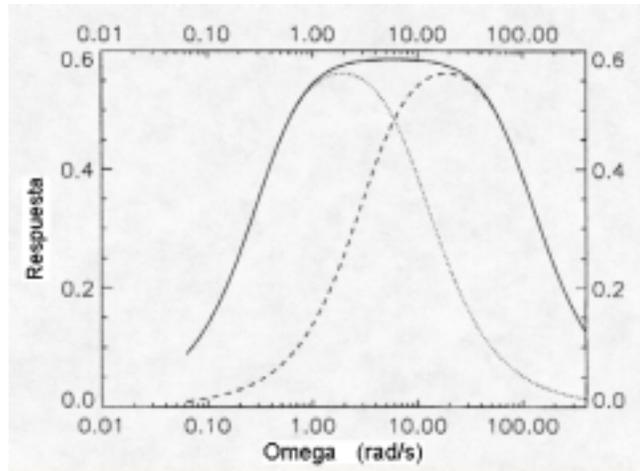


Figura 8.2: Respuesta de frecuencia de un micrófono infrasónico típico. Se ilustra además el efecto que tiene aumentar la resistencia  $r$  en un factor de diez (línea segmentada) y un incremento de  $RV$  en un factor de diez (línea punteada). La frecuencia de resonancia de este micrófono es de  $6,01 \text{ rad s}^{-1}$ .

### 8.3 Reductores de Ruido

El flujo turbulento del viento es una significativa fuente de ruido infrasónico que va desde los 0,1 Hz a 1 Hz [21]. La relación entre el viento y el ruido infrasónico está dada por el principio de Bernoulli:

$$p + \frac{(\rho v^2)}{2} = \text{cte} \quad (8.13)$$

La dependencia de la presión con respecto a la velocidad del viento se obtiene derivando la presión ( $p$ ) con respecto a la velocidad del viento ( $v$ ).

En términos generales, la turbulencia atmosférica se concentra cerca de la superficie de la tierra en la capa límite planetaria, una región con un número de Reynolds elevado. Se estima que una turbulencia o remolino de 25 m genera infrasonidos del orden de 0,25 m [8]. Esta turbulencia genera una disminución en la relación señal-ruido de un micrófono infrasónico. Para mejorar este problema, se han ideado algunos mecanismos reductores de ruido, los cuales se describen a continuación.

### 8.3.1 *Filtro Espacial de Ruido de Daniels*

Este reductor, que es denominado como pipeta reductora de ruido fue creado por F. B. Daniels en el año 1959. Este autor demostró que es posible incrementar la relación señal-ruido de los micrófonos infrasónicos en casi 20 dB para frecuencias menores a 1 Hz. Consiste en mangueras desplegadas en forma radial conectadas a un micrófono infrasónico ubicado en el centro, tal como se aprecia en la Figura 8.3. Estas mangueras, de alrededor de 300 m de longitud, tienen perforaciones equiespaciadas cada 1,5 m o más y su mecanismo de reducción está basado en la poca correlación espacial del ruido generado por turbulencias de pequeña escala en la atmósfera (decenas de metros), las cuales son anuladas debido a la extensión de las mangueras. Por este mecanismo es posible filtrar también sonidos de frecuencias mayores a 1 Hz.



Figura 8.3: Pipetas reductoras de ruido acopladas a un micrófono infrasónico.

### 8.3.2 Protectores de Viento

Estos protectores consisten en armazones tipo castillos con base de hexágono regular, con lados cuyas longitudes son de alrededor de 3 m y una altura aproximada de 2 m. Su función es la de reducir la velocidad del viento en su interior. Los protectores de viento actúan de manera similar a un bosque, reduciendo la velocidad del viento en su interior y disminuyendo la escala de las turbulencias atmosféricas.

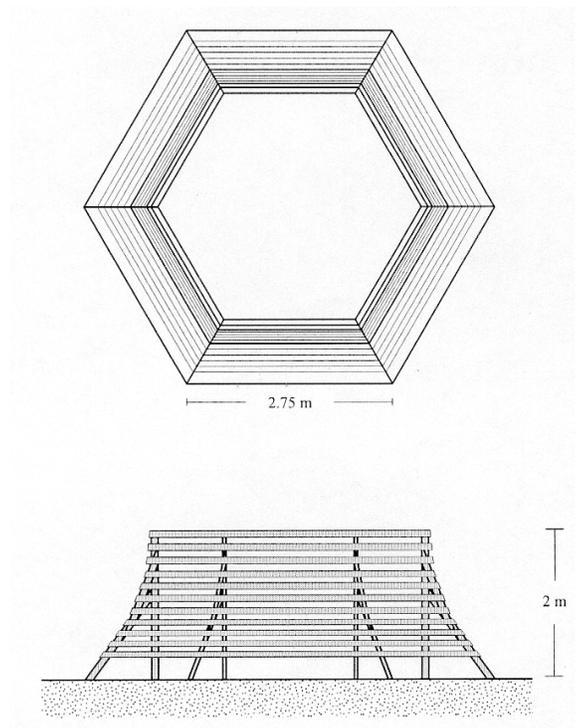


Figura 8.4: Esquema de un protector de viento.

## 9. APLICACIONES

### 9.1 Análisis de Infrasonidos Generados por Meteoritos

El estudio de las ondas de baja frecuencia originadas por el ingreso de bólidos ha tenido un gran auge desde la década del setenta. Se estima que anualmente ingresan a la atmósfera, muchos más meteoritos de los que son

observados. Gracias a la información obtenida por estaciones receptoras de ondas infrasónicas en conjunto con la teoría desarrollada se ha logrado modelar matemáticamente la tasa de ingreso de estos bólidos, que genéricamente pertenecen al grupo llamado Objetos Cercanos a la Tierra (NEO).

La primera de estas modelaciones fue sugerida por Re Velle [31]. En esta modelación se relaciona el número de meteoritos (N) que ingresan a la atmósfera por año, versus la energía explosiva de la fuente ( $E_s$ ). Esta relación lineal se basa en todos los datos infrasónicos recopilados desde el año 1960 hasta el año 1999 (15 eventos):

$$N(E > E_s : kt) = 5,61 E_s^{-0,700}; r^2 = 0,9528 \quad (9.1)$$

Así, se puede aproximar para distintas magnitudes, el número de cuerpos que penetran en la atmósfera durante un período de un año:

- 1 kt: 5,61/año sobre la Tierra
- 15 kt 0,844/año sobre la Tierra
- 10 Mt uno cada 111,9 años

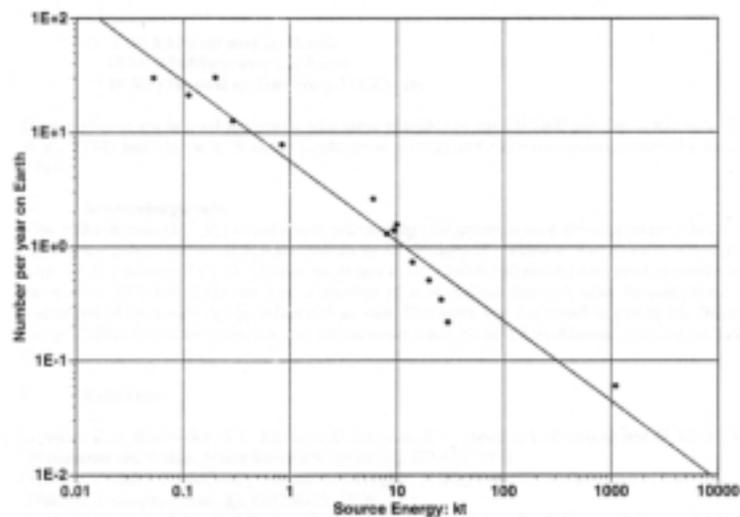


Figura 9.1: Estimación del número de bólidos que penetran a la tierra por año en función de la energía que estos emiten según Re Velle [31].

Otra modelación fue hecha por Kruchinenko [18], en la cual, relaciona en forma logarítmica la masa del meteorito con el número de ingresos a la atmósfera por año:

$$\log N = 7,67 - 0,851 \log M \quad (9.2)$$

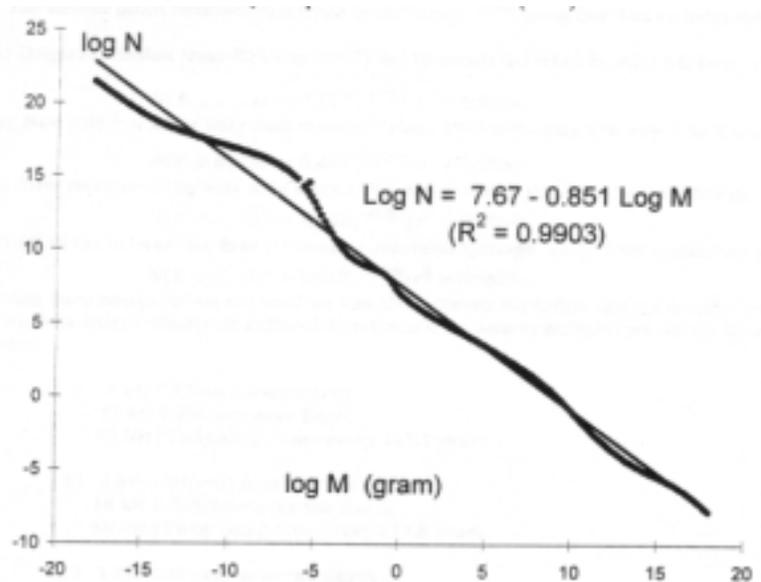


Figura 9.2: Estimación logarítmica del número de bólidos (N) que penetran a la tierra por año en función de la masa (M) de éste [18].

Para el caso del estudio de bólidos, en un medio perfectamente estratificado, con la atmósfera en estado estacionario la propagación de ondas acústicas tiene dos constantes fundamentales, las cuales son:

- 1) Velocidad característica (velocidad de traza horizontal) K. Esta es la velocidad horizontal promedio del rayo sonoro.
- 2) La dirección azimutal del frente de onda.

Para fuentes lineales:

$$K(z) = w * \frac{C_s(z)}{\cos \theta} + V_H \cos(\varphi(z) - \Psi(z)) \quad (9.3)$$

$$W = \left[ \cos^2 \theta + \left(1 - \frac{2 * \Delta\phi}{\pi}\right)^2 * \sin^2 \theta \right]^{1/2} \quad (9.4)$$

$\Delta\phi = |\phi - \phi'|$ , es la desviación del azimut del plano de entrada.

$\phi'$  = azimut de la normal de la onda.

si  $K \leq C_s(z) \Rightarrow$  ocurre reflexión

## 9.2 Tratado Extenso de Prohibición de Ensayos (CTBT)

Este tratado, suscrito en Nueva York en el año 1996 por 71 estados, incluidas las hasta ese tiempo 5 potencias nucleares del planeta (E.E.U.U., Rusia, Francia, Inglaterra y Japón), consiste en la prohibición de los tests nucleares llevados a cabo en el espacio, en la atmósfera, bajo el agua y bajo tierra. Este tratado tiene un antecedente en el Tratado Parcial de Prohibición de Ensayos (PTBT) firmado en el año 1963, el cual no incluía los tests realizados bajo tierra. Si algún país no está adherido a este tratado, los países firmantes lo consideran a éste como una amenaza a su seguridad nacional. Para garantizar el cumplimiento de este tratado se requiere el establecimiento de una red global de sensores capaces de detectar, localizar e identificar las señales generadas por las explosiones nucleares con energías mayores a 1 kt a una distancia de entre 200 km y 300 km desde la fuente. Hasta la fecha existen 165 estados miembros del Tratado.

El PTBT no incluía un acuerdo de verificación de cumplimiento, sin embargo algunos países implementaron sistemas de detección de ensayos. El tratado actual contempla la instalación de sensores sísmicos, hidroacústicos, infrasónicos y de radionucleidos. Estos sensores estarán desplegados en distintas estaciones alrededor del planeta, conformando el Sistema de Monitoreo Internacional (IMS). Los datos recopilados por estas estaciones serán enviados a un Centro Internacional de Datos (IDC), ubicado en Viena, Austria.

La red de monitoreo infrasónico contempla la construcción de no menos de 60 estaciones receptoras de ondas de baja frecuencia. En la Tabla 8.1 se indican los lugares definidos en el tratado para la instalación de las estaciones.

Tabla 9.1: Estaciones receptoras de infrasonidos proyectadas para el IMS

<i>Código de estación</i>	<i>País</i>	<i>Ubicación</i>
I01	Argentina	Paso Flores
I02	Argentina	Ushuaia
I03	Australia	Base Davis
I04	Australia	Narrogin
I05	Australia	Hobart
I06	Australia	Islas Cocos
I07	Australia	Warramunga
I08	Bolivia	La Paz
I09	Brasil	Brasilia
I10	Canada	Lac du Bonnet, Man
I11	Cabo Verde	Islas Cabo Verde
I12	República de África Central	Bangui
I13	Chile	Isla de Pascua
I14	Chile	Isla Juan Fernández
I15	China	Beijing
I16	China	Kunming
I17	Cote d'Ivoire	Dimbokro
I18	Dinamarca	Dundas, Greenland
I19	Djibouti	Djibouti
I20	Ecuador	Islas Galápagos
I21	Francia	Islas Marquesas
I22	Francia	Port LaGuerre
I23	Francia	Kerguelen
I24	Francia	Isla de Tahiti
I25	Francia	Korou, Guyana
I26	Alemania	Freyung
I27	Alemania	Georg Von Neumayer, Ant
I28	Iran	Teherán
I29	TBD	TBD
I30	Japón	Tsukuba
I31	Kasajastán	Aktyubinsk
I32	Kenia	Kilimambogo
I33	Madagascar	Antananarivo
I34	Mongolia	Javhklant
I35	Namibia	Tsumeb
I36	Nueva Zelanda	Isla Chatman
I37	Noruega	Karasjok
I38	Pakistán	Rahimyar Khan
I39	Palau	Islas Palau

I40	Papua Nueva Guinea	Rabaul
I41	Paraguay	Villa Florida
I42	Portugal	Islas Azores
I43	Federación Rusa	Dubna
I44	Federación Rusa	Petropavlovsk
I45	Federación Rusa	Ussuriysk
I46	Federación Rusa	Zalesovo
I47	Sudáfrica	Boshof
I48	Tunisia	Thala
I49	Reino Unido	Tristán de Cunha
I50	Reino Unido	Isla Ascensión
I51	Reino Unido	Islas Bermudas
I52	Reino Unido	Diego García
I53	Estados Unidos	Eilson, Alaska
I54	Estados Unidos	Base Siple
I55	Estados Unidos	Windless Bight
I56	Estados Unidos	Newpot, WA
I57	Estados Unidos	Pinon Flats CA
I58	Estados Unidos	Isla Midway
I59	Estados Unidos	Central Puna, HI

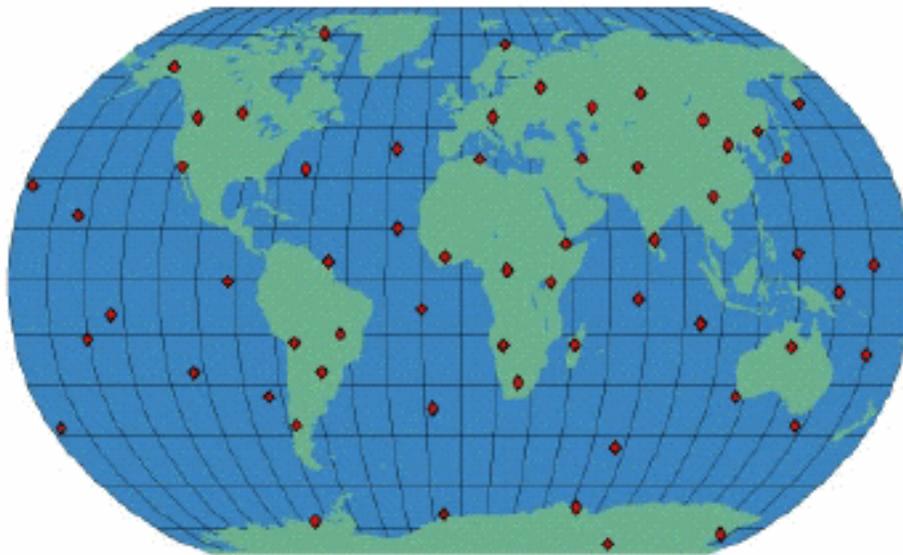


Figura 9.3: Red mundial de monitoreo infrasónico IMS [14].

En este momento varias estaciones ya están en funcionamiento, y en el corto plazo se tiene proyectado que todas las estaciones estén funcionando. En el caso particular de Chile, las estaciones proyectadas están en proceso de instalación, y el

organismo que coordina este proceso es el Departamento de Geofísica de la Universidad de Chile.

Para la instalación de una estación, previamente se necesita un estudio en terreno del lugar proyectado, para ver si se cumplen las condiciones mínimas necesarias para el funcionamiento de la estación.

### 9.3 Descripción de una Estación Receptora de Infrasonidos

Una estación receptora típica de infrasonidos consiste en un arreglo de triangular de cuatro micrófonos dispuestos en como se observa en la Figura 9.4.

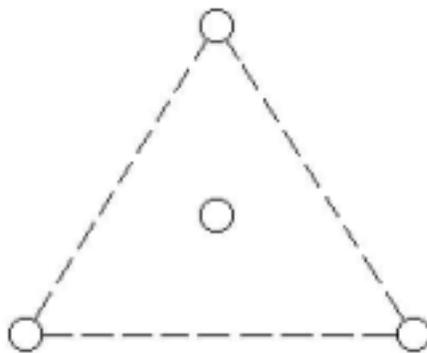


Figura 9.4: Configuración estándar de un arreglo de micrófonos infrasonicos [35].

La distancia entre estos dispositivos debe ser alrededor de 1km. El requisito de la CTBTO para los microbarómetros es que sean capaces de detectar variaciones de presión desde 0,1  $\mu$ bar hasta 1 mbar, en el rango de períodos comprendidos entre 0,1 s y 1000 s. Este requisito es importante ya que la mayor cantidad de energía sonora de las señales infrasonicas recaen en estos rangos.

Además de captar la presión sonora sobre el arreglo, las señales que perciben estos microbarómetros son correlacionadas en función de determinar el azimut del frente de onda junto con la inclinación y la velocidad de traza de la onda sobre el arreglo. Estas variables permiten encontrar la dirección de la fuente y estimar su

magnitud. Junto con otras estaciones se puede determinar con mayor precisión el lugar donde ocurre el evento en el caso de una explosión.

Los requerimientos técnicos para las estaciones pertenecientes al IMS están estandarizados y sus componentes se dividen en:

a) Elementos del Arreglo:

- Subsistema Sensor.

El subsistema sensor incluye el transductor, amplificador y los circuitos de interface requeridos para enviar la señal al transductor del digitalizador.

- Subsistema Digitalizador.

El sistema puede ser igual al que actualmente se utiliza en los sensores sísmicos de 24 bit.

- Subsistema de Seguridad.

El objetivo de este subsistema es el de proporcionar la protección física requerida para los elementos del arreglo.

- Subsistema de Autenticación de Datos.

Este subsistema permite que los datos sean transmitidos claramente y con un mayor grado de confianza de que los datos recibidos fueron los datos transmitidos.

- Subsistema de Comunicaciones.

Los datos de los elementos del arreglo serán transmitidos a un lugar central. Esto puede hacerse por medio de fibra óptica o RF.

- Subsistema de Potencia.

Este subsistema incluye una fuente alterna de potencia o un arreglo de paneles solares y fuentes CC.

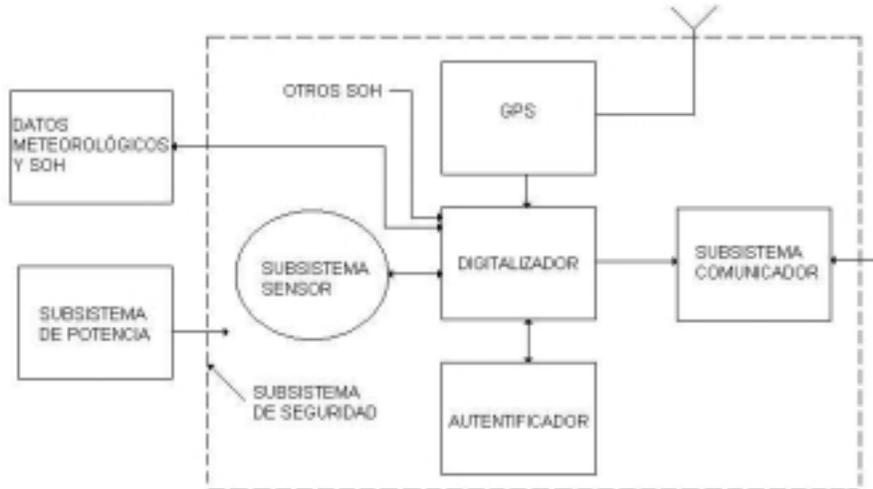


Figura 9.5: Esquema de los componentes de un elemento del arreglo infrasónico [35].

#### b) Preparación del Lugar:

La distancia entre los elementos del arreglo debe variar entre 1 km y 3 km. En el caso de que no exista una fuente de poder conectada a una red, la energía será obtenida por medio de paneles solares. Es deseable que el lugar esté provisto de vegetación tal como arbustos y árboles para contribuir a la reducción del ruido generado por el viento. El arreglo debe situarse alejado de industrias pesadas y aeropuertos.

#### c) Estación Receptora:

- Subsistema de Comunicaciones.

Cada elemento del arreglo transmite datos a la estación receptora. Este subsistema se adjunta al subsistema descrito para los elementos del arreglo.

- Subsistema de Procesamiento.

Este componente es una estación de trabajo con un software capaz de procesar los datos infrasónicos y diagnosticar el estado de salud (SOH) de los elementos del arreglo.

- Multiplexor.

Este instrumento combina cuatro canales seriales de datos en un solo flujo de datos para la transmisión y almacenamiento.

- Comunicador remoto.

Este instrumento comunica los datos de cada elemento del arreglo a un centro de datos CTBT.



Figura 9.6: Esquema de los componentes de una estación receptora de infrasonidos [35].

## 9.4 Micrófonos Utilizados por la CTBTO

### 9.4.1 Microbarómetro Diferencial

En este dispositivo, la diferencia de presión entre la atmósfera y el volumen trasero del micrófono es medida por la posición del extremo del fuelle (Figura 8.7). Alternativamente, un diafragma flexible en forma de placa de condensador es a menudo utilizado para medir la diferencia de presión entre la atmósfera y el volumen de referencia. Este tipo de microbarómetro es muy sensible a los cambios de temperatura en el volumen de referencia. Una forma de solucionar este problema es colocando en aparato dentro de una maleta aislada térmicamente enterrada a poca profundidad partir de la superficie del terreno.

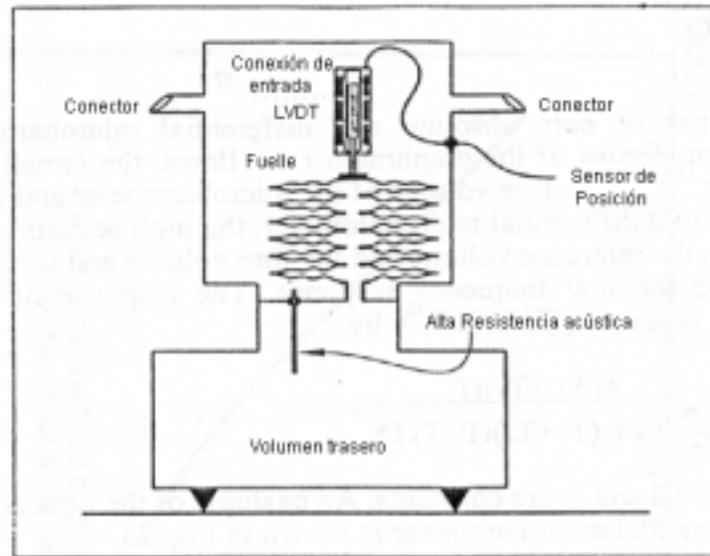


Figura 9.7: Microbarómetro diferencial [27].

#### 9.4.2 Microbarómetro Absoluto

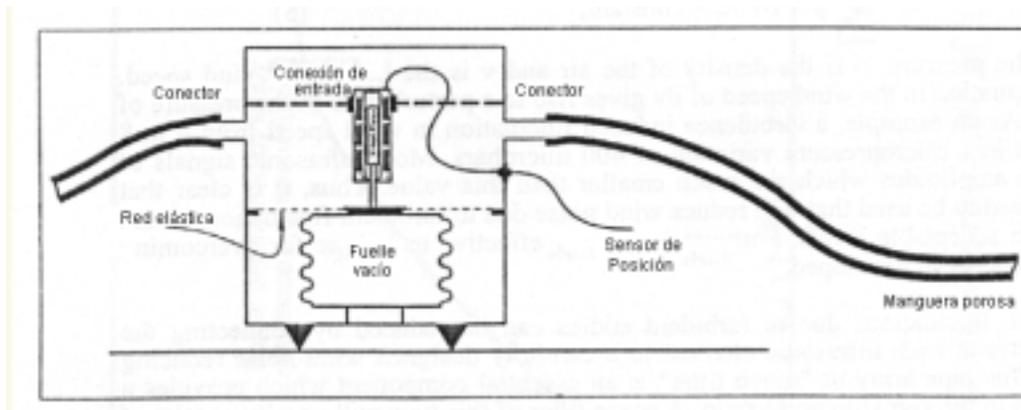


Figura 9.8. Microbarómetro absoluto [27].

Este dispositivo está basado en la medición de los desplazamientos inducidos por las variaciones de presión atmosférica en la longitud de un fuelle (Figura 9.8). Un micrófono absoluto bien diseñado es a menudo menos sensible a los cambios de temperatura que uno diferencial. Además, este aparato puede ser usado para medir infrasonidos en todas las frecuencias. Su principal deficiencia está en que es muy sensible a los cambios de presión climáticos y por esto su rango dinámico es muy grande. Un buen convertidor análogo digital puede ser la solución para este problema. Además, el rango dinámico puede ser filtrado electrónicamente para baja frecuencia.

#### 9.5 Caso particular: Estudio de Terreno de la Estación Receptora de Infrasonidos Proyectada en Isla Juan Fernández

El estudio de terreno en este lugar consistió en determinar las condiciones de terreno para encontrar el lugar más óptimo para la instalación del arreglo de micrófonos. El criterio principal para este tipo de estudios es el ruido de fondo presente en el lugar. En el caso de una isla, estos niveles son elevados debido a la poca protección contra los vientos. Luego del estudio se realizó un informe con las características del lugar proyectado, el cual se envió a la CTBTO. La implementación de esta estación junto con la de Isla de Pascua está proyectada para fines del

presente año. En la Figura 9.9 se muestra la densidad espectral de potencia para dos condiciones distintas de medición de ruido de fondo.

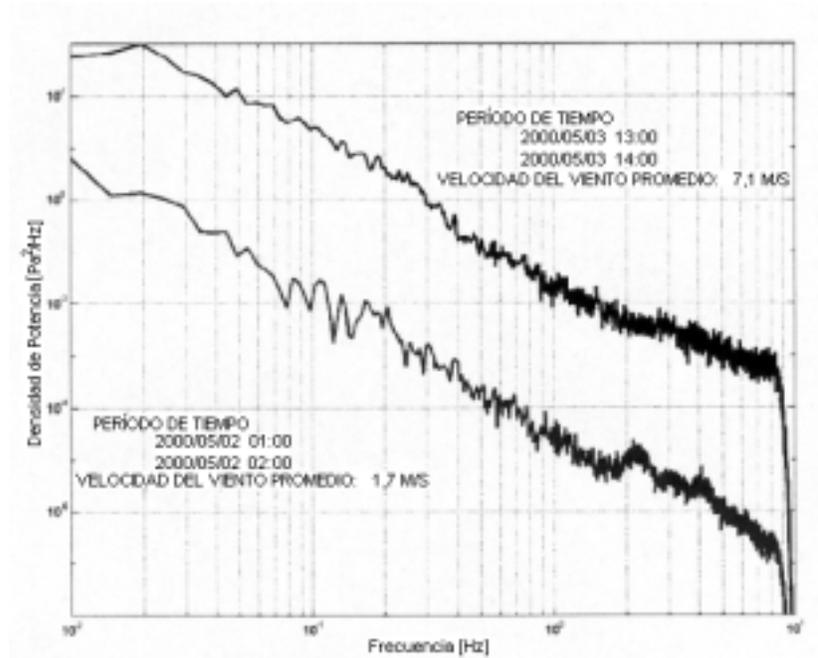


Figura 9.9: Densidad espectral de potencia medida en la isla Juan Fernández [16].

Otro punto importante fue la medición de microbaroms provenientes de alta mar. En la Figura 9.10 se observa la periodicidad de este tipo de señales.

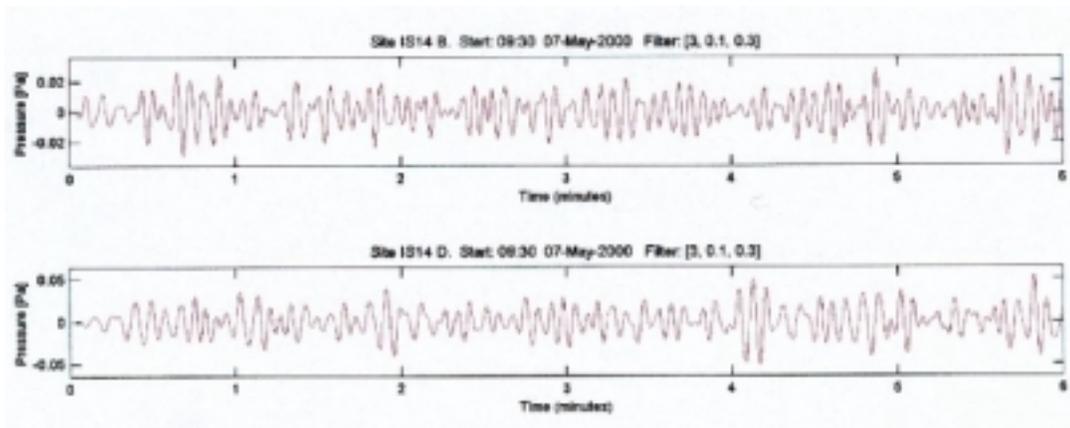


Figura 9.10: Microbaroms grabados durante el estudio en la isla Juan Fernández [16].

## 10. COMENTARIOS FINALES

El estudio de ondas de baja frecuencia en la atmósfera, es una actividad que está en constante desarrollo. Es importante destacar el gran nexo que esta parte de la acústica tiene con otras ciencias, como son la geofísica, la meteorología y la astronomía, desde el punto de vista del aporte que ésta puede entregar a la predicción y modelamiento de los fenómenos a gran escala que ocurren en el planeta.

Es necesario dejar en claro que en la atmósfera existen oscilaciones de frecuencias mucho más bajas que las de las ondas gravitatorias. Estas oscilaciones reciben el nombre de Ondas de Rossby y tienen períodos que van desde horas hasta días. Este tipo de oscilaciones está más relacionado con el estudio de la meteorología que con la acústica.

Sin duda que el tratado de la CTBTO es el hito más importante para el desarrollo de la teoría de los infrasonidos. En el corto plazo todas las estaciones receptoras proyectadas estarán en funcionamiento, proporcionando un flujo constante de información y privilegiando el desarrollo de las tecnologías actuales.

A continuación, se muestra una tabla que resume las tendencias actuales en el estudio de ondas infrasónicas.

Tabla 10.1: Proyección a futuro del estudio de ondas infrasónicas [1].

<b>Infrasonidos Naturales: Aplicaciones Potenciales e Investigación Futura</b>		
<i>Fuentes</i>	<i>Aplicaciones</i>	<i>Áreas de investigación</i>
Avalanchas	Determinación de origen, duración, profundidad y estadísticas de ocurrencia.	Relacionar señales con tamaño y tipo de avalancha.
Meteoros	Determinación de altitud, dirección, tipo de entrada (explosiva o choque oblicuo) tamaño y ubicación del impacto.	Estimación de tamaño y tipo de distribución; determinar tasas de erosión.
Ondas Oceánicas	Ubicación de áreas de interacción ondulatoria; determinación de espectro y magnitudes de onda.	Monitoreo de la evolución de tormentas en el mar; estudio de las interacciones onda-onda.
Sistemas Climáticos Severos	Ubicación estimada de tormentas y su energía.	Estudio de los procesos microfísicos de las tormentas; modelación de la radiación acústica.
Tornados	Ubicación, detección, y predicción; estimación de radio central; figura de la forma del embudo a corta distancia.	Estudio de los procesos de formación del tornado; búsqueda de predicciones infrasónicas.
Turbulencias	Estimación de altitud, fuerza y extensión espacial.	Distinguir entre algunos procesos de generación; desarrollar sistemas de detección.
Terremotos	Medición de las ondas de rayleigh; medición del sonido desde puntos de radiación intermedios; medición de sonido desde el epicentro.	Búsqueda de predicciones infrasónicas; entendimiento del acoplamiento sísmico-acústico.
Volcanes	Estimar ubicación y energía liberada.	Determinar las relaciones entre disturbancias infrasónicas y sísmicas.

## 11. CONCLUSIONES

- a) Desde el punto de vista de la utilidad que pueden prestar los infrasonidos al ser humano, se puede afirmar que ésta va en constante aumento conforme las múltiples aplicaciones que se han ido descubriendo a lo largo de las últimas décadas. Por ejemplo, la detección de meteoritos que ingresan a la atmósfera, el monitoreo volcánico, el comportamiento dinámico de la atmósfera, etc.
- b) Los infrasonidos están caracterizados por la gran cantidad de energía necesaria para emitirlos y por las longitudes de onda presentes en su propagación, por lo tanto su generación y control en laboratorio es limitado.
- c) La descripción de la propagación de los infrasonidos está basada en su gran mayoría en modelos matemáticos que nacen de observaciones empíricas. Estos modelos son constantemente ajustados a medida que aumenta la cantidad de información recopilada.
- d) A la luz de la revisión de las publicaciones sobre el tema, no se ha encontrado ningún trabajo sobre infrasonidos en Chile. Esto contrasta con los países desarrollados del hemisferio norte, los cuales llevan varias décadas estudiando los infrasonidos.
- e) Gracias a la implementación de las estaciones receptoras en Isla Juan Fernández e Isla de Pascua, un flujo importante de información llegará al país, la que podrá ser analizada por científicos nacionales e internacionales.

- f) La implementación de una estación receptora de infrasonidos no tiene un costo elevado, pero debido a que debe funcionar a la intemperie, deben cumplirse ciertas condiciones para su instalación. Entre estas condiciones, una de las más importantes es que en el lugar elegido los micrófonos infrasónicos presenten una buena relación señal ruido. En Chile Continental existen muchos lugares que cumplen con la condición mencionada, sin embargo la cordillera actúa como una verdadera barrera acústica que impide la propagación de infrasonidos.

## 12. BIBLIOGRAFÍA

- [1] Bedard, A. "Atmospheric Infrasound". *Physics Today*. American Institute of Physics. 2000. pp 32-37.
- [2] Cepelcha, Z. "Meteor Phenomena and Bodies" *Space Sciences Review*. Kluwer Academic Publishers. 1998. pp 327-341.
- [3] Crocker, M. "Encyclopedia of Acoustics" John Wiley & Sons Inc. 1997. Vol 1. Part 3, cap. 32 y 33.
- [4] Embleton, T. "Tutorial on Sound Propagation Outdoors" *J. Acoust. Soc Am*. Vol 100, N°1. 1996
- [5] Enciclopedia "Visual". Salvat Editores, S.A. 1980. Tomo 4.
- [6] Fuchs, G. "Estado del Conocimiento en Infrasonidos y Ruidos de Baja Frecuencia" 15º Encontro da SOBRAC. 1994.
- [7] Gossard, E. "Waves in the Atmosphere : Atmospheric Infrasound and Gravity Waves - Their Generation and Propagation". Elsevier Publishing. Amsterdam. 1975.
- [8] Grover, F. H. "Experimental Noise Reducers for an Active Microbarograph Array". *Geophys. J. Royal Astronomic Society*. 1971. Vol 26, pp. 41.
- [9] Hedlin, M. "Evaluation of Infrasonic Spatial Filters". Institute of Geophysics and Planetary Physics. University of California, San Diego. 2002.
- [10] Houghton, J. "The Physics of the Atmospheres". Cambridge University Press. 1986.

[11] <http://www.atmosfera.cl> Página Web del departamento de Geofísica de la Universidad de Chile.

[12] <http://www.ctbto.org> Página Web de la Organización del Tratado Extenso de Prohibición de Ensayos Atómicos.

[13] [http://www.nemre.nn.doe.gov/nemre/introduction/infrasound\\_mon2.html](http://www.nemre.nn.doe.gov/nemre/introduction/infrasound_mon2.html)  
Página Web del Departamento de Energía de los Estados Unidos.

[14] <http://www.etl.noaa.gov/about/review/as/bedard/index.html> Página Web de la National Oceanic and Atmospheric Administration de los Estados Unidos.

[15] Johnson, J. "Interpretation of Infrasound Generated by Erupting Volcanoes and Seismo - Acoustic Energy Partitioning During Strombolian Explosions". University of Washington. 2000.

[16] Kausel, E. "IS14 Juan Fernández, Chile". Informe para la CTBTO. 2001.

[17] Kinsler, L. "Fundamentos de la Acústica". Limusa. 1996. pp 183 – 186.

[18] Kruchynenko. V. "Integrated Density of Influx of Space Bodies onto Earth for a Wide Range of Masses" Slovak Academy of sciences, Slovakia. 1999. pp 329-332.

[19] Kulichkov, S. "Long Range Propagation of Sound in the Atmosphere. A Review". Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 1992. Vol 28, Nº 4.

[20] Leies, G. Personal communication between G. Leies and D. O. ReVelle. 1978.

[21] McDonald, J. A. "The Structure of Atmospheric Turbulence and its Application to the Design of Pipe Arrays". Geophys. J. Royal Astronomic Society. 1971. Vol 26, pp. 99-109.

[22] Mutschlecner, J. "The Design and Operation of Infrasonic Microphones" Los Alamos National Laboratory. 1997.

[23] Panel on Basic Research Requirements in Support of Comprehensive Test Ban Monitoring, National Research Council. "Research Required to Support Comprehensive Nuclear Test Ban Treaty Monitoring". National Academy Press. 1997. pp. 125-130

[24] Pantellini, F. "Les Fluides Stratifiés" Enseignement Paris 7. 2001.

[25] Pierce, A. "Acoustics. An Introduction to Its Physical Principles and Applications". Acoustical Society of America. 1994.

[26] Pierce, A. "Computational Techniques for the Study of Infrasound Propagation in the Atmosphere". AFGL Report TR-76-0056. 1976. 186 pp.

[27] Preparatory Commission for the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty Organization. "Technical Training Programme" International Monitoring System Division. 1998. Vienna, Austria.

[28] Reed, J. "Air Blast Overpressure Decay at Long Ranges". Journal of Geophysical Research. 1972. Vol 77, N° 9. pp. 1623.

[29] Re Velle, D. "Development of Lamb Waves from Airbone Explosive Sources". Los Alamos National Laboratory. 1996.

[30] Re Velle, D. "Historical Detection of Atmospheric Impacts by Large Bolides Using Acoustic-Gravity Waves". New York Academy of Sciences. 1997.

[31] Re Velle, D. "Influx of Space Bodies to the Earth" Los Alamos National Laboratory. 2000.

[32] Re Velle, D "On Meteor Generated Infrasound". Journal of Geophysical Research. American Geophysical Union. 1976. Vol 1, N<sup>o</sup> 7. pp. 1217-1230.

[33] Re Velle, D. "Passive Acoustic Remote Sensing of Infrasound of Natural Origin". Symposium Acoustic Remote Sensing of the Atmosphere and Oceans. University of Calgary Press, Calgary, Alberta, Canada. 1981.

[34] Salby, M. "Fundamentals of Atmospheric Physics". Academic Press. 1996.

[35] SNL. "Program Plan for the Development of the Infrasound Prototype". Sandia National Laboratories. 1996.

[36] Tverskoi, P.N. "Physics of the Atmosphere." Gidrometeorologicheskoe Izdatel'stvo, Leningrad, 1962. pp. 545-560.

[37] Weston, D. "Guided Acoustic Waves in the Ocean". Rep. Prog. Phys. 1979. 42. pp 148-166

[38] Whitaker, R. "Infrasound Technical Training Topics" Earth and Environmental Sciences Division, LANL. 1998.