

2026

Introducción a la Acustica Subacuática

Angel C. Veca
Dr. en Ingeniería
Ex Profesor Titular
Instituto de Automática
Departamento de Electrónica y Automática
Facultad de Ingeniería
Universidad Nacional de San Juan

2026

Introducción a la Acústica Subacuatica
Angel C. Veca

Veca, Angel César
Introducción a la Acústica Subacuática / Angel César Veca; prólogo de Angel César Veca. - 1a ed . - San Juan : Angel César Veca, 2026.
Libro digital, PDF

Diseño de portada: Angel César Veca

Libro de edición argentina

No se permite la reproducción parcial o total, el almacenamiento, el alquiler, la transmisión o la transformación de este libro, en cualquier forma o por cualquier medio, sea electrónico o mecánico, mediante fotocopia, digitalización u otros métodos, sin el permiso previo y escrito del editor. Su infracción será penada por las leyes 11.733 y 22.446.

El autor

Nació en la ciudad de Buenos Aires el 16 de abril de 1951. Ingeniero en Electrónica (1987) y Doctor en Ingeniería (2005). Títulos otorgados por la Facultad Regional Mendoza, Universidad Tecnológica Nacional (UTN). Durante el periodo 1983 y 1991 trabajó en el Laboratorio de Bio-instrumentación de la Cátedra de Física Biológica, Facultad de Ciencias Médicas, Universidad Nacional de Cuyo en el diseño de instrumentación analógica y en la reducción de ruido en registros biológicos, mediante el uso de técnicas adaptables.

En el año 1997 participó en la Habana, Cuba, como representante de Argentina, en la creación de la Red Iberoamericana de Tecnologías Ultrasónicas (RITUL), en el marco del CYTED, España. Dentro de ese contexto, tuvo activa participación en el proyecto Iberoamericano “Métodos Avanzados de Generación de Imágenes Acústicas”.

En el año 1999 obtuvo distinciones y premios como director del proyecto fin de carrera “Asistencia ultrasónica para Ciegos y disminuidos visuales severos”. Las distinciones las recibió por el Decanato de la Facultad de Ingeniería y por el Rectorado de la UNSJ. El premio al Tecno-Emprendedor categoría universitaria le fue otorgado por el BBVA Banco Francés.

Entre los años 1992 y 2006 se dedicó al estudio de la detección de ecos, en ambientes altamente reflexivos bajo severas condiciones de saturación, para aplicarlos en los ensayos no destructivos con ultrasonido, tema de su tesis doctoral. Entre los años 2006 y 2010 estuvo a cargo de la cátedra de Ensayos no Destructivos, de la carrera Ingeniería Civil, Facultad Regional Mendoza, UTN. Durante el periodo 2013-2019 fue coordinador de la Comisión de Trabajos Finales de la carrera de Ingeniería Electrónica y miembro titular de las Comisiones de Seguimiento del Plan de Estudios y de Acreditación, ambas de la carrera de Ingeniería Electrónica, Departamento de Electrónica y Automática, Facultad de Ingeniería UNSJ. En el área de docencia, estuvo a cargo de las cátedras: Aplicaciones Industriales del Ultrasonido y Ultrasonido para Uso Médico.

En el área de postgrado dentro del marco de la Escuela Argentina de Micro Nanoelectrónica, Tecnología y Aplicaciones, Facultad Regional Mendoza, UTN dictó en el año 2014 el curso de posgrado *Arreglos Analógicos Configurados por Campo (FPAA)*. En el año 2019 dicto en la Facultad de Ingeniería, UNSJ el curso *Procesamiento Analógico de Señales con Hardware Reconfigurable*. Ha dirigido 52 tesis de trabajos finales de ingeniería electrónica y bio-ingeniería, como también 2 tesis de maestría y 1 tesis doctoral. Los temas actuales de interés son: perfiles aerodinámicos para bajos números de Reynolds, sistemas analógicos auto configurables y procesos hidro-acústicos.

aveca@inaut.unsj.edu.ar
angelcveca@gmail.com

Otras obras del Autor

Frenado Activo de Gotas de Saliva con Ultrasonidos. 2022. ISBN: 978-987-88-3998-1.

Angel Veca, José Ruzzante, María Pumarega, Ernesto Accolti. Ultrasonido y Emisión Acústica para Ingenieros y Estudiantes de Ingeniería. 2019. ISBN 978-987-86-3199-8. *http://dea.unsj.edu.ar/principal/oferta-academica/biblioteca-libre-del dea/*

Arquitecturas Circuitales para la Emisión y Recepción de Ultrasonido, orientadas a la determinación de tiempo de tránsito. 2018. ISBN: 978-987-42-0588-9 http://dea.unsj.edu.ar/principal/oferta-academica/biblioteca-libre-del dea/

Clases de Aplicaciones Industriales del Ultrasonido y Ultrasonido para uso Médico. ISBN: 978-42-7400-7. 2018. http://dea.unsj.edu.ar/principal/oferta-academica/biblioteca-libre-del dea/

Angel Veca, Ernesto Accolti. Ultrasonido para Ingenieros y Estudiantes de Ingeniería. 2016. ISBN: 978-987-42-0588-9 http://dea.unsj.edu.ar/principal/oferta-academica/biblioteca-libre-del dea/

Angel Veca, Alberto Lage, Mario Ruíz. Filtros Analógicos: clásicos, basados en Capacitor Conmutado y con FPAA. 2014. ISBN: 978-987-33-6154-8. http://dea.unsj.edu.ar/sredes/

Hay tres tipos de hombres:
los que están vivos
los que están muertos
y los que están en el mar
ARISTOTELES

Hay tres tipos de seres humanos:
los que están vivos
los que están muertos
y los que están en:
45° 40.0' S
59° 24.90' E

15 de noviembre de 2017

Esta obra está dedicada a ellos

Contenido

Capítulo I
Introducción 1
1.1. Introducción 2
1.2. Breve reseña Histórica 2
1.3. Referencias 9

Capítulo II
Ondas Elásticas 11
2.1. Introducción 12
2.2. Parámetros de interés en acústica 14
2.3. Atenuación de las ondas elásticas en medio subacuático 17
2.3.2. Absorción 18
Viscosidad 18
Conducción térmica 18
Relajación 19
2.4. Cambio de medio. Concepto de interfaz, reflexión, refracción 22
2.4.1. Concepto de interfaz 21
2.4.2. Coeficientes de Reflexión y Transmisión 21
2.4.2.1. Incidencia Oblicua a la Interfaz 24
2.4.2.2. Incidencia Normal a la Interfaz 25
2.4.3. Análisis de interfaces con Incidencia Oblicua 28
2.4.3.1. Incidencia Oblicua medio fluido a medio gaseoso 29
2.4.3.2. Incidencia Oblicua medio fluido a medio fluido 29
2.4.3.3. Incidencia Oblicua medio fluido a medio sólido 31
2.4.3.4. Incidencia Oblicua medio solido a medio fluido 33
2.4.3.5. Incidencia Oblicua en capas paralelas 34
2.5. Método de los Rayos 35
2.5.1. Ecuación del rayo 38
2.5.2. Variante de la ecuación del rayo 44
2.6. Resumen del capítulo 47
2.7. Problemas propuestos 48
2.8. Referencias 49

Capítulo III
El Medio y la Velocidad del Sonido 51
3.1 Introducción 52
3.2. Determinación de la velocidad del sonido 55
3.2.1. Aproximación de Lovett 55
3.2.2. Aproximación de Medwin 56
3.2.3. Aproximación de Mackenzie 56
3.2.4. Aproximaciones de Del Grosso y de Chen-Millero 57
3.2.5. Aproximación de Leory 57
3.2.6. Resumen de las aproximaciones 59
3.2.7. Perfil de Munk 61
3.2.8. Perfil de la Velocidad del sonido real: Análisis de un caso 62
3.3. Resumen del capítulo 65
3.4. Problemas propuestos 66
3.5. Referencias 66

Capítulo IV
Variantes del Perfil de la Velocidad del sonido 69
4.1. Introducción 70
4.2. Perfiles del sonido en aguas profundas 71
Canal sonoro profundo de primer tipo 72
Canal sonoro profundo de segundo tipo 72
4.3. Propagación en la capa mezclada 74
4.4. Canal sonoro profundo de dos ejes 75
4.5. Propagación del sonido en los casos de g>0, g<0 y g=0 76
Propagación anti-guía de onda 77
Canal sonoro profundo de velocidad constante 77
4.6. Resumen del capítulo 77
4.7. Problemas propuestos 78
4.8. Referencias 79

Capítulo V
Pérdidas por Transmisión I 81
5.1. Introducción 82
5.2. La ecuación de onda 83
5.2.1. Intensidad y Potencia 85
5.3. Pérdidas por Transmisión 85
5.3.1. Pérdidas por divergencia geométrica 85
5.3.1.1. Reflexión superficial. Breve reseña histórica 87
5.3.1.2. Demora del pulso reflejado 88
5.3.1.3. Modificación del efecto Imagen por Refracción 89
5.3.1.4. Teoría del efecto imagen de superficie- Anomalía por transmisión 90
5.3.1.5. Efecto de las burbujas de gas en las pérdidas por trasmisión 96
5.3.2. Pérdidas en la capa mezclada 98
5.3.3. Pérdidas en el canal acústico profundo 103
5.3.4. Generalización de TL por el método del espejo de Leory 105
5.3.5. Ambientes donde las pérdidas por trasmisión son mínimas 110
5.4. Rangos de frecuencia de los principales sistemas acústicos 110
5.5. Resumen del capítulo 111
5.6. Problemas propuestos 112
5.7. Referencias 113

Capítulo VI
Pérdidas por Transmisión II 115
6.1. Introducción 116
6.2. Perdidas de transmisión con modelo semi empíricos 117
6.2.1. Modelo de Marsh-Schulkin 117
6.2.2 Modelo de Roger 122
6.2.3. Extensión del Modelo de Marsh-Schulkin 127
Distancia de salto 127
Región lejana 128
6.3. Canal de aguas poco profundas de isovelocidad 129
6.3.1. Introducción 129
6.3.2. Concepto de Imagen Acústica 130
6.3.2.1. *Fondo Perfectamente rígido* *132*
6.3.2.2. *Fondo lento* *133*
6.3.2.3. *Fondo rápido* *135*
6.4. Método de los Modos Normales 137
6.4.1. Introducción 137
Fondo rígido 138
Fondo lento *138*
6.5. Resumen del capítulo 139

6.6. Problemas propuestos 140
6.7. Referencias 140
Capítulo VII
Efecto Doppler, Reverberación y Ruido 143
7.1. Introducción 144
7.2. Efecto Doppler, conceptos Básicos 146
7.2.1. Procesamiento de la frecuencia diferencia 149
7.3. Ruido 151
7.3.1Ruido en el medio *151*
7.3.2. Detección de señales en presencia de ruido 153
7.3.3. Umbral de detección 155
Si se conoce exactamente la señal 156
Si se conocen completamente las propiedades de la señal 156
7.3.3.1. Aplicación del concepto umbral de detección a sistemas subacuáticos 157
Sistemas pasivos *158*
Respecto del ancho de banda del receptor 159
7.3.2.2. Ruidos y ancho de banda que afectan a los sistemas pasivos y activos 160
Ruido ambiente 160
Ruido propio *161*
Sistemas activos *161*
Fuerza del blanco *161*
7.4. Reverberación 163
7.4.1. Generalidades 163
7.4.2. Reverberación en ambiente subacuático 163
Reverberación superficial *165*
Reverberación del fondo *166*
7.5. Resumen del capítulo 169
7.6. Problemas propuestos 170
7.7. Referencias 171

Capítulo VIII
Fuentes Acústicas de Alta Energía 173
8.1. Introducción 174
8.2. Fuentes Impulsivas 174
8.3. Ondas de Choque 176
8.3.1. Características de las Ondas de Choque 177
8.3.1.1. Gráficos normalizados para la estimación de p_o y t_o. 178
8.3.1.2. Cargas TNT de Referencia 180
8.3.2. Pulsos de las burbujas 182
8.4. Transmisión de Señal 184
8.4.1. Intensidad Acústica 184
8.4.2. Intensidad recibida por señales impulsivas 185
8.5. Resumen del capítulo 185
8.7. Problemas propuestos 186
8.8. Referencias 187

Capítulo IX
Emisión y Recepción de Señales Acústicas en Medio Subacuático
Parte I: Transductores Acústicos 189
9.1. Introducción 190
9.2. Definición 190
9.3. Modelo y Respuesta Mecánica de un Transductor Acústico 190
9.4. Tipos de Transductores y sus Características Relevantes 193
Electrostáticos 193
Electromagnéticos 194
Piezoeléctricos 194
9.4.1. Modelo Eléctrico, Factor de Mérito y Acoplamiento de un Transductor Piezoeléctrico 195

9.4.2. Radiación de un Transductor tipo Pistón 197
9.4.3. Excitación Pulsada y Resolución Axial 200
9.4.4 Parámetros de Calidad de las Imágenes Acústicas 203
Resolución axial 203
Resolución lateral 203
Rango dinámico 204
9.4.5. Características constructivas y variantes de Transductores Piezoeléctricos 204
9.4.6. Características temporales y frecuenciales 205
9.4.7. Otros tipos de Transductores Piezoeléctricos 206
9.4.7.1. Membranas PVDF 206
Hidrófonos 206
Generadores de banda ancha 207
9.4.7.2. Transductores piezoeléctricos Langevin 207
9.4.7.3. Análisis de un transductor tipo Langevin 208
9.4.7.4. Modelos de un transductor tipo Langevin 211
Modelo Mason simplificado 211
Modelo Mason completo 214
Modelo Redwood 214
Modelo KLM 215
9.4.7.5. Detalles constructivos de transductores de alta intensidad 215
9.5. Sonar 216
9.5.1. Frecuencia de operación, ancho de banda y directividad 217
9.5.2. Transductores para sistemas de sonar 217
Acoplamiento Eléctrico 218
9.5.3. Parámetros de un transductor para sonar típico 218
9.6. Arreglos Acústicos 221
9.7. Resumen del capítulo 221
9.8. Preguntas y problemas propuestos 223
9.9. Referencias 224

Capítulo X
Emisión y Recepción de Ondas Acústicas en Medio Subacuático
Parte II: Tiempo de Transito y La Señal de Eco 227
10.1. Introducción 228
10.2. Método de Pulso-Eco 228
10.3. Medición de tiempo de tránsito 229
10.3.1. Introducción 229
10.3.2. Existencia de la Zona Ciega o Zona Muerta del Transductor Receptor 230
10.3.3. Existencia de Ruido 232
10.4. Métodos para la determinación del tiempo de tránsito 232
Métodos Analógicos 233
Métodos de Procesamiento de Señal 233
10.4.1. Detección de tt por Umbral 233
10.4.2. Inconvenientes 233
10.5. Modelos de la envolvente del eco 237
10.5.1. Envolvente Modelo Polinomio 238
10.5.1.1. Simulación de una señal de eco descripta por el modelo polinomico 241
10.6. Operadores asociados a la reducción de datos 243
10.6.1. Detector de un máximo 245
10.6.2. Detector de picos múltiples 246
10.6.3. Diezmado, interpolación y compresión 247
10.7. Resumen del capítulo 249
10.8. Preguntas y Problemas propuestos 251
10.9. Referencias 252

Capítulo XI
Emisión y Recepción de Ondas Acústicas en Medio Subacuático
Parte III: Métodos, Técnicas y Focalización Electrónica 255
11.1. Introducción 256
11.2. Génesis de la señal acustica con la técnica de emisión pulsada 256
Señal recibida del medio con obstáculos 256
Señal recibida de un conjunto de medios 256
11.3. Sistemas de Representación 257
11.3.1. Representación tipo A-Scan 257
11.3.1. Base de Tiempo y Sincronismo 258
11.3.2. Interpretación de Registros Típicos A-Scan 259
Caso I: Medio sin obstáculos 259
Caso II: Medio conteniendo un obstáculo 259
Caso III: Medio conteniendo un objeto reflector inclinado respecto al haz 260
Caso IV: Medio con falta de paralelismo de las caras 260
Caso VI: Medio que contiene elementos dispersores 260
11.4. Diferencias entre Modos, Pantallas o Scan 261
11.4.1. Esquema en bloques de un Sistema de Emisión y Recepción Básico 262
11.5. Métodos de Exploración Electrónica 263
11.5.1. Sistemas Lineales 263
11.5.2. Sistemas Sectoriales 264
11.6. Arrays 265
11.6.1. Concepto de Array 267
11.6.2. Interferencia de ondas 263
11.6.3. Arrays lineales de N fuentes equi-espaciadas 269
11.6.4. Lóbulos de rejilla 271
11.7. Sistemas de imagen acústica 272
11.7.1 Sistemas de barrido lineal 273
11.7.2. Sistemas de barrido sectorial (Phased Arrays) 274
11.7.3. Focalización en recepción 276
11.7.4. Técnicas Confocales 278
11.8. Elementos de Simulación 279
11.8.1. Monopolo 279
11.8.2. Dos fuentes monopolares 281
11.8.3. Array 282
11.9. Resumen del capítulo 288
11.10. Preguntas y problemas propuestos 285
11.11. Referencias 286

Capítulo XII
Sonar, Sonoboyas y Balizas 289
12.1. Introducción 290
12.2. Sonar 290
12.2.1. Clasificación básica de sonares, según el principio de funcionamiento 291
Eco Sonda (Echo Sounder) 291
Barrido lateral (Side-Scanning) 292
Doble Haz (Dual Bean) 292
Multiaz (Multibeam) 292
Doppler 293
Doppler Pulsado direccional 295
De haz dividido (Split-Beam) 295
12.2.2. Sonar Genérico 296
Respecto a las reglas de identificación 296
12.2.3. Relación entre el índice de directividad de transmisión y el nivel de fuente 297
Índice de directividad de transmisión 297
Nivel de fuente 297
12.3. Sonoboyas 300

12.3.1. Sonoboyas militares 300
Sonoboyas activas 300
Sonoboyas pasivas 301
Sonoboyas no desechables 301
Sonoboyas de comunicaciones 301
Utilización de las Sonoboyas 301
Operación de las Sonoboyas 301
Sistema de recepción y procesamiento 302
12.3.2. Sonoboyas para aplicaciones no militares 303
Alerta temprana de Tsunamis 303
Detección de Cetáceos 304
12.4. Ruido Propio Generado 306
Ruido hidrodinámico 307
Ruido de maquinaria 307
12.4.1. Nivel de ruido radiado 309
Embarcaciones de superficie 310
Submarinos 312
12.5. Resumen del capítulo 312
12.6. Problemas propuestos 313
12.7. Referencias 314

Capítulo XIII
Estaciones Hidroacusticas 317
13.1. Introducción 318
13.2. Red de Estaciones Hidroacusticas 318
13.2.1. Estación Hidroacústica HA10 315
13.4. Anomalías Hidroacusticas 319
13.4.1. Análisis de una Anomalía Hidroacústica 323
Parte I: El Evento 323
Parte II: Calibración 326
Parte III: Estimación de las trayectorias 328
a- Trayectorias recibidas por la estación HA10N 328
b- Trayectorias recibidas por la estación HA4S 331
13.4. Resumen del capítulo 333
13.5. Referencias 333

Anexo A 335
Propiedades Acústicas en Medios Materiales Metálicos, no Metálicos y Líquidos 335
Tabla A1
Densidades, velocidades e impedancias acústicas en materiales Metálicos 335
Tabla A2
Densidades, velocidades e impedancias acústicas en materiales No Metálicos 336
Tabla A3
Densidades, velocidades e impedancias acústicas en líquidos 337

Anexo B
Calculo de la velocidad del sonido de acuerdo a las aproximaciones de Del Grosso y Chen-Millero 339
B.1. Calculo de la Presión necesaria para las aproximaciones de Del Grosso y Chen-Millero 339
B.2. Aproximaciones de Del Grosso 339
B.3. Cómputo aproximación Chen-Millero 340

Apéndice A
Ondas Longitudinales y Transversales 343

A.1. Coeficientes de Young, Poisson y de compresibilidad 343
A.2. Velocidad de propagación 343
A.2.1. Ondas Longitudinales en medios materiales 343
A.2.1.1. Ondas Longitudinales en medios gaseosos 345
A.2.2. Ondas transversales 346
A.3. Ecuaciones finales y relación entre los diferentes medios 347

Prólogo del Autor

Durante 30 años me dedique a la investigación y docencia del ultrasonido en las áreas de la robótica, de los ensayos no destructivos y de la medicina, en el Instituto de Automática de la Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional de San Juan. La investigación estuvo complementada con el desarrollo de hardware analógico, digital y de intensa labor en laboratorio. En el área de la docencia estuve a cargo de las asignaturas Aplicaciones industriales del Ultrasonido y Ultrasonido de uso Médico en el departamento de Electrónica y Automática de la misma Facultad.

A mediados de noviembre de 2017 sucedió en el Atlántico Sur una anomalía acústica de grandes proporciones que me llamó la atención y a partir de ese momento, comencé a estudiar las bases de la acústica submarina ya que había importantes similitudes con el ultrasonido.

Uno de los mayores problemas que encontré al principio, fue la dificultad de conseguir bibliografía original dado que la mayoría de los trabajos habían sido desarrollados en laboratorios y centros de estudios navales. Se trataba de material estratégico. Los textos de Medwin, Urick, Kinsler, entre otros, presentan un importante número de referencias, sin embargo, algunas de ellas nunca fueron publicadas. No obstante, a medida que fue pasando el tiempo, fui consiguiendo bastante material que me permitió estudiar y analizar la citada anomalía. A partir de ese momento, decidí escribir esta obra.

El motivo de esta obra pretende sumarse a las publicaciones existentes sobre acustica submarina en idioma español. Se trata de un texto que ha sido pensado para la docencia. Está dirigida a lectores con formación universitaria que tienen conocimientos básicos de análisis matemático, geometría analítica y física. Cada capítulo está compuesto de una introducción, el desarrollo del tema, ejemplos, un resumen final y las referencias bibliográficas. A lo largo del texto se hace especial hincapié en el empleo de la simulación como herramienta idónea tanto para la faz de verificación de la teoría como en la de diseño. El software que se emplea debe tomarse como referencia, ya que no es único.

Está organizada de dos partes; la primea (capítulos I a VIII) abarca los tópicos acerca el medio y de la propagación de las ondas acústicas. La segunda (capítulos IX a XIII), en los transductores acústicos y su empleo en el sonar y sonoboyas.

Primera parte:
El capítulo I presenta en forma sintética la evolución histórica de la acustica submarina

El capítulo II aborda cuestiones básicas acerca de los diferentes tipos de ondas, de la reflexión y transmisión del sonido en diferentes medios. Se analiza la incidencia oblicua y normal y la reflexión y transmisión del sonido en capas paralelas. Surge el concepto de impedancia acústica. Se define el método de los rayos con la finalidad de modelar la trayectoria de una onda acústica, reemplazándola por rayos.

La determinación de la velocidad del sonido respecto a la profundidad en función de la salinidad, pH, temperatura y latitud, es tema del capítulo III. Se analizan varias propuestas para su determinación. Se hace hincapié en las aproximaciones de Lovett, Medwin, Machenzie, Del Grosso, Chen-Millero, Leory y el perfil de Munk.

Las variantes de la velocidad del sonido debido al tipo de canal que se trate se estudian en el capítulo IV. Se describe la propagación del sonido en aguas profundas, en la capa mezclada, en el canal de isovelocidad o isotérmico. Se hace un análisis respecto al

gradiente de la velocidad del sonido para cada caso. Se define y se determina la distancia de salto y la distancia de transición.

Los capítulos V y VI están dedicados a las pérdidas por transmisión. En el capítulo V se analizan varios modelos que se han utilizado con el transcurso del tiempo para determinar las pérdidas por transmisión en canales profundos. Se cita entre otros, el efecto de las burbujas de gas en las pedidas por transmisión. Se generalizan las perdidas por trasmisión aplicando el método del espejo de Lloyd. En el capítulo VI trata de las pérdidas por transmisión en canales y ambientes de aguas poco profundas. Se hace hincapié en la estructura y tipos de sedimentos del fondo canal. Para tal fin, se emplean modelos semi empíricos como los propuestos por Marsh, Sechulkin y Rogers.

El capítulo VII está dedicado a las bases del efecto Doppler, del ruido y de la reverberación. Se describe el efecto Doppler teniendo en cuenta si la fuente emisora y la receptora se encuentran en movimiento en el mismo sentido o en sentido opuesto y si una se encuentra en movimiento y la otra en reposo. Se define la detección de señales en presencia de ruido del medio y la fuerza del blanco para los sistemas activos y pasivos. Se analizan las diferentes causas que determinan el fenómeno de reverberación y como afecta a las señales que retornan al receptor.

Las fuentes acústicas de gran energía es tema del capítulo VIII. Se hace estudio muy escueto de la naturaleza de las fuentes impulsivas y de la generación de ondas de choque producidas por una detonación basada en TNT. Para determinar la presión resultante a una distancia determinada, se emplean expresiones analíticas y métodos gráficos. Se define y se citan ejemplos de cargas acústicas normalizadas de gran energía tipo SUS.

Segunda parte:
El principio de funcionamiento y el tipo de transductor acústico se analiza en el capítulo IX. Se estudian los modelos, las características y aplicaciones principales de diferentes tipos de transductores: piezoelectricos, electrostáticos y electromagnéticos. Se trata con un poco de profundidad, el transductor tipo sándwich o transductor de Langevin. Al final del capítulo se dan ejemplos de aplicación a sonares simples. También se muestra la aplicación de transductores piezoeléctricos basados en membranas de PVDF, para aplicaciones en hidrófonos.

El capítulo X está dedicado a las diferentes formas de determinar el tiempo de tránsito y al modelado de la señal de eco. Se desarrolla el modelo de envolvente polinómica. Se dan los principios de los operadores asociados a la reducción de datos, fundamentalmente a los detectores de pico y al diezmado de la señal recibida, sea esta consecuencia de una emisión activa o pasiva.

Los conceptos básicos necesarios para la detección de objetos o blancos, es tema de la primera parte del capítulo XI. Se presenta y se describe el diagrama en bloques de un sistema básico para la formación de imágenes acústicas. Se introduce el concepto de los métodos de exploración electrónica basados en los sistemas sectoriales. En segunda parte, se detalla el concepto de arrays acústicos y se aplica a la focalización electrónica a fin de concentrar el haz emitido en una dirección arbitraria. También se describen las diferentes formas de focalización para recepción.

En función de lo visto en los capítulos anteriores, en el capítulo XII se aborda el tema de los sistemas activos y pasivos. Mediante diagramas simples, se describen los principios de operación de sonares para aplicaciones militares y no militares, como así también, el tipo

de aplicación. Posteriormente, se realiza el análisis y descripción de las sonoboyas activas y pasivas y su campo de aplicación.

Finalmente, el capítulo XIII está dedicado a las estaciones hidroacusticas. Al principio se describe la red mundial de estaciones de monitoreo del CTBTO, haciendo hincapié en la red de estaciones hidroacusticas. Como ejemplo, se describe la estación HA10 y se detalla la forma, profundidad y la ubicación del triplete de sensores acústicos. A continuación, se describe un caso de aplicación real. Posteriormente, se analiza con detalle los datos proporcionados por dos estaciones en un caso de anomalía hidroacústica que sucedió en el Atlántico Sur.

Angel C. Veca
San Juan, Argentina, octubre de 2026

Capitulo I

Introducción

SUMARIO	

1.1. Introducción
1.2. Breve reseña Histórica
1.3 Referencias

1.1. Introducción

La acústica submarina o también denominada acústica subacuática, es la rama de la acústica que estudia la propagación de ondas elásticas en el interior de un medio acuático. Comprende a los océanos, los mares, las lagunas y los ríos. El medio acuático presenta propiedades particulares para empleo de ondas elásticas en lugar de las electromagnéticas. Las frecuencias ópticas se encuentran muy afectadas por el *scattering* y la dispersión resultando que el medio se vuelve opaco a distancias superiores a los 200 metros. Por ejemplo, la atenuación de una onda elástica de 30KHz en medio acuoso es de 1dB/km y para una onda electromagnética, de 1dB/m. Debido a esto, el uso de las ondas electromagnéticas en el agua se encuentra muy restringido. Los campos de la acústica submarina son los siguientes:

- Estudio de la propagación, transmisión, reflexión, absorción y atenuación de las ondas elásticas en medio acuoso.
- Estudio y análisis de las diferentes fuentes de ruido presentes en el entorno de trabajo.
- Estudio y desarrollo de instrumentos que permiten determinar variables que influyen en la propagación del sonido, por ejemplo; temperatura, densidad, salinidad, pH, y presión a distintas profundidades.
- Empleo de sistemas tales como el sonar y las ecosondas, a fin monitorear las características físicas y biológicas subacuáticas, detectar la profundidad a la que se encuentra un cuerpo en el interior del agua, así como la presencia o ausencia, abundancia, distribución, tamaño y comportamiento de plantas y animales submarinos. En estos casos la detección es activa, ya que, se emite un sonido y escucha el eco.

Dentro de esta área también se encuentran los sistemas pasivos como las sonoboyas que están compuestas de hidrófonos que se utilizan para determinan si existe o no, una fuente emisora de sonidos.

Si bien desde hace siglos hay antecedentes de estudios, como se verá a continuación, el punto de partida de la acústica submarina fue a principios del siglo XX debido a dos acontecimientos: El hundimiento del Titanic y la primera guerra mundial.

1.2. Breve reseña histórica

El interés de la humanidad por el sonido en el mar se remonta a la antigüedad. Aristóteles y Plinio el Joven se preguntaron si los peses podrían oír. Los pecadores chinos localizaban los cardúmenes con una caña de bambú que a modo de instrumento sumergían por un extremo. En 1687, Isaac Newton escribió sus Principios matemáticos de la filosofía natural, que incluían el primer tratamiento matemático del sonido.

Se considera que el precursor de la investigación de la propagación acústica en el agua es Leonardo da Vinci, que ya a finales del siglo XV sentó las bases para un rudimentario sónar pasivo (basado en la recepción de una señal generada por el objetivo, no un eco). La idea de Leonardo da Vinci, era que, si una persona viaja en un barco y éste se para en mitad del mar, colocando un extremo de un tubo lo suficientemente largo en el agua y acercando el oído al otro extremo, se podrían escuchar barcos distantes.

En 1743, el abad J.A. Nollet realizó una serie de experimentos para resolver una disputa sobre si los sonidos podían viajar a través del agua. Con la cabeza bajo el agua, informó haber oído un disparo de pistola, una campana, un silbato y gritos. También observó que un observador submarino podía oír fácilmente el sonido de un despertador en el agua, pero no en el aire, lo que demostraba claramente que el sonido viaja a través del agua.

Después de 129 años en 1826, se midió la velocidad del sonido en el agua mediante un experimento realizado en el lago Geneva por el físico Daniel Colladon y el matemático Charles François Sturm. Para ello se generaron dos señales simultáneas: un destello luminoso y el sonido de una campana sumergida, y se midió el intervalo de tiempo entre la observación de ambas recepciones. Este experimento permitió estimar la velocidad del sonido en el agua en 1435 m/s para una temperatura de 8ºC. El resultado final se encuentra solamente un 2% por debajo de los valores registrados actualmente, logrados a partir de sofisticados instrumentos de medición.

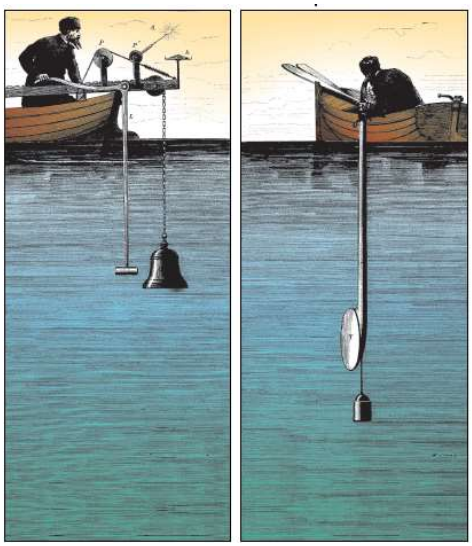


Figura 1.1. Primera medición de la velocidad del sonido en agua (1826)

Dentro del siglo XIX habría que destacar también la contribución que tuvieron los avances en otros campos, como el descubrimiento del efecto de magnetostricción en 1840 por James Joule, y del efecto piezoeléctrico en 1880 por Pierre y Jacques Curie. Estos efectos permitirían generar y detectar ondas acústicas de un contenido espectral específico. En 1877, Lord Rayleigh publica *The Theory of Sound*, sentando las bases teóricas del sonido.

Las primeras aplicaciones prácticas modernas se realizaron a principios de 1900. Debido al aumento del tráfico marítimo, se idearon sistemas que permitieron elevar la seguridad. Un ejemplo fue el de las campanas colocadas debajo de los barcos, de manera que su sonido pudiera ser detectado por receptores instalados en otros barcos. Estos receptores fueron diseñados por Thomas Edison y sus colaboradores para el teléfono, que introducido en una cápsula sumergible se convirtió en el primer hidrófono. Más adelante, se sustituyeron dichas campanas por generadores eléctricos que reproducían tonos y permitían transmitir en código Morse.

Después del hundimiento del transatlántico Titanic (15 de abril del 1912), a partir de los estudios realizados por el físico francés Langevin, fue el punto de partida del sonar. Su profesor (Pierre Curie) había codescubierto la piezoelectricidad, la cual consiste en la capacidad de ciertos cristales, como el cuarzo, para expandirse y contraerse bajo la acción de una excitación eléctrica, generando una deformación de sus caras, resultando una presión que se propaga por el medio. Como efecto inverso, descubrieron que, cuando se deforma una de sus caras por efecto de una presión externa, entre los terminales del cristal aparece una tensión eléctrica proporcional a la magnitud de la presión incidente. Concluyendo: el cristal de cuarzo puede usarse para emitir y recibir ondas acústicas.

La Primera Guerra Mundial motivó a Langevin a utilizar este efecto para desarrollar un sonar ultrasónico. Los cristales de cuarzo se usaron para desarrollar sonares de haz estrecho de alta resolución. Langevin patentó el desarrollo de transductores piezoeléctricos, dando comienzo a ecosondas tales como el echometer de Marconi o el fatómetro. Estos dispositivos se basaban en la emisión de un pulso de presión por medio de un transductor piezoeléctrico y medir el tiempo de regreso del eco generado en el fondo del medio acuoso, y con ello, determinar la profundidad.

El transductor de Langevin (Zimmerman, 2002) estaba compuesto de tres partes (Fig. 1.2); en el centro se encontraban las cerámicas piezoeléctricas que se excitaban con un oscilador senoidal, y dos piezas de acero a cada lado de estas, una llamada contramasa y la otra cabeza. La primera, se trataba de un cilindro metálico posicionado en la parte trasera del elemento activo. El material del cilindro posee alta densidad y actúa como un gran atenuador, capaz de controlar las vibraciones del transductor, absorbiendo la energía que se produce en la parte trasera del elemento activo. De la adaptación de impedancias entre la contramasa y el elemento activo dependía la resolución y la sensibilidad del transductor. La cabeza, consistía de otro cilindro metálico ubicado entre el elemento activo y el medio de transmisión, cuya función es proteger a las cerámicas del entorno y, además, servir de transformador acústico acoplando las impedancias acústicas del elemento activo y el medio.

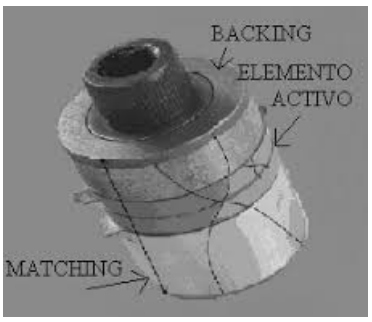


Figura 1.2. Transductor piezoeléctrico de Langevin

Un mes después del hundimiento del Titanic, el meteorólogo inglés Lewis Richardson patentó un sistema capaz de utilizar las virtudes del sonido para detectar objetos. En 1913, el físico alemán Alexander Behm obtuvo otra patente por un resonador. Posteriormente, Reginald Fessenden comenzó, el desarrollo de sonar activo con un dispositivo llamado oscilador Fessenden. Aunque era un transductor y no un oscilador, utilizaba una placa vibratoria

expuesta por un lado al agua de mar y funcionaba por un voltaje aplicado a una bobina electromagnética que se movía en un campo magnético inducido (como un altavoz moderno). Esto creó señales acústicas submarinas en forma de estallidos de tono, y también posibilito la recepción de ecos. La máxima distancia operativa del oscilador de Fessenden fue de prácticamente 4Km (alrededor de 2 millas náuticas).

El 27 de abril de 1914 un iceberg fue detectado bajo el agua a una distancia de 3 km usando osciladores Fresenden (Fresenden, 1916) que operaban a una frecuencia entre 500Hz y 1KHz, instalados en submarinos estadounidenses. Probablemente este fua la primera aplicación práctica de transductores electroacústicas bajo la superficie del mar.

Los ensayos marinos comenzaron en 1914, demostrando la posibilidad de las comunicaciones submarinas y la detección de iceberg. Los experimentos de detección de submarinos se realizaron en 1917, y la Marina de los Estados Unidos comenzó a instalar osciladores Fessenden para la comunicación en los submarinos nuevos en 1918. Los sonómetros comerciales de Fessenden se empezaron a utilizar en 1924. El oscilador de Fessenden podía usase también para enviar y recibir código Morse.

La participación británica en la Primera Guerra Mundial fue mucho mayor que la de los Estados Unidos. Albert Beaumont Wood (Wood, 1965) había entrado en acústica submarina en 1915 y trabajó con Langevin en Francia, pero desarrollaron sus propias ideas de transductores de piezoelectricos para los primeros sonares.

El comienzo de la Primera Guerra Mundial motivó el progreso en el terreno de la acústica submarina. En 1915 y con la necesidad de detectar submarinos; los británicos, franceses y rusos comenzaron a realizar investigaciones sobre el empleo del sonido. La mayoría de las flotas comenzaron a utilizar arreglos de hidrófonos que permitían detectarlos simplemente escuchando el sonido que estos irradiaban.

Los esfuerzos de George Washington Pierce en electrónica apoyaron en gran medida los avances en acústica subacuática. Pierce sirvió en la Estación Experimental Naval en New London, CT, durante la Primera Guerra Mundial y desarrolló circuitos de sonar, incluyendo “compensadores” de retardo de fase, para permitir a un oyente binaural determinar la dirección a partir de una señal de dos o más sensores externos en su propia nave. Más tarde, aprovechó la tecnología de las válvulas de vacío y desarrolló muchas ideas rentables, incluyendo el famoso oscilador Pierce, que sigue siendo importante en la actualidad. También fue un pionero en transductores magnetorestrictivos. Estos dispositivos utilizaban el sonido generado por la expansión y contracción de ciertos metales cuando están expuestos a campos electromagnéticos alternos, un proceso que también permite la recepción de señales La primera Guerra Mundial motivó a Langevin a utilizar este efecto para desarrollar un sonar ultrasónico (frecuencias superiores a 20KHz). La guerra terminó antes de que se vieran en servicio, pero Langevin fue capaz de demostrar el denominado tiempo de transito del eco para detección submarina y búsqueda de profundidades.

En 1919 se publica el que se considera el primer artículo de investigación sobre acústica subacuática. El autor fue H. Liechte, (Liechte, 1919), estudiaba la influencia de capas horizontales de distinta temperatura en la propagación de las ondas acústicas.

Con el final de la I Guerra mundial, se comenzó a entender los principios fundamentales de la propagación del sonido. Liechte descubrió la refracción de las ondas acústicas en el agua, debido a la variación de la velocidad del sonido con la profundidad. Así, las sondas comenzaron a comercializarse, siendo utilizados para evitar que los buques llegaran a zonas poco profundas.

Durante la década de 1920 Estados Unidos desarrolló el método de medición radioacústica para fijar la posición de los barcos de reconocimiento durante las operaciones de estudio hidrográfico detonando un pequeño explosivo en la ubicación del barco, registrando el tiempo que tardaba el sonido resultante de la explosión en llegar a hidrófonos distantes montados en estaciones costeras o a bordo de barcos con tripulación, y transmitiendo por radio la hora de recepción del sonido al barco, lo que permitió a la tripulación tomar decisiones precisas y correcciones de posición mediante triangulación. En 1931, el Coast and Geodetic Survey propuso reemplazar los barcos de estación tripulados por "radiosonoboyas", y puso las nuevas boyas en servicio a partir de julio de 1936. Estas boyas pesaban 320kg, podían ser descargadas o recuperadas por barcos de Coast and Geodetic Survey en cinco minutos, y estaban equipadas con hidrófonos, baterías y transmisores de radio que enviaban automáticamente una señal de radio cuando sus hidrófonos detectaban el sonido de la explosión. Estas radiosonoboyas fueron los antepasados de las sonoboyas que comenzaron a aparecer en la década de 1940.

Las primeras investigaciones aplicadas a organismos vivos se realizaron a principios de la década del 20. Los pioneros en esta disciplina fueron Portier en 1924, obteniendo registros de cardúmenes de arenque y sardina; Kimura en 1929 realizando mediciones acústicas de peces durante 1935 publicando el primer eco-registro de bacalao. El primer batitermógrafo (1935) fue puesto en servicio durante el transcurso de 1938. Media la temperatura y la presión del agua hasta una profundidad de 300m.



Figura 1.3. Primer batitermógrafo

El concepto de torpedo acústico ya existía en la primera guerra mundial pero no era práctico debido a la falta de conocimientos sobre la acústica submarina. En 1933, Alemania estaba desarrollando torpedos acústicos accionados eléctricamente; los torpedos antibuque resultantes, que funcionaban a una profundidad preestablecida, entraron en servicio en submarinos en 1943. La Marina de los Estados Unidos recibió un torpedo antibuque similar, el Mark 28, en 1944. La denominación fue ASW (*anti-submarine warfare*). Los torpedos ASW podían detectar y responder a mayores cambios de profundidad y acimut que los torpedos anti-buque.

Entre 1940 y 1945 se realizaron estudios para determinar el perfil de la velocidad del sonido en función de la profundidad, obteniendo la profundidad del denominado eje del canal sonoro profundo (SOFAR) en los océanos Atlántico y Pacífico. En las experiencias, se realizaron experimentos acústicos subacuáticos con fuentes de disparo explosivo, hidrófonos en la columna de agua y geoteléfonos en el fondo marino poco profundo. Se mejoraron los experimentos acústicos mediante la medición de parámetros oceánicos, como registros batitermógrafos del perfil de la temperatura de los océanos. Realizaron mediciones de aguas poco profundas a lo largo de la Costa Este y estudiaron la propagación de sedimentos y columnas de agua para descubrir y describir características dispersas de pulsos acústicos de banda ancha. El profesor de geofísica Maurice Ewing de la Universidad de Lehigh, tuvo activa participación en esta área. A Ewing se le atribuye primero la predicción y luego las primeras mediciones del canal de sonido de fijación y rango (SOFAR) creado por la disminución de la temperatura y el aumento de la presión con profundidad en el océano profundo

En 1943 se emplearon por primera vez las sonoboyas para la detección de submarinos. Las sonoboyas, con el transcurso del tiempo, se clasificaron en tres categorías: activas, pasivas y especiales.

- Las activas emiten ondas sonoras en el mar y escuchan el eco devuelto, transmitiendo por radio la información recibida a un buque o aeronave.
- Las pasivas no emiten ondas sonoras, sino escuchan los ruidos del océano, retransmitiéndoselos vía radio frecuencia a un buque o aeronave. Esto permite detectar la presencia de ruidos producidos por motores, máquinas o hélices de barcos y submarinos presentes en la zona.
- Las especiales son de varios tipos. Las más utilizadas son la batitermográficas, que toman los datos de temperatura y salinidad del mar en función de la profundidad, lo cual permite calcular las condiciones de propagación del sonido bajo el agua, o las de medida del ruido ambiente. Otras sonoboyas especiales permiten a una aeronave comunicarse con un submarino en inmersión.

En 1945 se desarrolló uno de los primeros sistemas de comunicación subacuática, que se empleaba en submarinos y tenía un alcance de varios kilómetros de distancia. Empleaba una modulación en banda lateral única y un rango de frecuencias entre 8 y 11 kHz.

En la Guerra Fría, a principios de la década de los 50, Frederick Hunt propuso el canal SOFAR, que permitía detectar submarinos a cientos de kilómetros al escuchar el sonido de sus motores. El proyecto final se denominó SOSUS (Sound Surveillance System) y consistió en un conjunto de hidrófonos situados a distintas profundidades cuya información era obtenida y procesada en busca de determinadas frecuencias. La efectividad de este sistema se vio disminuida totalmente debido a que se silenciaron los submarinos.

Al final de los 50´s y principios de los 60´s se distinguió como la era de modernización de instrumental, ya que se dispuso de equipamiento más complejo, como eco-contadores y eco-integradores que permitían determinar la abundancia de peces.

A principios de los 70´s y paralelamente con el progreso de la electrónica, las ecosondas se convirtieron de instrumentos del tipo analógico a digitales y combinaciones de ambos. El

desarrollo del conversor analógico/digital (ADC) permitió digitalizar la señal acústica abriendo de esta manera el camino a una nueva generación de ecosondas, mucho más versátiles.

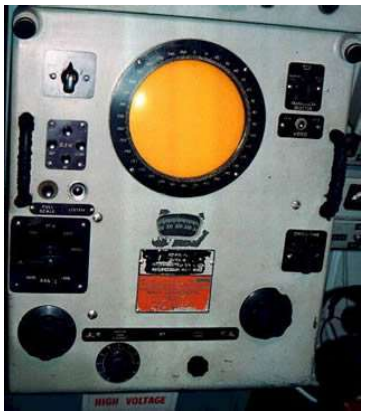


Figura. 1.4. Pantalla de los primeros sonares operativos

A partir de este punto, y más tarde con el desarrollo de la tecnología VLSI (Very-Large-Scale Integration) en *circuitos integrados y la aparición de los DSP* (Digital Signal Processor), se comienza a experimentar con distintas modulaciones, ecualizaciones *y* proceso de corrección de errores que fueron mejorando progresivamente el rendimiento de estos sistemas. Para la detección de submarinos se comenzaron a utilizar herramientas de procesamiento de señales, en especial, técnicas de correlación, convolución y reconocimiento de patrones que permitieron generar bancos de patrones, mejorando notablemente la identificación de los mismos.

A principios de los años 70, C.S. Miller y C.E. Bohman emplearon el salto de frecuencia como medida para disminuir los efectos provocados por el denominado multicamino, utilizando además una modulación en fase combinada con una modulación en frecuencia. De entre todos los efectos presentes, se identificaba al multicamino como la principal dificultad a la hora de establecer una comunicación o la determinación exacta de la fuente de emisión, Fig.1.5.

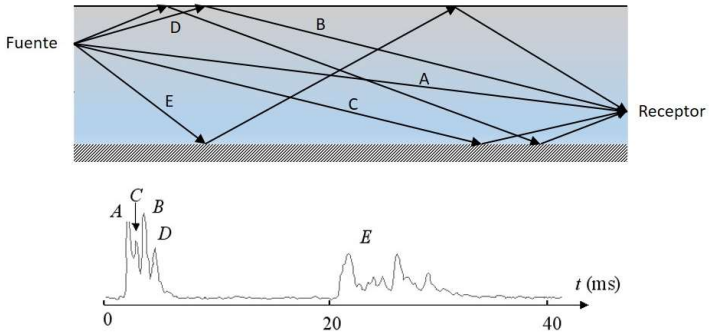


Figura 1.5. Concepto de multicamino

Este efecto es más notable en transmisiones a lo largo del eje de distancias, puesto que aparecen más ecos que en una transmisión en el eje de profundidades. Surge una pregunta: ¿Dónde se encuentra la fuente emisora de sonido?, o ¿Cuál de todas las señales registradas representa al camino directo? En la parte superior de la figura se muestran las trayectorias de

la fuente de emisión y las reflexiones en la superficie, en el fondo y la directa (A). En la parte inferior, las señales demoduladas por el sistema de registro.
Los trabajos de Lovett (1969), Del Grosso (1974), Medwin (1975), Chen-Millero (1977), Munk (1974), y Makenzie (1981), se centraron en el desarrollo de expresiones semi empíricas que permitieron estimar el perfil de velocidad el sonido en función de la profundidad, salinidad, temperatura, pH y latitud.

Las velocidades de transmisión alcanzadas durante la década de 1980 rondaban el kilobit por segundo, en experimentos realizados mediante modulación en frecuencia En la década de los 90 se comienza a generalizar el uso de la modulación en fase en detrimento de la modulación en frecuencia. En 1992, se alcanzan velocidades de 16 kbps en una transmisión a lo largo del eje de profundidades. En 1994 R. Galvin y R.F.W. Coates desarrollan un sistema que alcanza velocidades de 10kbps para una transmisión en el eje de distancias, donde el emisor y el receptor están separados 2km; en el caso de situar el receptor a 900m del emisor, la velocidad de transmisión era de 20kbps. En 1996, el Instituto Oceanográfico de Woods Hole desarrolla un sistema que alcanza cotas de 40kbps para una distancia de 2 km. Los avances en la tecnología de los sistemas de sonar, procesamiento de señales en tiempo real, hidrófonos, arrays, electrónica, comunicaciones encriptadas y satelitales permitieron llegar a la época actual. Como contra parte, los criterios para la reducción de ruido acústico en el diseño de submarinos, mejoraron notablemente, haciendo que los avances de ambas partes continúen por siempre.

1.3. Referencias

Fessenden, H. M. (1916). Dynamo Electric Machinery. US. Patent No. 1.167,366.

Lichte, H. (1919). On the influence of horizontal temperature layers in sea water on the range of underwater sound signals». Physik. Z. 17 (385).

Muir, T. G., Bradley, D. L. (2020). Acústica subacuática: Un breve panorama histórico a través de la Segunda Guerra Mundial. Ingenierías, Julio-Septiembre 2020, Vol. XXIII, No. 88.

Sherman, C. H. Butler, J. L. (2007). Transducers and Arrays for Underwater Sound. Springer.
Urick, Robert J. *Principles of Underwater Sound, 3rd Edition.* New York. McGraw-Hill, 1983.

Wood, A. B. *From the Board of Invention and Research to the Royal Naval Scientific Service*, Journal of the Royal Naval Scientific Service Vol 20, No 4, pp 1–100 (185–284).

Zimmerman, D. (2002). Paul Langevin and the discovery of active sonar orasdic (includes “An account of the research work carried on in France” by Paul Langevin, 1918). The Northern Mariner/Le Marin du Nord 12, 39-52.

Capitulo II

Ondas Elásticas

SUMARIO
2.1. Introducción
2.2. Parámetros de interés en acústica
2.3. Atenuación de las ondas elásticas en medio subacuático
2.4. Cambio de medio. Concepto de Interfaz, reflexión, refracción
2.5 Método de los rayos
2.6. Resumen del capitulo
2.7. Problemas propuestos
2.8. Referencias

2.1. Introducción

Una onda es una perturbación que se propaga a través de un medio. Por lo regular es un medio que se deforma y luego se recupera, o sea un medio elástico. Una perturbación es la interacción de un agente exterior con el medio. El medio puede ser un sólido, un fluido o un gas. Cuando se perturba el medio, se observa que la onda se propaga sin transportar materia, pero si transporta energía. Existen los siguientes tipos de ondas mecánicas: longitudinales, transversales, superficiales y de Lamb:

- *Ondas longitudinales u Ondas P*. Se llaman ondas longitudinales cuando las direcciones de la oscilación de las partículas (v) y de propagación del frente acústico (c) son coincidentes. Es el caso ubicado a la izquierda de la Fig. 2.1, donde el movimiento de las partículas y la propagación del frente acústico son horizontales. Son también llamadas *ondas de presión o compression*, ya que con ellas aparecen esfuerzos de compresión y dilatación. La velocidad de propagación depende del módulo de compresión y de la densidad. Este es el único tipo de ondas que aparecen en medios gaseosos o líquidos.

- *Ondas transversales u Ondas S*. Se llaman así cuando la dirección de oscilación de las partículas es perpendicular a la dirección de propagación del frente acústico (centro de la Fig. 2.1). Las fuerzas que se producen entre las partículas son cortantes, de ahí que a esta onda se le denomine también *ondas de cizalladura*. La velocidad de propagación de este tipo de ondas depende principalmente del medio, si bien no coincide con la de las ondas longitudinales. Los gases y líquidos son prácticamente incapaces de transmitir ondas transversales, ya que sus moléculas apenas ofrecen resistencia a los esfuerzos de cizalla.

- *Ondas superficiales:* Las ondas superficiales o de Rayleigh se propagan solamente por la periferia de los sólidos, mientras que el movimiento de las partículas es perpendicular a la superficie (derecha de la Fig. 2.1). En este sentido, se puede considerar un tipo particular de onda transversal. Las ondas de superficie afectan únicamente a una capa muy reducida del medio por debajo de su periferia. Las deformaciones que se producen son parecidas a las ondas del agua, si bien éstas últimas no son ondas elásticas, sino consecuencia de fuerzas gravitacionales. La velocidad de propagación de las ondas superficiales también depende del medio y no coincide con la de los otros tipos de onda. En este caso, la velocidad de propagación varía con el estado de tensiones de la superficie efecto que se utiliza para estudiar las tensiones remanentes de ciertos materiales después de haber sido sometidos a un proceso de mecanizado o tratamiento térmico.

- *Ondas de Lamb:* Cuando el espesor del medio es muy pequeño, inferior o del mismo orden que la longitud de onda, las ondas de superficie se convierten en otro tipo de ondas llamado ondas de Lamb o *de chapa*. Se conocen dos modos básicos de ondas de Lamb: las *ondas simétricas o de dilatación*, y *las ondas asimétricas o de flexión* (Fig. 2.1 izquierda). Las primeras, se comportan según oscilaciones puramente longitudinales, mientras que las segundas, las ondas son transversales y hacen vibrar la chapa como si fuera a pandeo. La velocidad de propagación de las ondas de Lamb no se puede considerar como una constante del medio, ya que depende del espesor, de la frecuencia, y del tipo de vibración.

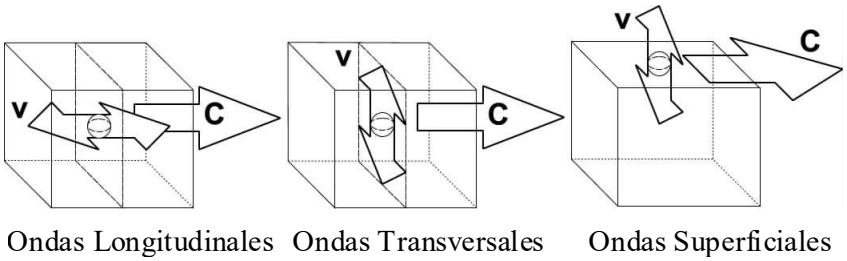


Figura 2.1. Ondas longitudinales, transversales y superficiales



Figura 2.2. Ondas de Lamb

En la Fig. 2.3 se resume lo citado. El pulso o tren de ondas que viaja por el medio lo hace con una cierta velocidad que llamaremos velocidad de fase (Sears, 1980). De acuerdo con el medio, la velocidad de fase puede tomar las siguientes formas de acuerdo al medio donde se propaga:

Gases

$$c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \tag{2.1}$$

Solidos

$$c = \sqrt{\frac{Y}{\rho}} \tag{2.2}$$

Fluidos

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \tag{2.3}$$

donde: c es la velocidad de sonido, R la constante universal de los gases perfectos, T la temperatura en grados Kelvin, M la masa molar, ρ la densidad, ɣ coeficiente de dilatación adiabática, Y el módulo de Young y K módulo de compresión adiabática.

Esta velocidad es una característica del medio y, en general, es constante para un medio dado, independiente de la frecuencia de oscilación.

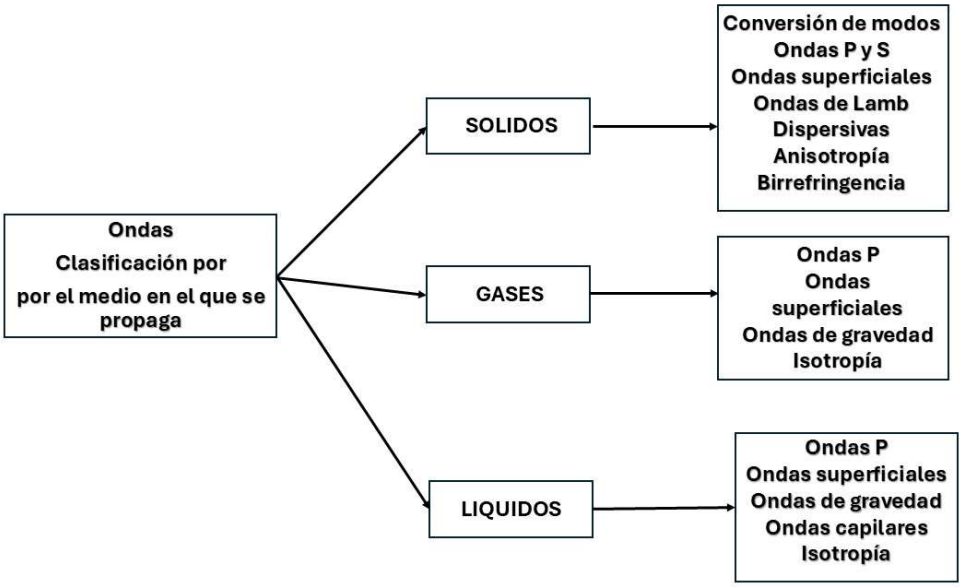


Figura 2.3. Clasificación de las ondas elasticas

En cambio, la velocidad del sonido sufre ligeras variaciones con otras magnitudes físicas, tales como la temperatura, presión (en gases), etc. Como se verá más adelante es conveniente definir la velocidad del sonido en términos de longitud de onda *(λ)* y frecuencia (f):

$$c = \lambda f \tag{2.4}$$

2.2. Parámetros de Interés en acústica

Los parámetros más importantes en la acustica son:

(a) Presión acústica (p) [Kg.m^{-2}]: Es la presión entre las partículas es también oscilatoria (dependiendo de la forma de la excitación), siendo inferior a la normal de equilibrio cuando las partículas tienden a separarse, y superior a ésta cuando tienden a juntarse. Se denomina *amplitud de la presión acústica* a la desviación máxima de la presión relativa al valor de equilibrio. La mayoría de los sistemas de medida acústicos miden este parámetro.

(b) Impedancia acústica (Z) [Kg/m^2]: La impedancia acústica es una medida de la resistencia que opone el medio a la vibración de la onda. Si un medio posee una baja impedancia, sus partículas vibrarán a gran velocidad ante una ligera perturbación, este es por ejemplo, el caso de los gases. Si por el contrario, la impedancia es elevada, el material que está sometido a grandes fuerzas elásticas, requiere mayores presiones acústicas para vibrar, por ejemplo, los aceros. Conviene advertir que la impedancia acústica se opone a la vibración de las partículas, *pero no a la propagación de la onda*. Esto significa que una vez que las partículas comienzan a vibrar, la onda acústica se propaga a la velocidad de ese medio. De acuerdo a la teoría de la acústica, la impedancia acústica se define como:

$$Z = \frac{p}{v} \tag{2.5}$$

donde: p es la presión acústica y v la velocidad con que se produce la variación de presión acústica. La expresión anterior está representando a un modelo de un generador acústico compuesto por un pistón que desplazándose a una velocidad lineal v, ejerce una presión p sobre una carga acústica. De las relaciones entre los modelos eléctricos y mecánicos, se tiene que la tensión eléctrica está relacionada con la fuerza $V \leftrightarrow F$ y la corriente eléctrica con la velocidad $I \leftrightarrow v$, por lo que la impedancia mecánica se define como $Z_m = F/v$. De la misma forma, la relación entre los modelos eléctricos y los acústicos se tiene que, la tensión eléctrica está relacionada con la presión $V \leftrightarrow p$ y la corriente eléctrica con la velocidad $I \leftrightarrow v$, por ello, la impedancia acústica se define como $Z_a = p/v$. La Fig. 2.4 muestra el concepto de impedancia acústica y su analogía con el sistema mecánico y eléctrico. El pistón y el mecanismo de giro, emulan a un generador de presión. Expresando la masa en función de la densidad ρ y operando, obtenemos:

$$Z = \rho c \tag{2.6}$$

Siendo ρ la densidad del medio y **c** la velocidad del sonido. Esta expresión es mucho más sintética y práctica de emplear que el cociente expresado en la Ecu. (2.5). Los medios con elevada impedancia se denominan *acústicamente duros*, en contraste con los *acústicamente blandos*.

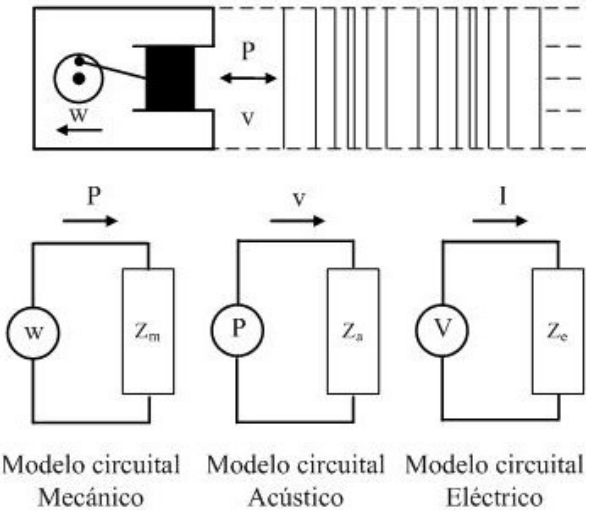


Fig. 2.4. Concepto de Impedancia Acústica.

Cabe señalar que la Ecu. (2.6) es un número complejo. En esta obra por cuestiones de simplicidad se trabajará sólo con el módulo. Existen formulaciones que permiten calcular la velocidad acústica de los diversos tipos de ondas a partir de las constantes elásticas de los materiales (módulo de Young y relación de Poisson). Por nuestra parte, y con ánimo de simplificar, se dice que la velocidad de transmisión de las ondas transversales es aproximadamente la mitad que la de las ondas longitudinales. Por otro lado, las ondas superficiales se propagan a una velocidad ligeramente inferior que la de las ondas transversales. La Tabla 2.I muestra los valores de densidad, velocidad del sonido e impedancia acústica de alguno de medios gaseosos, fluido y solidos, solo con fines de comparación. C_l y C_T representan la velocidad del sonido para ondas longitudinales y transversales, respectivamente.

Medio	P[Kgm^{-3}]*10^3	c_l[m/s]*10^3	c_T[m/s] *10^3	Z[Kgm^{-2}s^{-1}]*10^6
GASEOSO				
Aire	1,2	0,335		0,000398
Oxigeno	1,43	0,43		0,00002
FLUIDO				
Agua de mar	1,00	1,481		1,48
Agua dulce	998	1,50		1,54
SOLIDO				
Aluminio	2,71	6,32	2,2-3,2	17,1

Tabla 2.1. Valores de densidad, velocidad del sonido de las ondas longitudinales, transversales e impedancia acústica de algunos medios

(c) Energía acústica (Ec).[Ws/m^3]. La propagación de una onda se caracteriza por el transporte de energía y no de masa. Partiendo de la definición de energía cinética:

$$Ec = \frac{1}{2}mc^2$$

Reemplazando la masa por la densidad y expresando la energía por unidad de volumen, se obtiene:

$$E_c = \frac{1}{2}\frac{p^2}{Zc}$$

o (2.7)

$$E_c = \frac{1}{2}\frac{p^2}{\rho c^2}$$

Intensidad acústica (I)[W/m^2]: Es la energía acústica presente en la unidad de volumen del medio. Su valor es proporcional al cuadrado de la presión acústica. En efecto, dividiendo la expresión anterior por la unidad de tiempo y expresándola en unida de área, se tiene:

$$I = \frac{1}{2}\frac{p^2}{Z}$$

o (2.8)

$$I = \frac{1}{2}\frac{p^2}{\rho c}$$

De acuerdo a la aplicación específica se trabajará con intensidad o presión acústica.

2.3. Atenuación de las ondas elásticas en medio subacuático

Los procesos que involucran la atenuación son complejos y múltiples dependiendo en principio del estado del medio (gas, liquido, sólido). Atenuación significa perdida de intensidad o de amplitud de exceso de presión cuando la onda se propaga. Si la atenuación es uniforme en el medio donde se propaga la onda es posible caracterizarla por un coeficiente $\propto$. Para el caso de la intensidad al atravesar un medio, la onda pierde energía progresivamente debido a varios factores, como se detalla a continuación.

2.3.2. Atenuación por espacio libre o geométrica

Es la perdida de energía por unidad de volumen (amplitud) que sufre el haz cuando por razones geométricas debe distribuirse en un volumen mayor por el solo hecho de propagarse. En estos casos no hay pérdidas "genuinas" de energía. Por ejemplo, Si una onda esférica se propaga en un medio por el solo hecho de expandirse el frente de onda, su amplitud disminuye en *1/r*, ya que la energía debe distribuirse en un área mayor a medida que se aleja de la fuente. En el caso de ondas de superficie donde el frente de ondas puede ser una circunferencia, la amplitud de la onda disminuye como la *raíz cuadrada de 1/r*.

Si el medio presenta discontinuidades, tales como, inclusiones, precipitados, defectos puntuales, dislocaciones, etc., puede existir scattering (dependiendo de la frecuencia y de las dimensiones del objeto). En estos casos se debe incluir además atenuación por reflexión, transmisión y difracción. La longitud de onda λ de la onda emitida puede ser atenuada si en su trayecto si se interpone un obstáculo de tamaño "a". Si $\lambda \gg a$ la onda se comporta como si no existiera obstáculo, no ve el objeto. Si $\lambda \ll a$ el obstáculo se comporta como otro medio, luego existe una interfaz de separación donde se produce reflexión o refracción. Si $\lambda \approx a$ predomina el scattering generándose nuevas ondas.

2.3.2. Absorción

Los tres mecanismos más importantes de la absorción que ya fueron mencionamos son: **Viscosidad, Conducción térmica y Relajación**. De alguna manera la absorción implica la conversión de energía de la onda elástica a otro modo de energía. Generalmente estos procesos requieren un tiempo para concretarse llamado tiempo de relajación. Los procesos son bastante bien conocidos en fluidos no tanto en los sólidos en donde existe mayor cantidad de mecanismos. La diferencia fundamental entre un sólido y un fluido es que en el sólido los átomos se encuentran próximos y la fuerza de interacción entre ellos es mayor que en los fluidos soportando esfuerzos de corte. Otra propiedad que los distingue a los sólidos es que en general son anisótropos.

- **Viscosidad**

La viscosidad es el proceso equivalente en los fluidos que se corresponde con el esfuerzo de cizalladura en los sólidos. La viscosidad de los fluidos es la responsable de la disipación de energía en forma de calor en el fluido. Son dos las causas que originan esa viscosidad:

1º) las fuerzas de cohesión existentes entre las moléculas, y 2º) el intercambio de cantidad de movimiento debido a la transferencia de moléculas de unos puntos a otros dentro de la vena fluida.

De acuerdo con estos dos factores, pueden explicarse las variaciones de la viscosidad con la temperatura y la presión, para los líquidos y los gases. Señalamos que la viscosidad solo se manifiesta en fluidos en movimiento. Estos fenómenos traen aparejadas perdidas de energía.

Conducción térmica

Termodinámicamente, la propagación de una onda es un proceso adiabático.
Las regiones que en un instante están comprimidas tendrán una temperatura superior a las que están enrarecidas. Luego se dan las condiciones para que tenga lugar una conducción calórica. El flujo de calor depende de la conductividad térmica del medio y de la distancia entre las zonas comprimidas y enrarecidas (media longitud de onda).

Relajación

En 1841 Stokes demostró que como resultado de la viscosidad las ondas elásticas son absorbidas y en 1868 Kirchhoff demostró algo equivalente con la conducción térmica, estos dos mecanismos se los llama clásicos. Fueron verificados experimentalmente en gases y líquidos monoatómicos (argón, xenón, mercurio), sin embargo, en fluidos poliatómicos, (moleculares) la concordancia con los valores clásicos no es buena. Una molécula puede tener varios grados de libertad en sus movimientos, estos pueden ser *externos e internos*. Los externos son tres grados de libertad por molécula y se deben al movimiento de traslación, inherentes de todas las moléculas. La energía de estos se intercambia entre las moléculas por choque en tiempos despreciable. Los grados de libertad internos se deben al movimiento de rotación y/o de vibración de la molécula.

Cuando la absorción es pequeña, es posible que las pérdidas viscosas y por conducción térmica actúen independientemente al producir atenuación en la propagación del sonido, puede estimarse el coeficiente clásico de absorción α (Kinsler et al., 2000), como:

$$\alpha\left[\frac{dB}{Km}\right] = \frac{w^2}{2\rho c^3}\left[\frac{4}{3}\eta + (\gamma - 1)\frac{K}{C_p}\right] \tag{2.9}$$

donde: w es la frecuencia angular (2πf) en rad/s de la onda acústica, ρ la densidad de medio, c la velocidad del sonido (m/s), **η** coeficiente de viscosidad, γ razón de las capacidades caloríficas, k la conductividad térmica del fluido y c_p la capacidad calorífica a presión cte. Como se observa, f está al cuadrado, resultando un parámetro muy restrictivo.

En agua de mar existen componentes de sales disueltas, entre otros, ácido bórico, sulfato de magnesio, además efectos de viscosidad. Sería muy complejo introducirlos en la Ecu. (2.9). Por ello, se toma la frecuencia como componente fundamental de la absorción a partir expresiones semiempiricas. La siguiente expresión (Fisher, Sinnons, 1977), válida para frecuencias entre 100 Hz y 1 MHz,

$$\alpha[\frac{dB}{Km}] = \frac{Af_1 * f^2}{f_1^2 + f^2} + \frac{Bf_2 f^3}{f_1^2 + f^2} + Cf^2 \tag{2.10}$$

donde el primer término es la contribución del ácido bórico, el segundo la del sulfato de magnesio y el tercero la contribución de la viscosidad del agua. f_1 y f_2 frecuencias de relajación del ácido bórico y del sulfato de magnesio. A, B y C la dependencia del PH, la salinidad, la profundidad, la temperatura y la velocidad del sonido. La fig. 2.5 muestra el coeficiente de absorción en dB/km en función de los componentes citados en función de la frecuencia.

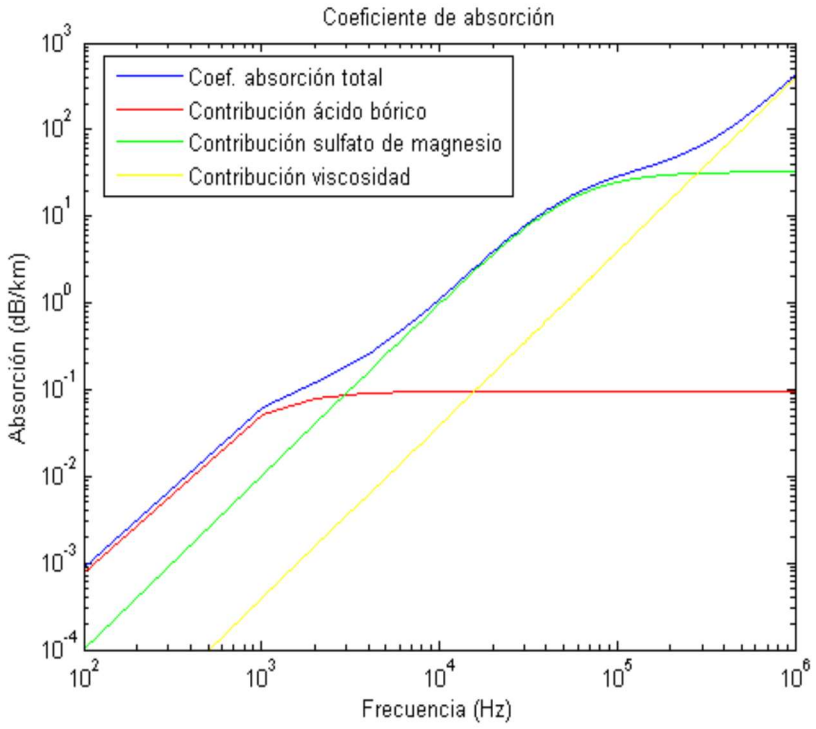


Figura 2.5. Coeficiente de absorción en función de la frecuencia

Una variante de la Ecu. (2.10) es la siguiente (Francois & Garrinson, 1982a y 1982b):

$$\propto \left[\frac{dB}{Km}\right] = \frac{A_1 P_1 f_1 f^2}{f^2+f_1^2} + \frac{A_2 P_2 f_2 f^2}{f^2+f_2^2} + A_3 P_3 f^2 \qquad (2.11)$$

Donde los coeficientes son expresados en función de z profundidad (m); c velocidad del sonido (m/s);T temperatura (°C), S salinidad (partes/1000) y las frecuencias de relajación son f_1 para el ácido bórico y f_2 para el sulfato de magnesio. Entonces, los términos de la expresión, se determinan de la siguiente manera:

$$c\left[\frac{m}{s}\right] = 1412 + 3021T + 1{,}95S + 0{,}0167z$$

Componentes del acido borico en agua de mar

$$A_1\left[\frac{dB}{Km * KHz}\right] = \frac{8.68}{c} * 10^{\langle 0.78pH- \ \rangle}$$

P_1=0

$$f_1[KHz] = 2{,}8\left(\frac{S}{35}\right)^{0{,}5} * 10^{[4-124\ /(273+T)]}$$

Componentes de sulfato de magnesio en agua de mar

$$A_2\left[\frac{dB}{Km * KHz}\right] = 21.44\left(\frac{S}{c}\right)(1 + 0{,}0025T)$$

$$P_2 = 1 - 1{,}37 * 10^{-4}z + 6{,}2 * 10^{-9}z^2$$

$$f_2[KHz] = \frac{8.17 * 10^{|8-1900/(273+T)|}}{1 + 0{,}0018(S - 35)}$$

Componentes de viscosidad en agua pura para agua pura para T≤20°C

$$A_3\left[\frac{dB}{Km * KHz}\right] = 4{,}97 * 10^{-4} - 2{,}59 * 10^{-5}T + 9{,}11 * 10^{-7}T^2 - 1{,}50 * 10^{-8}T^3$$

Componentes de viscosidad en agua pura para agua pura para T>20°C

$$A_3\left[\frac{dB}{Km * KHz}\right] = 3{,}964 * 10^{-4} - 1{,}146 * 10^{-5}T + 1{,}45 * 10^{-7}T^2 - 6{,}5 * 10^{-10}T^3$$

$$P_2 = 1 - 3{,}83 * 10^{-5}z + 4{,}9 * 10^{-5}z^2$$

En la Tabla 2.2 se muestra α en función de la frecuencia para 5, 10 y 15 °C (Waite, 2002) de acuerdo a arriba citado.

α (dB/Km)									
f(KHz)	0.5	1	5	10	20	50	100	200	500
T(°C)									
5	0,02	0,06	0,33	1	3,8	15	30	55	120
10	0,02	0,06	0,29	0,82	3,3	16	35	60	125
15	0,02	0,06	0,26	0,68	2,8	17	40	65	130

Tabla 2.2. α de acuerdo a expresión (2.9)

Finalmente, en la Fig. 2.6 observamos las gráficas de α partir de los datos de la Tabla 2.2. El resumen de lo visto sobre atenuación se muestra en la Fig. 2.7.

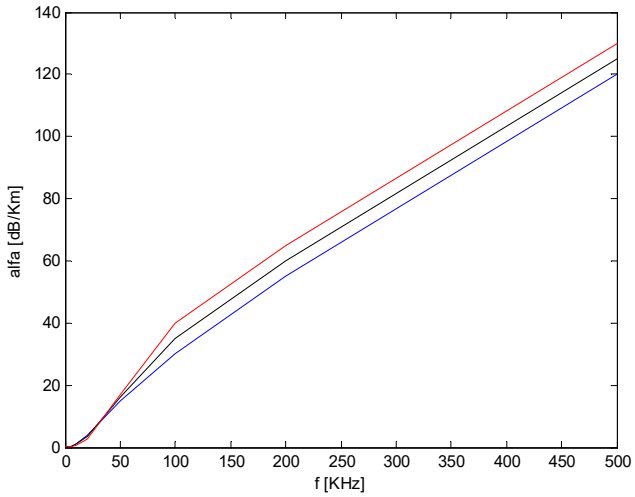


Figura 2.6. α según Tabla 2.2. T= 5°C trazo inferior; T= 10°C trazo medio T=15°C trazo superior

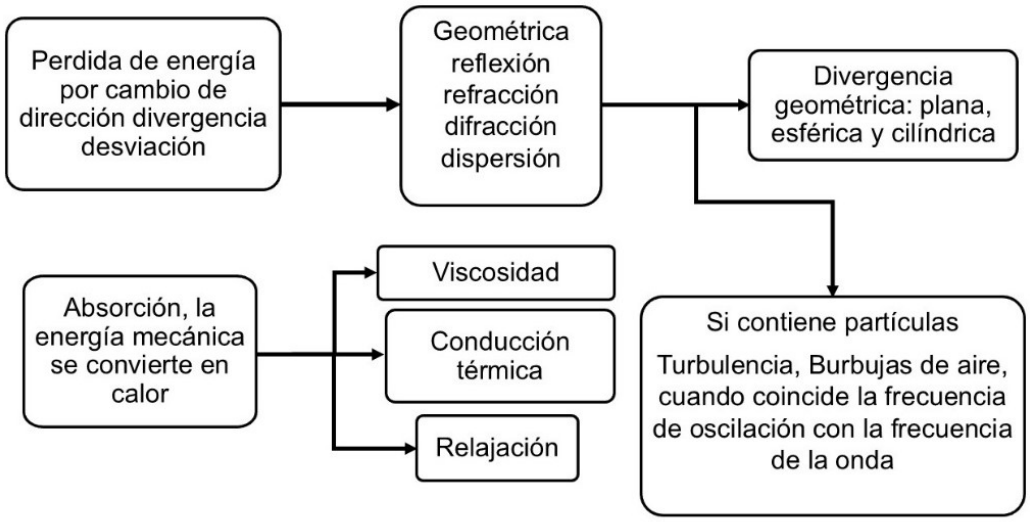


Figura 2.7. Resumen de la atenuación

2.4. Cambio de medio. Concepto de Interfaz, reflexión, refracción

El análisis de las ondas acústicas lo hemos realizado en un espacio infinito, es sólo posible desde un punto de vista teórico, puesto que, en la práctica, todos los medios tienen superficies que los limitan, denominadas *fronteras o interfaces*. En estas superficies la propagación de la onda acústica sufre alteraciones. Esta aparente complicación es, sin embargo, la clave que nos permitirá estudiar y caracterizar el medio por el que viaja la energía acustica.

2.4.1. Concepto de Interfaz

Cuando una onda acústica pasa de una región a otra cercana con diferente impedancia acústica, una parte de la intensidad acústica de la onda incidente es reflejada sobre la superficie límite entre las regiones y el resto continúa como onda transmitida. La onda reflejada sirve de indicador de la posición y forma de la interfaz, mientras que la porción transmitida es un indicador de la profundidad de la región limitada por la interfaz. La Fig. 2.8 muestra el caso donde sólo existe una interfaz y se encuentra perpendicular al frente de onda

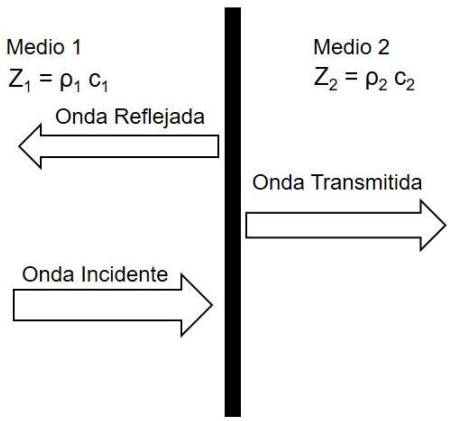


Figura 2.8. Reflexión y transmisión de un frente de ondas planas con incidencia normal sobre una interfaz

La Fig. 2.9 muestra con cierto detalle qué sucede cuando una onda plana incide con un ángulo θi sobre una interfaz entre dos regiones con velocidades de fase diferentes. Como respuesta a la onda incidente sobre la superficie límite, dos ondas adicionales son producidas: una onda reflejada y una onda transmitida. El espacio del frente de onda (longitud de onda) en el medio 1 es λ1, mientas que el espacio del frene de onda a lo largo de la interfaz, esto es, la distancia d, no es igual a λ1. De lo anterior se observa que cuando una onda incidente alcanza una interfaz con un cierto ángulo θ_i, la distancia del frente de onda a lo largo de la superficie límite, deberá ser mayor que λ1. Como se deduce de la Fig. 2.9, por geometría se tiene:

$$d = \frac{\lambda_1}{sen\theta_i} \tag{2.12}$$

La onda reflejada tiene la misma longitud de onda que la incidente por propagarse en el mismo medio, por ello, la distancia d sobre la interfaz es la misma, a partir de lo cual concluimos que el ángulo de reflexión debe ser el mismo que el de incidencia:

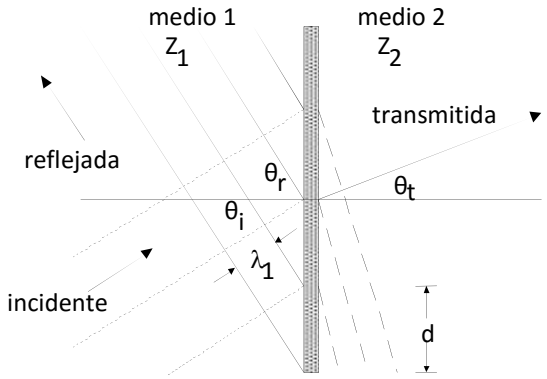


Figura 2.9. Detalle de la reflexión y transmisión de un frente de ondas planas en una interfaz para un ángulo de incidencia θ_i

Por esta razón, se la suele denominar a la reflexión como: *reflexión especular*. La onda transmitida en la figura 2.9 tiene una longitud de onda diferente en el medio 2 que las ondas del medio 1: Esto se debe a que $c_1 \neq c_2$. Ahora surge una pregunta: ¿Cómo se pueden relacionar los ángulos de incidencia y de transmisión con las longitudes de onda y las velocidades de propagación de cada medio? La respuesta en sencilla. Debido a que la separación del frente de onda debe ser la misma, tanto para la onda incidente como transmitida, por la Ecu. (2.12), tenemos:

$$\frac{\lambda_1}{sen\theta_i} = \frac{\lambda_2}{sen\theta_t} \tag{2.13}$$

Por la Ecu. (2.4):

$$\frac{sen\theta_i}{sen\theta_t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{c_1}{c_2} \tag{2.14}$$

Esta ecuación no es más que la conocida ley de Snell aplicada a la óptica y al electromagnetismo. En la Fig. 2.10 se puede observar en forma cualitativa la aplicación de la Ecu. 2.14 manteniendo fijo el ángulo de incidencia. A la izquierda se representa cuando se pasa de un medio rápido a uno más lento. A la derecha, el caso inverso.

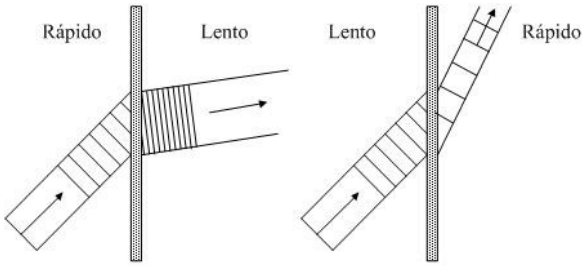


Figura 2.10. Ejemplo cualitativo del empleo de la Ecu. (2.14)
En ambos casos, el ángulo de incidencia θ_i es el mismo

Ejemplo 2.1
Encontrar el ángulo de transmisión θ_t de acuerdo a los siguientes datos:
$\theta_i = 30°$, $c_1 = 1{,}5 \times 10^5$ m/s y $c_2 = 2 \times 10^5$ m/s

Del enunciado tenemos que la velocidad medio 2 es mayor que la del medio 1, por ello, el ángulo de transmisión deberá ser mayor que el de incidencia. A partir de la expresión (2.14):

$$\frac{sen\theta_i}{sen\theta_t} = \frac{c_1}{c_2}$$

despejando θ_t

$$\theta_t = sen^{-1}\left[\frac{c_2}{c_1} sen\theta_i\right]$$

reemplazando los datos del enunciado

$$\theta_t = sen^{-1}\left[\frac{2}{1{,}5} sen30^{\circ}\right] = 41{,}8^{\circ}$$

por lo que: $\theta_t > \theta_i$, corroborando la hipótesis.

2.4.2. Coeficientes de Reflexión y Transmisión
2.4.2.1. Incidencia Oblicua a la Interfaz
A continuación, estudiaremos la incidencia a la interfaz para un ángulo cualquiera y demostraremos que, a partir del resultado obtenido, la incidencia normal a la interfaz es un caso particular del primero. La Fig. 2.11 muestra el modelo sobre el que trabajaremos.

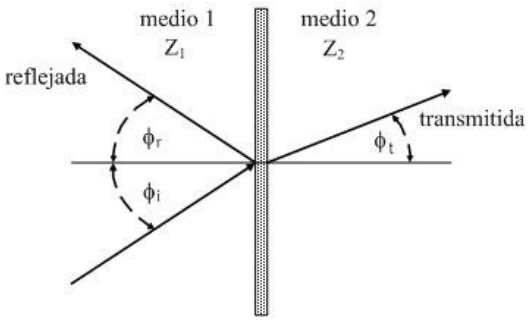


Figura 2.11. Modelo de reflexión y transmisión de un frente de ondas planas que incide en forma oblicua a la interfaz

Debido a que las presiones de cada onda actúan en todas direcciones, y dado que la superficie límite en sí, no proporciona ninguna resistencia, la presión neta sobre el lado izquierdo de la superficie límite debe ser igual a la presión neta sobre el lado derecho de la misma superficie limite, es decir:

$$P_i + P_r = P_t \tag{2.15}$$

Además, se necesita que las componentes netas perpendiculares de las velocidades de las partículas, sobre el lado izquierdo de la superficie límite, deben ser iguales a las componentes perpendiculares sobre el lado derecho de la misma, esto es:

$$v_i cos\theta_i - v_r cos\theta_r = v_t cos\theta_t \tag{2.16}$$

Realizando el cociente entre las expresiones (2.15) y (2.16), y expresando la relación en función de las impedancias acústicas de los dos medios:

$$\frac{Z_1(P_i + P_r)}{P_i cos\theta_i - P_r cos\theta_r} = \frac{Z_2}{cos\theta_t}$$

Agrupando los términos que contienen π y p_t, realizando el cociente entre ellos y teniendo en cuenta 1+R=T, arribamos a las expresiones de los coeficientes de reflexión R_p y transmisión T_p para incidencia oblicua:

$$R_p = \frac{Z_2/cos\theta_t - Z_1/cos\theta_i}{Z_2/cos\theta_t + Z_1/cos\theta_i} \tag{2.17a}$$

$$T_p = \frac{2Z_2/cos\theta_i}{Z_2/cos\theta_t + Z_1/cos\theta_i} \tag{2.17b}$$

Ejemplo 2.2

Una onda de presión acústica atraviesa una interfaz formada por el medio 1 con aire (Z_1= 415), el medio 2 con oxígeno (Z_2 = 453). Si el ángulo de incidencia y el ángulo de transmisión son 9,24º y 10º respectivamente. ¿Cuál es el valor de los coeficientes de reflexión y transmisión?
De la Ecu (2.17a):

$$R_p = \frac{453/cos10 - 415/cos9{,}24}{453/cos10 + 415/cos9{,}24} = 0{,}045$$

De la Ecu (2.17b):

$$R_p = \frac{2 \cdot 453/cos9{,}24}{453/cos10 + 415/cos9{,}24} = 1{,}042$$

2.4.2.2. Incidencia Normal a la Interfaz

Cuando el ángulo de incidencia a la interfaz es cero estamos ante el caso de incidencia normal, caso particular de incidencia oblicua. La Fig. 2.8 muestra el modelo para esta

situación. Si en las ecuaciones del apartado anterior, hacemos θi = θr = θt = 0, obtenemos a partir de la Ecu. (2.17), el coeficiente de reflexión de presión:

$$R_p = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \tag{2.18}$$

Para obtener el coeficiente de transmisión de presión partimos de la ecuación de continuidad de las presiones sobre la interfaz. Sacando factor común p_i, tenemos:

$$1 + \frac{P_r}{P_i} = \frac{P_t}{P_i} \tag{2.19}$$

Por definición de los coeficientes de reflexión y transmisión de presión, 1+R=T, entonces:

$$T = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \tag{2.20}$$

Esta expresiòn pudo haberse obtenido de la Ecu (2.17b) para el caso de $\cos\theta_i = \cos\theta_t = 1$ (incidencia normal)

Los coeficientes de reflexión y transmisión de intensidad, esto es, R_i y T_i, se definen como:

$$R_i = \frac{I_r}{I_i} = \frac{P_r^2}{P_i^2} = R^2 \tag{2.21}$$

$$T_i = \frac{Z_1}{Z_2}\frac{P_t^2}{P_i^2} = \frac{Z_1}{Z_2}T^2 \tag{2.22}$$

Operando, se arriba a

$$R_i = \frac{(Z_2 - Z_1)^2}{(Z_2 + Z_1)^2} \tag{2.23}$$

$$T_i = \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \tag{2.24}$$

Con las expresiones (2.18), (2.20), (2023) y (2.24) tenemos caracterizada la incidencia normal para la mayoría de los casos prácticos. Ahora surge una pregunta: ¿Cómo se interpreta la magnitud (adimensional) de estos coeficientes? La respuesta es la siguiente:

En primer lugar, la presión acústica reflejada será de la misma amplitud, cualquiera que sea el lado sobre el cual incide la onda. Ahora bien, si $Z_2 > Z_1$, la onda incidente y la reflejada tendrán la misma fase, pero si $Z_2 < Z_1$ la onda de presión reflejada sufrirá un desfasaje de 180º. Por otro lado, la onda de presión que atraviesa la interfaz tendrá la misma fase que la onda incidente, y su valor varía de manera importante dependiendo el sentido en que se realice la transmisión, de forma que si $Z_2 > Z_1$, la presión de la onda reflejada será superior a la presión de la onda incidente y, en cambio, si $Z_2 < Z_1$ la onda de presión reflejada será de menor amplitud que la incidente.

Ejemplo 2.3

Una onda de presión acústica atraviesa una interfaz formada por el medio 1 con agua (Z_1 = 1,5), el medio 2 con acero (Z_2 = 45), y sale por una segunda interfaz, acero – agua (ver Fig. 2.12). Si la amplitud de la presión de la onda incidente es 100, ¿cuál es balance de presiones? La onda *i*ncidente de amplitud P_1=100 llega a la primera cara del acero y se producen dos ondas: la onda *r*eflejada y la onda transmitida. Por las expresiones (2.18) y (2.20) tenemos que los coeficientes de reflexión y transmisión de presión sobre la primera interfaz, son:

$$R_p = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{45 - 1{,}5}{45 + 1{,}5} = 0{,}93$$

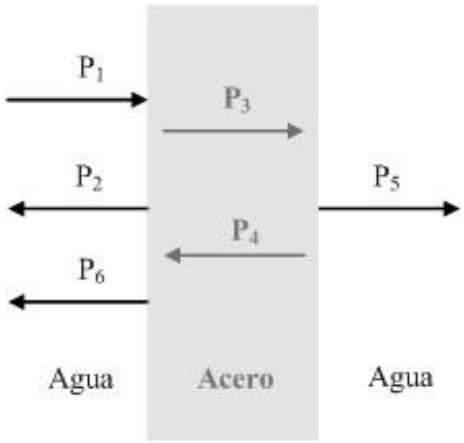


Figura 2.12. Balance de presiones del ejemplo 2.3

$$T_p = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} = \frac{2 * 45}{45 + 1{,}5} = 1{,}94$$

En consecuencia, las ondas de presión reflejadas y transmitidas, toman los siguientes valores:

$$P_1 = P_1 \cdot R_1 = 100 \cdot 0{,}93 = 93$$
$$P_2 = P_1 \cdot T_1 = 100 \cdot 1{,}94 = 193$$

Cuando la onda de presión P_3 encuentra la segunda interfaz (acero – agua) se vuelve a repetir el proceso: una onda reflejada de presión P_4 y una onda transmitida de presión P_5. Repitiendo el procedimiento de cálculo, obtenemos:

$$P_4 = 193\frac{(-43{,}5)}{46{,}5} = -180$$
$$P_5 = 193\frac{3}{46{,}5} = 12$$

donde: el signo negativo indica que la fase de la onda se ha invertido Este proceso se repite de forma continuada.

Ejemplo 2.4
Supongamos el caso de tener una interfaz agua–hielo. ¿Se produce onda de presión reflejada al incidir sobre ella una onda de presión acústica? Aparentemente la respuesta es trivial: no. Sin embargo, la realidad es muy distinta. Las impedancias acústicas del agua y del hielo son:

$$Z_{agua} = 1{,}5 \cdot 10^6 \frac{Kg}{m^2 s}$$
$$Z_{hiel} = 2{,}95 \cdot 10^6 \frac{Kg}{m^2 s}$$

El coeficiente de reflexión de presión arroja el siguiente resultado:

$$R_p = \frac{2{,}95 - 1{,}5}{2{,}95 + 1{,}5} \cong 0{,}33$$

Por lo tanto el 33% de la presión incidente se refleja hacia la fuente que la produce, porcentaje suficientemente alto para detectar el cambio de medio. En el caso de agua de mar, la impedancia acústica del hielo (iceberg) es considerablemente mayor. Si en la primera década del siglo XX se hubiera contado con la tecnología adecuada, la historia del transatlántico Titanic hubiera sido muy diferente!!!

Ejemplo 2.5
Es conocido que una de las aplicaciones más importante del sonar, es su empleo para la detección de bancos de peces. Ahora bien, la impedancia acústica del tejido del pez es similar a la del agua. La pregunta es inmediata: ¿Cómo es posible la detección de peces? El sonar no detecta al pez en sí, lo que detecta es el aire en el interior de su vejiga natatoria. Para verificar esta aseveración, calculemos el coeficiente de reflexión de presión para una interfaz agua – aire, sabiendo que las respectivas impedancias acústicas son:

$$Z_{agua} = 1{,}5 \cdot 10^6 \frac{Kg}{m^2 s}$$

$$Z_{aire} = 428 \frac{Kg}{m^2 s}$$

por lo que:
$$R_p = \frac{428 - 1{,}5 \cdot 10^6}{428 + 1{,}5 \cdot 10^6} \cong -0{,}99$$

A partir de este resultado tenemos que el 99% de la presión incidente se refleja en la interfaz. El efecto es similar a arrojar sobre una pared, una pelota de ping pong!!!

2.4.3. Análisis de interfaces con Incidencia Oblicua
Antes de describir las interfaces con incidencia oblicua, debemos determinar cuáles de las posibles, interesan en nuestro estudio respecto da la propagación de las ondas acústicas en medio oceánico. La Tabla 2.2 muestra las posibles interfaces. Por razones obvias, se descartan los casos 1, 2, 3, 7 y 9.
Fluido a gaseoso: El frente de onda que viaja por el interior del medio acuoso se encuentra con la atmósfera.

Caso	Medio 1	Medio 2	Interfaz
1	Gaseoso	Gaseoso	
2	Gaseoso	Fluido	
3	Gaseoso	Sólido	
4	Fluido	Gaseoso	AGUA ATMOSFERA
5	Fluido	Fluido	AGUA-AGUA
6	Fluido	Solido	AGUA-FONDO DE MAR
7	Sólido	Gaseoso	
8	Sólido	Fluido	FONDO DE MAR-AGUA
9	Sólido	Sólido	

Tabla 2.2. Casos de interfaces e importancia

Fluido a fluido: El frente de onda que viaja por el interior del medio acuoso con una cierta velocidad, se encuentra con una capa de agua que impone una velocidad mayor o menor.

Fluido a sólido: El frente de onda que viaja por el interior del medio acuoso se encuentra con el fondo marino.

Solido a fluido: El frente de onda que viaja por el interior del del fondo marino, retorna al medio acuoso.

2.4.3.1. Incidencia Oblicua medio fluido a medio gaseoso

Este es el caso más simple pues la impedancia acústica del agua es mucho mayor que la del aire, en consecuencia, el frente de onda se refleja totalmente hacia el interior del agua. El ángulo de reflexión dependerá del ángulo de incidencia y de variaciones de la interfaz debida al movimiento del agua, es decir, de las olas. En el próximo capítulo estudiaremos con más profundidad este tema.

2.4.3.2. Incidencia Oblicua medio fluido a medio fluido

En este apartado estudiaremos la incidencia oblicua para el caso particular en el cual los medios separados por la interfaz, son fluidos o medios en los que no se observan efectos de corte. El trabajo consistirá en encontrar la forma de los coeficientes de reflexión y transmisión de presión, en función del ángulo de incidencia de la onda incidente y de las velocidades de fase en el medios 1 y 2. Por la Ecu. (2.13) conocemos la relación entre los ángulos de incidencia y de reflexión, respecto a las velocidades de fase en los dos medios separados por la interfaz:

$$\frac{sen\theta_i}{sen\theta_t} = \frac{c_1}{c_2} \tag{2.21}$$

Además, por continuidad de las presiones y velocidades Ecu.(2.14) y Ecu.(2.15), debe cumplirse simultáneamente sobre la interfaz:

$$\begin{gathered} 1 + R_p = T_p \\ \nu_t cos\theta_t = \nu_i cos\theta_i - \nu_r cos\theta_r \end{gathered} \tag{2.22}$$

Si en la ecuación de continuidad de velocidades reemplazamos la velocidad por la impedancia acústica de cada medio, hacemos $\theta_r = \theta_i$ y operamos algebraicamente, de forma de dejar en el primer miembro el cociente de los cosenos, tenemos:

$$\frac{Z_1}{Z_2}\frac{cos\theta_t}{cos\theta_i} = \frac{P_i}{P_t} - \frac{P_r}{P_t} \tag{2.23}$$

Los coeficientes de reflexión y transmisión están dados en función de P_i y P_t por ello, debemos eliminar P_r, Multiplicando ambos miembros de (2.27) por T_p y simplificando, arribamos a:

$$1 - R_p = \frac{Z_1}{Z_2}\frac{\cos\theta_t}{\cos\theta_i}T_p \tag{2.24}$$

La eliminación de T_p la hacemos en dos pasos: primero, lo despejamos de la expresión anterior, luego, lo reemplazamos en la Ecu (2.22), sacamos factor común Z_2 y después de operar, obtenemos:

$$R_p = \frac{\frac{Z_2}{Z_1} - \frac{cos\theta_t}{cos\theta_i}}{\frac{Z_2}{Z_1} + \frac{cos\theta_t}{cos\theta_i}} \tag{2.25}$$

Ahora estamos en condiciones de relacionar R_p con la ley de Snell. En función de la igualdad trigonométrica entre el seno y coseno de un ángulo:

$\cos\alpha = \sqrt{1 - sen^2\alpha}$

es inmediato que el término $cos\theta_t$ se expresa:

$$cos\theta_t = \sqrt{1 - sen^2\theta_t} \tag{2.26}$$

Si de la ecuación (2.14) despejamos el $sen\theta_t$

$$sen\theta_t = \frac{c_2}{c_1}sen\theta_i \tag{2.27}$$

y reemplazándolo en la (2.26), obtenemos:

$$cos\theta_i = \sqrt{1 - \left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 sen^2\theta_t} \tag{2.28}$$

Dependiendo de la relación entre c_2 y c_1 pueden darse tres casos. Antes de analizar las variantes es necesario recordar el denominado ángulo crítico. Se define ***ángulo crítico*** como:

$$sen\theta_c = \frac{c_1}{c_2} \tag{2.29}$$

que representa el ángulo de incidencia para el cual el ángulo de transmisión es de 90º. De acuerdo con la magnitud de C1 y C2, pueden darse tres casos:

1. $c_1 > c_2$

Aquí, el ángulo de transmisión además de ser real es menor que el ángulo de incidencia. En el medio 2 el ángulo de transmisión se inclina hacia la normal, tal como lo indica la Fig. 2.13.

2. $c_1 < c_2$ y $\theta_i < \theta_c$

El ángulo de transmisión es real y mayor que el ángulo de incidencia (se aleja de la normal), tal como lo muestra la Fig. 2.14a.

3. $c_1 < c_2$ y $\theta_i > \theta_c$

El ángulo de transmisión es imaginario y la onda incidente es totalmente reflejada (ver Fig. 2.14b).

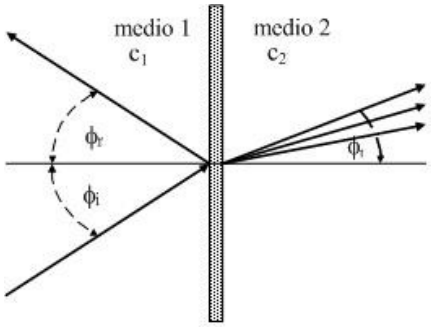


Figura 2.13. Angulo de transmisión para el caso $c_1 > c_2$

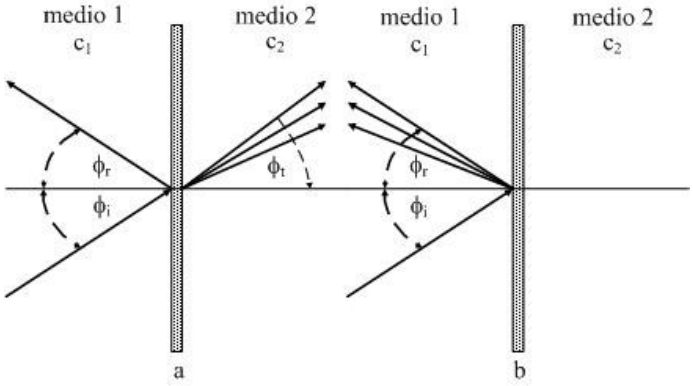


Figura 2.14. Angulo de transmisión para la condición $\theta_i > \theta_c$ (a)
y $c_1 < c_2$: $\theta_i < \theta_c$ (b)

2.4.3.3. Incidencia Oblicua medio fluido a medio sólido

Hasta el momento hemos trabajado únicamente con ondas longitudinales debido a que, los líquidos y los gases no soportan esfuerzos de corte. Cuando el medio 1 o el medio 2 o ambos es un sólido, además de propagarse ondas longitudinales, se propagan las transversales y según sea el caso, aparece un nuevo concepto denominado: ***cambio de modo***.

Esto significa que una onda longitudinal puede convertirse en transversal y viceversa. La Ecu. (2.21) que proporciona relación entre el medio 1 y el medio 2, la podemos volver a escribir:

$$\frac{sen\theta_i}{c_1} = \frac{sen\theta_t}{c_2} \tag{2.30}$$

Ahora bien, debido a que tenemos en juego ondas longitudinales y transversales, para que la expresión anterior cubra todos los posibles casos (como veremos a continuación), deberá

ser escrita de la siguiente forma. No es más que la ley de Snell generalizada (Veca et al., 2019):

$$\frac{sen\theta_{L,1}}{c_{L,1}} = \frac{sen\theta_{T,1}}{c_{T,1}} = \frac{sen\theta_{L,2}}{c_{L,2}} = \frac{sen\theta_{T,2}}{c_{T,2}} \tag{2.31}$$

donde los subíndices L, T y 1, 2, representan onda longitudinal, transversal, medio 1, medio 2, respectivamente. Esta representación simplificará el siguiente análisis.

Caso I: Medio 1 fluido, medio 2 sólido
En el medio 1 sólo pueden propagarse ondas longitudinales y en el medio 2 ambas, por ello, el segundo miembro de la Ecu. (2.31) debe eliminarse, quedando:

$$\frac{sen\theta_{L,1}}{c_{L,1}} = \frac{sen\theta_{L,2}}{c_{L,2}} = \frac{sen\theta_{T,2}}{c_{T,2}} \tag{2.32}$$

Para simplificar el análisis, trabajemos por partes:

- Reflexión y Transmisión de las ondas longitudinales

Como en el mismo medio debe cumplirse $\theta_r = \theta_i$, la onda longitudinal se reflejará con un ángulo $\theta_{L,1}$. De la expresión (2.31),

$$sen\theta_{L,2} = \frac{c_{L,2}}{c_{L,1}} sen\theta_{L,1} \tag{2.33}$$

Debido a que $c_{L,2} > c_{L,1}$, $\theta_{L,2} > \theta_{L,1}$ en relación al cociente de velocidades:

- Transmisión de las ondas longitudinales

Eliminando en la Ecu. (2.32) el término de la onda longitudinal transmitida y operando, queda:

$$sen\theta_{T,2} = \frac{c_{T,2}}{c_{L,1}} sen\theta_{L,1} \tag{2.34}$$

Si bien la velocidad de propagación es mayor en los sólidos que en los fluidos, la velocidad de una onda transversal es menor que su homóloga longitudinal. En consecuencia, $\theta_{T,2}$ se incrementará cuando se incremente $\theta_{L,1}$, pero con una pendiente menor que para la onda longitudinal. En la Fig. (2.15) se muestra este caso. A fin de evitar confusiones en la lectura de las figuras, a las ondas transversales se las dibujará con líneas entrecortadas.

Ejemplo 2.6
El medio 1 es agua y el medio 2 aluminio. Suponiendo que el ángulo de incidencia es tal, que se encuentra por debajo del ángulo crítico, determinar para las ondas longitudinales y transversales los ángulos de reflexión y transmisión, según corresponda. A partir de las velocidades de propagación y de las expresiones (2.33) y (2.34), se tiene:

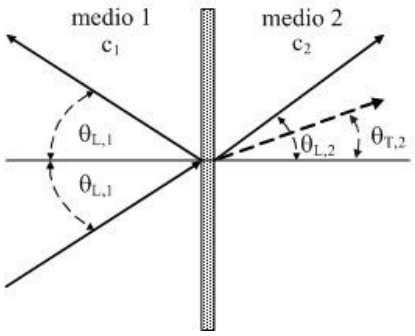


Figura 2.15. Incidencia oblicua: medio 1 líquido, medio 2 sólido

$$sen\theta_{L,2} = \frac{6300}{1500} sen\theta_{L,1} = 4 * sen\theta_{L,1}$$

$$sen\theta_{T,2} = \frac{3300}{1500} sen\theta_{L,1} = 2{,}2 * sen\theta_{L,1}$$

La relación:

$$\frac{sen\theta_{T,2}}{sen\theta_{L,2}} = 0{,}55$$

Verificándose lo arriba expuesto.

2.4.3.4. Incidencia Oblicua medio solido a medio fluido

Caso II: Medio 1 sólido, medio 2 fluido

Por lo visto, sabemos que en el medio 2 no existirán ondas transversales. El procedimiento es el mismo que en el caso anterior; partimos de la expresión general (2.31), eliminando el término que contiene las ondas transversales transmitidas:

$$\frac{sen\theta_{L,1}}{c_{L,1}} = \frac{sen\theta_{T,1}}{c_{T,1}} = \frac{sen\theta_{L,2}}{c_{L,2}} \tag{2.35}$$

- Reflexión y Transmisión de las ondas longitudinales

Para la reflexión de las ondas longitudinales sigue cumpliéndose el mismo principio, el ángulo de reflexión es el de incidencia. Para obtener el ángulo de transmisión, trabajamos con el primero y último miembro de la ecuación anterior, obteniendo:

$$sen\theta_{L,2} = \frac{c_{L,2}}{c_{L,1}} sen\theta_{L,1} \tag{2.36}$$

Ahora, $c_{L,2} < c_{L,1}$, por lo tanto, el seno del ángulo con el que se transmitirán las ondas longitudinales, será inferior en $\frac{c_{L,2}}{c_{L,1}}$ al seno del ángulo de incidencia.

- Reflexión de las ondas transversales

Para este caso, trabajamos con el primero y segundo miembro de la ecuación (2.35), despejando,

$$sen\theta_{T,1} = \frac{c_{T,1}}{c_{L,1}} sen\theta_{L,1} \tag{2.37}$$

Como se cumple que $c_{T,1} < c_{L,1}$ para un mismo ángulo de incidencia, las ondas transversales se reflejarán con un ángulo menor que las longitudinales. La Fig. 2.16, pone de manifiesto lo visto.

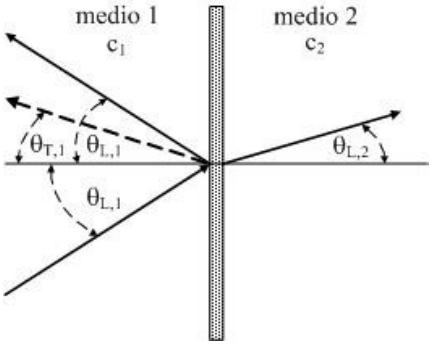


Figura 2.16. Incidencia oblicua: medio 1 sólido, medio 2 fluido

Este caso es muy importante ya que, como veremos en el próximo capítulo, la variación de la velocidad del sonido con la profundidad se determina en capas paralelas. Cada capa es caracterizada por su impedancia acústica. Se trata del cásico tema de óptica cuando se estudia la refacción en láminas delgadas. En la Fig. 2.17 muestra un frente de onda que se propaga en el medio 1 e incide sobre la interfaz 1-2 con una presión P_i y un ángulo θ1. Como resultado, se genera una transmisión en el medio 2 que se propaga e incide en el medio 3 con una presión P_1, generándose a su vez una reflexión hacia la capa 1 (P_3) y una transmisión en el medio 3 (P_3) y así sucesivamente, generándose P_4, P_5 y P_6. El balance de presiones en función de los coeficientes de reflexión y transmisión, es:

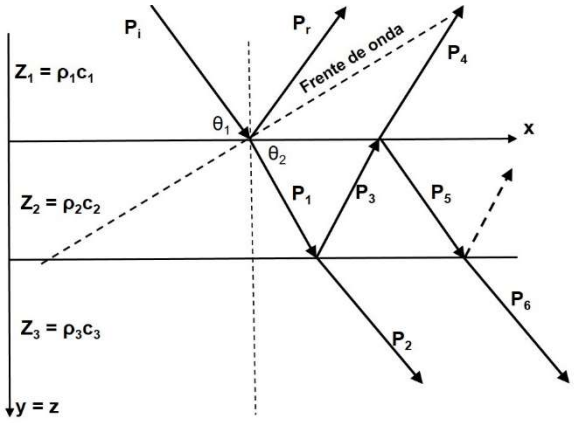


Figura 2.17. Reflexión y transmisión en capas paralelas

$P_1=P_iT_{12}$

$P_2= P_iT_{12}T_{13}$ $\qquad$ $P_2= P_1T_{13}$

$P_3=P_1T_{12}R_{32}$ $\qquad$ $P_3= P_1R_{32}$

$P_4=P_1T_{12}R_{32}T_{21}$ $P_4= P_3T_{21}$
$P_5=P_1T_{12}R_{32}R_{21}$ $P_5= P_3R_{21}$
$P_6=P_1T_{12}R_{32}R_{21}T_{23}$ $P_6= P_3T_{23}$

Conociendo P_i, θ_1, Z_1, Z_2 y Z_3 pueden determinase los respectivos coeficientes de reflexión y transmisión, a partir de las expresiones (2.17a) y (.17b).

2.5. Método de los Rayos

En este modelo se menciona que la energía de una onda puede concentrarse en trayectorias claramente definidas, por lo que es posible considerar rayos en lugar de ondas. Esto es válido siempre que la amplitud de la onda y la velocidad del sonido no varíen considerablemente a lo largo de una longitud de onda (Suzuki, 1992). En este apartado se estudian básicamente los efectos de refracción de los rayos sonoros en medios donde la velocidad del sonido varía con la profundidad, pero con un comportamiento constante en diferentes capas horizontales a lo largo de toda la columna de agua. Además, se considera que la reflexión es de tipo especular, por lo que la pérdida de energía es mínima. En tales circunstancias es conveniente pensar en rayos y no en ondas. Se puede definir un rayo como una línea que en que todos los lados es perpendicular a las superficies de fase constante. La trayectoria de un rayo en un medio cuando varía la velocidad con una coordenada se puede encontrar por medio de la ley de Snell, Fig. 2.18:

$$\frac{1}{c_1} seni_1 = \frac{1}{c_2} seni_2 = \cdots \frac{1}{c_n} seni_n \tag{2.38}$$

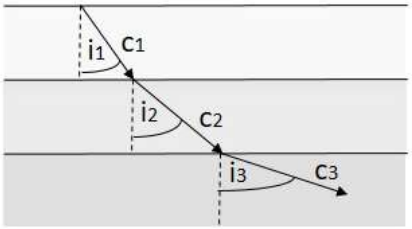


Figura 2.18. Capas horizontales con $c_1<c_2<c_3$

Esta expresión puede ser escrita de diversas maneras:

$$\frac{1}{c} sen\, i = m\, sen\, i = p = const$$

como

$$sen\, i = \cos\left(\frac{\pi}{2} - i\right) = \cos\theta$$

$$\frac{seni}{c} = \frac{\cos\theta}{c} = m\cos\theta \tag{2.39}$$

Un aplicación interesante que se da en acústica submarina y en acústica sísmica, es donde la velocidad depende solo de la profundidad z, luego $c = f(z)$. En este caso el rayo describe semicircunferencias, como veremos a continuación. Si la fuente se localiza en la capa superior, a medida que penetra se encuentra con capas de mayor velocidad hasta que llega a $i = 90°$, ese punto es llamado de retorno. Podemos imaginar capas infinitamente pequeñas en donde la velocidad cambia punto a punto. Una vez que conocemos la

variación de la velocidad con la profundidad y si el perfil es complicado, usualmente se simplifica, para analizarlos separándolos en segmentos, cada uno lo suficientemente corto como para que el gradiente de velocidad se constante. Consideremos el caso de la Fig. 2.19.

$$z_1 = R - Rcos\theta_1 \quad z_2 = R - Rcos\theta_2$$

$$\Delta z = R(cos\theta_1 - cos\theta_2) \tag{2.40}$$

Como el gradiente (g) de velocidad es constante, siendo:

$$g = \frac{c_2 - c_1}{\Delta z} \tag{2.41}$$

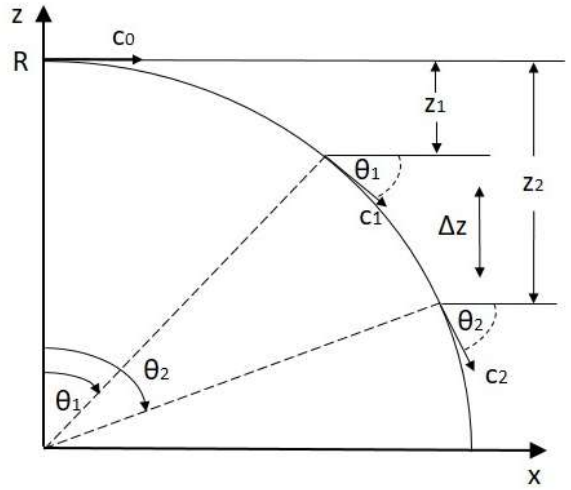


Figura 2.19. Diagrama para derivar la relación entre g y R

Tratamos de hallar R
Si $\theta_1 = 0$ y $c_1 = c_0$, tomando el centro de curvatura del círculo a profundo, tal que $c_2 = 0$ y $\theta_2 = \frac{\pi}{2}$ queda, Δz queda:

$$\Delta z = R = \frac{-c_0}{g}$$

Los rayos que nos interesan son los casi horizontales, luego la ley de Snell se puede escribir

$$\frac{cos\theta}{c} = \frac{1}{c_0}$$

por lo tanto

$$R = -\frac{c_0}{g\ \cos\theta} \tag{2.42}$$

Si repetimos el razonamiento realizado con la expresión anterior $\Delta z = R(cos\theta_1 - cos\theta_2)$ pero, para el eje x se llega a la distancia horizontal que recorre el rayo sobre ese eje (Fig. 2.20), llamada Δx, cuando viaja una distancia Δz

$$\Delta x = R(sen\ \theta_2 - sen\ \theta_1)$$

Luego

$$\frac{\Delta z}{\Delta x} = \frac{(cos\theta_1 - cos\theta_2)}{(sen\ \theta_2 - sen\ \theta_1)}$$

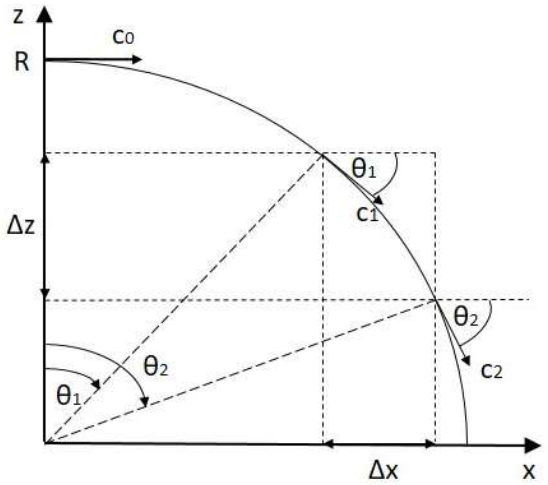


Figura 2.20.Relación Δz/Δx

Aplicando las identidades seno-coseno, se obtiene:

$$= \frac{2sen\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right) sen\left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right)}{2cos\left(\frac{\theta_2 + \theta_1}{2}\right) sen\left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right)}$$

$$= \frac{sen\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)}{cos\left(\frac{\theta_2 + \theta_1}{2}\right)} = \text{tg}\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right)$$

Por tanto

$$\Delta x = \Delta z\ cotg\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right) \qquad (2.43)$$

- Una variación en la velocidad del sonido con la profundidad es un gradiente vertical de velocidad. La magnitud de este gradiente es el cambio en velocidad dividido por el cambio en la dimensión lineal. La curvatura del rayo está relacionada directamente con el gradiente de velocidad.

- Si la velocidad del sonido se incrementa con la profundidad, se dice que el gradiente es positivo. *Esto produce una curvatura ascendente hacia la zona de menor velocidad del sonido*.

- Si la velocidad del sonido decrece con la profundidad, se dice que el gradiente es negativo. *Esto produce una curvatura descendente hacia la zona de menor velocidad.*
- Si la velocidad del sonido es la misma en todos los puntos (existe una capa de velocidad constante), *el sonido viaja en líneas rectas*.

2.5.1. Ecuación del rayo

Cuando una onda atraviesa la superficie de separación de dos medios de distinto velocidad se cumple la ley de Snell de refracción (izquierda Fig. 2.21):

$$\frac{1}{c_0} sen\theta_0 = \frac{1}{c_n} sen\theta_n \tag{2.44}$$

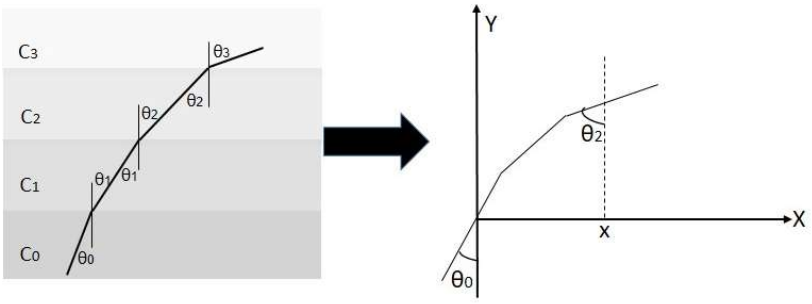


Figura 2.21. Onda que atraviesa capas de distinta velocidad

En este caso, de acuerdo a la parte derecha de la Fig. 2.21, c_n representa una recta con ordenada al origen que, es este caso, puede escribirse como:

$$c_0 + gy \tag{2.45}$$

Entonces, la ley de Snell queda:

$$\frac{1}{c_0} sen\theta_0 = \frac{1}{c_0 + gy} sen\theta \tag{2.46}$$

Tratamos de encontrar en el plano (x, y) la trayectoria del rayo. Al variar g el rayo describe una curva, la pendiente de la recta tangente dx/dy, que es igual a:

$$tg\theta = \frac{dx}{dy} = \frac{sen\theta}{\sqrt{1 - sen^2\theta}}$$

Reemplazando $sen\theta = \frac{c_0 + gy}{c_0} sen\theta_0$, se llega a:

$$\frac{dx}{dy} = \frac{(c_0 + gy) sen\theta_0}{\sqrt{{c_0}^2 - [(c_0 + gy) sen\,\theta]}}$$

Integrando y agrupando los términos de x e y, se obtiene:

$$\left(x - \frac{c_0}{g tg\theta_0}\right)^2 + \left(y - \frac{c_0}{g}\right)^2 = \left(\frac{c_0}{g sen\theta_0}\right)^2 \tag{2.47}$$

Como observamos, tiene la forma $(x\text{-}x_c)^2 + (y\text{-}y_c)^2 = r^2$, que representa a una circunferencia. El radio es:

$$R = \frac{c_0}{g \sin \theta_0} \tag{2.48}$$

R es igual a la Ecu. (2.42) y las coordenadas del centro son

$$x_c = \frac{c_0}{g \operatorname{tg} \theta_0}$$
$$y_c = -\frac{c_0}{g} \tag{2.49}$$

La Fig. 2.22 muestra la gráfica de los parámetros expresados por las ecuaciones anteriores. Vemos en todos los casos que la trayectoria depende del ángulo inicial y del gradiente g de incremento (o decremento) de la velocidad del sonido en el agua con la profundidad. También observamos que y_c no depende del ángulo.

Distancia máxima y altura máxima
Distancia máxima
La distancia máxima x_{max} es donde y=0, entonces la Ecu. (2.47) queda:

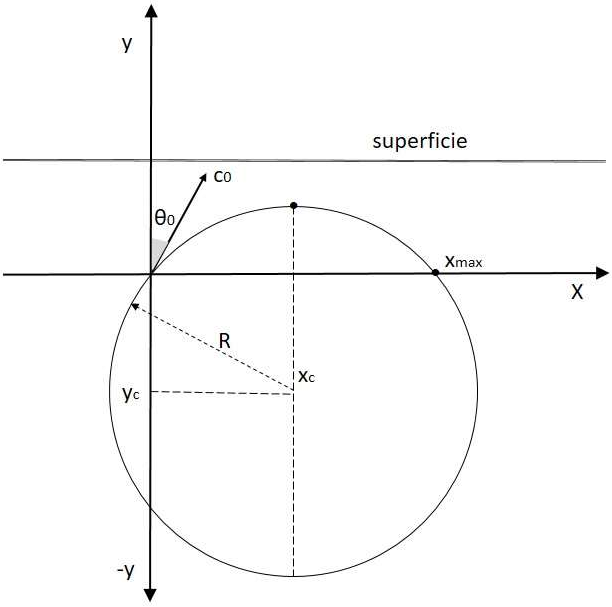


Figura 2.22. θ_0, c_0, x_c, y_c, x_{mac}, y_{max}

$$\left(x_{max} - \frac{c_0 cos\theta_0}{g sen\theta_0}\right)^2 + \left(\frac{c_0}{g}\right)^2 = \left(\frac{c_0}{g sen\theta_0}\right)^2$$
$$x_{max}^2 - 2\frac{c_0 cos\theta_0}{g \operatorname{sen} \theta_0} x_{max} = 0$$

$$x_{max} = 2\frac{c_0 cos\theta_0}{g \operatorname{sen} \theta_0} \tag{2.50}$$

Altura máxima
Haciendo el mismo procedimiento
La altura máxima, y_{max} la hallamos colocando en la $x=x_{max}/2$ e $y=y_{max}$, obteniendo:

$$y_{max} = \frac{c_0}{g}\left(\frac{1}{\sin\theta_0} - 1\right) \tag{2.51}$$

Ejemplo 2.7
Calcular R, y_c, x_c, x_{max}, y_{max}, sabiendo que: c_0=1500 m/s, g=0.2 s^{-1}, para θ_0=60°y θ_0=30°.
a- Para θ_0=60°.
Por la Ecu. 2.47):

$$R = \frac{1500\ m/s}{0.2\ \frac{1}{s}0.866} = 8.660\ m$$

x_c y y_c por las expresión (2.48):

$$x_c = \frac{\frac{1500\ m}{s}}{0.2\frac{1}{s}0.866} = 4.333\ m$$

$$y_c = -\frac{\frac{1500m}{s}}{0.2\frac{1}{s}} = -7.500\ m$$

Usando las expresiones (2.49) y (2.50), obtenemos:

$$x_{max} = 2\frac{\frac{1500\ m}{s}}{0.5\frac{1}{s}1.732} = 8.660\ m$$

$$y_{max} = \frac{1500\ m/s}{0.5\frac{1}{s}}\left(\frac{1}{0.866} - 1\right) = 1.160\ m$$

b- Repitiendo para θ_0=30°, se llega a:
R=6000 m, x_c=5196m, y_c es el mismo ya que no depende del ángulo, x_{max}=25.980 m y_{max}=7500 m.

Con la finalidad de simplificar el cálculo, a continuación se muestra el código de simulación.

```
function [R,xc,yc,xmax,ymax] = ecu_rayo(co,g,tita)
%Conversión de grados a radianes
tita=alfa*pi/180
%Radio
R=co/(g*sin(tita));
%Coordenadas del centro
yc=-co/g; xc=abs(co*cos(tita)/(g*sin(tita)));
%Distancia máxima y altura maxima
xmax=abs(2*co*cos(tita)/(g*sin(tita)));
ymax=(co/g)*(1/sin(tita)-1);
end
```

Figura 2.23. Código de simulación para obtener R,xc,yc,xmax,ymax

Es importante observar xc y xmax (líneas 7 y 9). Se toma el valor absoluto ya que, a diferencia de la geometría analítica, en esta aplicación, el eje de las abscisas siempre es positivo.

Para simular la circunferencia completa e incluir en la misma grafica ymax y la distancia xmax, a continuación se muestra el respectivo código.

```
function [] = graf_cir(xc,yc,R,ymax)
%Interseccion circulo con ymax.
%Generaciòn de la circunferencia
teta=linspace(0,2*pi);
x=R*cos(teta)+xc;
y=R*sin(teta)+yc;
%Factor x, y para centrar la circunferencia en el gráfico
x=x+3000; y=y-500;
%--------------------------------
%generaiòn de la recta x para la profundidad de ymax
prof_fuente=ymax*ones(1,max(size(x)));
%Factor para completar la grafica de prof_fuente
fac=100; xx=(1:max(size(x))); xx=fac*xx;
%--------------------------------
figure(1);plot(x,y,'k--'); axis equal;xlabel('Distancia horizontal [m]'); ylabel('Profundidad [m]')
hold on;plot(xx,prof_fuente,'k'); hold off
%-------------------------------------
figure(2);plot(x,y,'k--'); axis equal; xlabel('Distancia horizontal [m]'); ylabel('Profundidad [m]')
hold on; plot(xx,prof_fuente,'k');
%Acotacion de la grafica
axis([2000 8000 -2000 0]); hold off
end
```

Figura 2.24. Código de simulación para obtener la gráfica completa

Comentarios del código

Las líneas teta=linspace(0,2*pi), x=R*cos(teta)+xc, y=R*sin(teta)+yc generan una circunferencia con centro en xc e yc en ambiente Matlab. Los factores x e y sirven para que la circunferencia, además de estar centrada, ocupe todo el espacio de la figura. fac es un factor de escala necesario para que la recta de x_{max} tenga la longitud necesaria en el entorno de la gráfica. *Estos factores dependerán de cada caso en particular.*

Ejemplo 2.8

Obtener el resultado grafico para g=0.4 s^{-1}, c_o = 1.500 m/s y θo=60°

1- Obtener R, xc, yc, y_{max}

Usando [R,xc,yc,xmax,ymax] = ecu_rayo(c_o,g,tita)

[R,xc,yc,xmax,ymax] = ecu_rayo(1500,0.4,60), se tiene:

R=4330 m, xc=2165 m, yc=-3750 m, x_{max}=4330 m, y_{max}=-580 m

2- Obtener la grafica

graf_cir(2165,-3750,4330,-580)

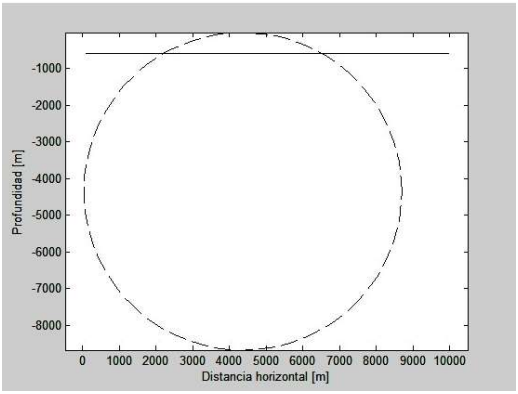


Figura 2.25. Resultado de la simulación ejemplo 2.8

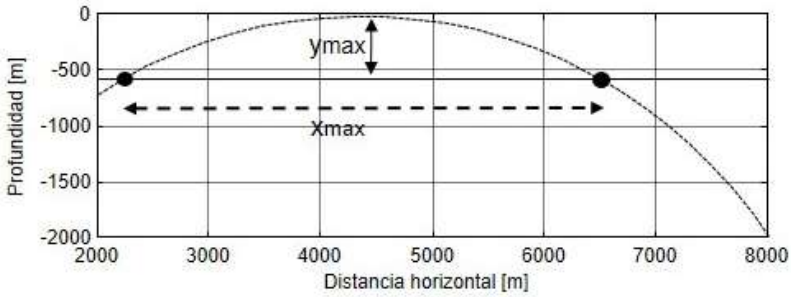


Figura 2.26. Ampliación de la zona intersección de la circunferencia con la recta de x_{max}

Ejemplo 2.9

Para θo=30° manteniendo los mismos valores de c_o y g del ejemplo anterior, obtener la gráfica resultante.

[R,xc,yc,xmax,ymax] = ecu_rayo(co,g,tita)
[R,xc,yc,xmax,ymax] = ecu_rayo(1500,0.4,30), se obtiene

R=7500 m, xc=6495 m, yc=-3750 m, ymax=-3750 m,
graf_cir(xc,yc,R,ymax)
graf_cir(6495,-3750,7500,-3750)

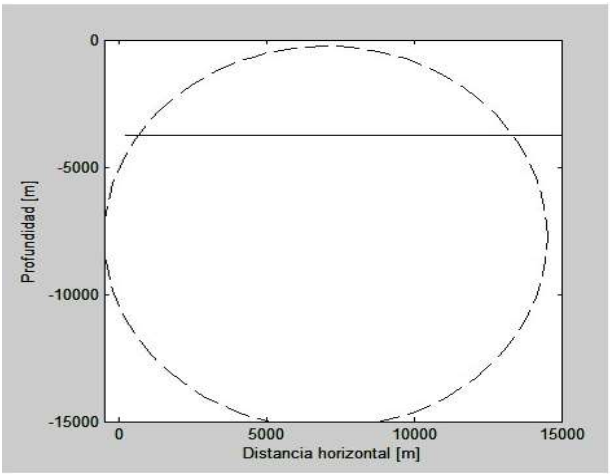


Figura 2.27. Resultado completo de la simulación ejemplo 2.9

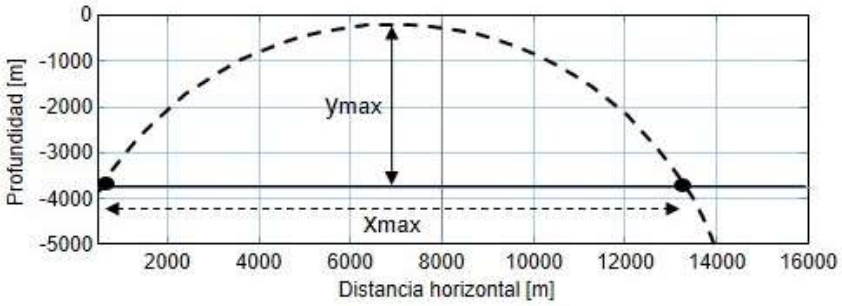


Figura 2.28. Ampliación de la zona circunferencia con la recta de x_{max}

La function graf_cir usada, tiene dos inconvenientes: se necesitan factores de centrado que varian según el caso. Se debería eliminar el trazado de la circunferencia fuera de los límites de interés. Con la finalidad de palear estos inconvenientes, se propone el siguiente código.

```
function [x,y] = graf_1cir(xc,yc,R,g)
%Grafico de 1 arco de circunferencia
%Si g<0, g en el argumento de entrada es -1, en caso contrario 1
xmax=2*xc;
x=1:10:xmax;
y=sqrt(R^2-(x-xc).^2)-abs(yc);
   if g>0
    y=-y;
    figure(1);plot(x,y,'k')
    xlabel('Rango [m]')
    ylabel('Profundidad [m]')
else
    y=y-max(y);
   figure(1);plot(x,y,'k')
   xlabel('Rango [m]')
   ylabel('Profundidad [m]')
end
end
```

Figura 2.29. Reemplaza al código de la Fig. 2.24

Ejemplo 2.10

Tenemos un gradiente de velocidad en una capa de agua de $100m$, como el que se muestra en la Fig. 2.30, el mínimo de velocidad en el eje del canal sonoro que se encuentra a 20 m de profundidad, es de 1.840 m/s y el ángulo de disparo θ_0 = 90°. Calcular la distancia horizontal que recorre un rayo para llegar a la posición de velocidad mínima. Partimos de la ecuación (2.44):

$y_c = R$

como en este caso θ_0 es $90°$, xc = 0, por lo tanto

$$(x)^2 + (y - R)^2 = R^2 = x^2 + y^2 - 2yR - R^2$$

$$x^2 = -y^2 + 2yR$$

$$x = \sqrt{-y^2 + 2yR}$$

Dado que y<<<x, se tiene,

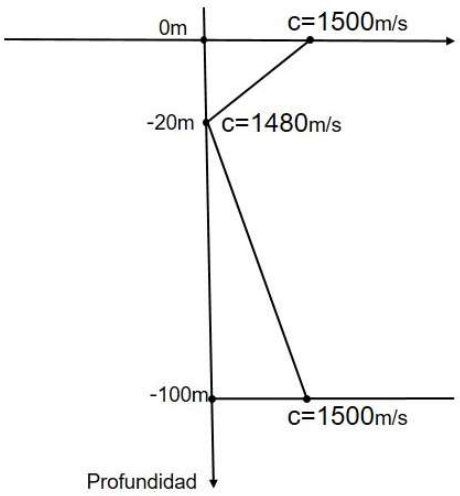


Figura 2.30. Perfil de velocidad

$$x = \sqrt{2yR} = \sqrt{\frac{2yc_0}{g}}$$

$$g = \frac{1480 - 1500}{20} = -1s^{-1}$$

Tomando el valor absoluto de g y reemplazando los valores en la raíz:

$$x = \sqrt{2 * 20\,m \frac{1500\,m/s}{1\,{}^{1}/_{s}}} = 246\,m$$

El rayo corta al eje x =246 m

Despejando y de:

$$x = \sqrt{\frac{2yc_0}{g}} \rightarrow y = -\frac{x^2}{2 * c_0} = -\frac{x^2}{3.000}$$

Ahora calculemos el ángulo con que se atraviesa el eje del canal, recordando la Ecu. (2.48):

$$y = xtg\left(\frac{\theta_1+\theta_2}{2}\right) \therefore \frac{y}{x} = tg\left(\frac{\theta_1+\theta_2}{2}\right) \Longrightarrow \frac{20\,m}{246{,}81\,m} = 8{,}1033 \times 10^{-2}$$

$$\frac{0+\theta_2}{2} = arctg(8{,}103 \times 10^{-2}) \Longrightarrow \theta_2 = 0{,}161rad. \Longrightarrow 9{,}61°$$

El resultado obtenido se muestra en la Fig. 2.31.

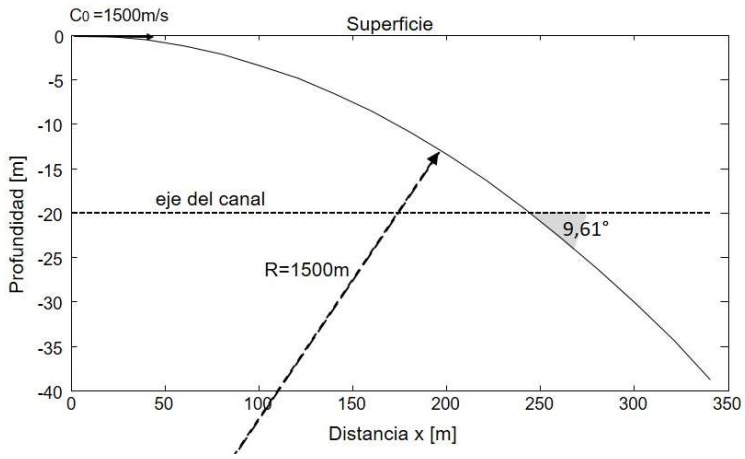


Figura 2.31. Trayectoria y ángulo con que el rayo atraviesa el canal

Ejemplo 2.11
Repetir el ejemplo 2.8 teniendo en cuenta que el ángulo disparo es de θ_1 = 9,27°mayor que θ_0. En este caso el ángulo se incidencia es $\theta=\theta_0+\theta_1$=99,27° con gradiente g = (1500-1480)/80=0,25. Usando la function ecu_rayo:
[R,xc,yc,xmax,ymax] = ecu_rayo(co,g,tita)
[R,xc,yc,xmax,ymax] = ecu_rayo(1500,.25,99.27)
Obtenemos: R=5983m, xc=976,8m, yc=5962m

Los puntos donde el rayo corta al eje x sobre la superficie y sobre el eje del canal x se obtienen a partir de la ecuación general de una circunferencia, es decir:

$$(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 = R^2$$

$$x_{sup} = \sqrt{R^2 - (-y_c)^2} - x_c = \sqrt{6.000^2 - (-5.962)^2} + 976.8 = 2019\, m$$

Haciendo el mismo procedimiento, teniendo en cuenta el eje del canal, se obtiene el valor del eje x donde el rayo lo corta:

$$x_{eje} = \sqrt{R^2 - (-y_c)^2} - x_c = \sqrt{6.000^2 - (-20 - 5.962)^2} + 976.8 = 1899\, m$$

Los valores obtenidos en ecu_rayo se ingresan en graf_1cir(xc,yc,R,g), donde para este caso graf_1cir(979,6000,6079,1). La Fig. 2.32 muestra el resultado de la simulación.

2.5.2. Variante de la ecuación del rayo

La Ecu. (2.47) y las que se deprenden de ella, presentan el inconveniente para el caso en el que el ángulo de emisión de la fuente acústica es cero o muy cercanos a cero. Para solucionar este problema se replantea el análisis a partir de la Ecu. (2.42), como sigue a continuación. La velocidad del sonido en función de la profundidad, está dada por:

$$c(z) = c_0 + gz \tag{2.46}$$

donde c_0 es la velocidad del sonido a z=0 y g el gradiente de velocidad. La ley de Snell a lo largo del rayo de sonido

$$\frac{\cos\theta(z)}{c(z)} = \frac{\cos\theta_0}{c_0} = \frac{1}{c_c} = constante \tag{2.47}$$

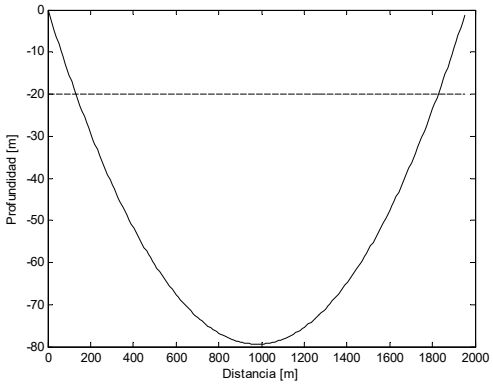


Figura 2.32 Trayectorias de la onda para en ejemplo 2.11

Para el caso donde el rayo de sonido es horizontal, z=0 y $\theta_0 = 0$, la velocidad del sonido es c_0. Derivando las expresiones (2.46) y (2.47) respecto de z, se tiene:

$$dc = gdz \; y \; dc = -c_0 sen\theta d\theta \tag{2.48}$$

Entonces:

$$dz = \frac{-c_0 sen\theta}{g} d\theta \tag{2.49}$$

La Fig. 2.33 muestra un arco de círculo de radio R de acuerdo con lo visto. De ella se desprende que:

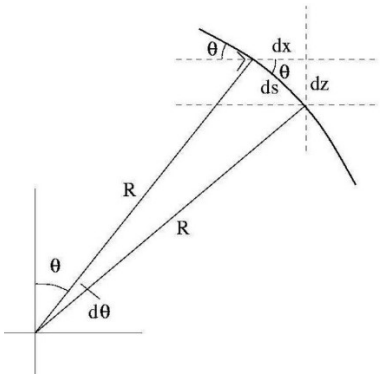


Figura 2.33. Esquema para encontrar R

$$sen\theta = \frac{dz}{ds} = \frac{dz}{Rd\theta}$$

o

$$dz = Rsen\theta d\theta \tag{2.50}$$

comparando las dos últimas ecuaciones (2.49) y (2.50) se obtiene:

$$R = -\frac{c_0}{g} = -\frac{c(z)}{gcos\theta(z)} \tag{2.51}$$

Expresión similar a la Ecu.(2.42) pero en función del coseno de θ(z).

- Cuando g<0, R>0, refracción del rayo hacia abajo
- Cuando g>, R<0, refracción del rayo hacia arriba.

Considerando ahora la Fig. 2.34, se tiene además dx=Rcosθdθ y se obtendrán las siguientes expresiones para el caso de g<0.

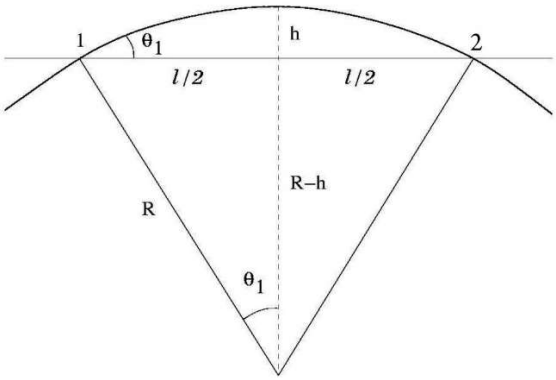


Figura 2.34. Análisis para g<0

En la posición 1 el ángulo que forma con la horizontal y la velocidad del sonido es θ1 y c1 respectivamente. La máxima altura de h está dada por:

$$cos\theta_1 = \frac{R-h}{R}$$

por lo tanto,

$$h = R(1 - cos\theta_1) \tag{2.52}$$

La cuerda l se obtiene a partir de senθ₁=l/2R, entonces

$$l = 2Rsen\theta_1 \tag{2.53}$$

A continuación consideraremos dos puntos arbitrarios 2 y 3 sobre el círculo de la Fig. 2.35, entonces, por lo visto:

$$\Delta z = \int_{\theta_2}^{\theta_3} dz = \int_{\theta_2}^{\theta_3} Rsen\theta d\theta = R(cos\theta_2 - cos\theta_3) \tag{2.54}$$

y

$$\Delta x = \int_{\theta_2}^{\theta_3} dx = \int_{\theta_2}^{\theta_3} Rcos\theta d\theta = R(se_{\ 3} - sen\theta_2) \tag{2.55}$$

donde $\Delta z = \frac{c_3 - c_2}{g}$

Una forma alternativa para obtener x_{max} es a partir de los puntos 1 y 2 del arco de circunferencia en la Fig.2.34 Por geometría analítica, se tiene:

$$x_{max} = 2\sqrt{2Rh - h^2} \tag{2.56}$$

En los próximos capítulos, en vez de h se utilizará Z, esto es, la profundidad del canal. Como se verá más adelante, a x_{max} se lo denominará distancia de salto, distancia a la cual se repetirá el proceso de propagación.

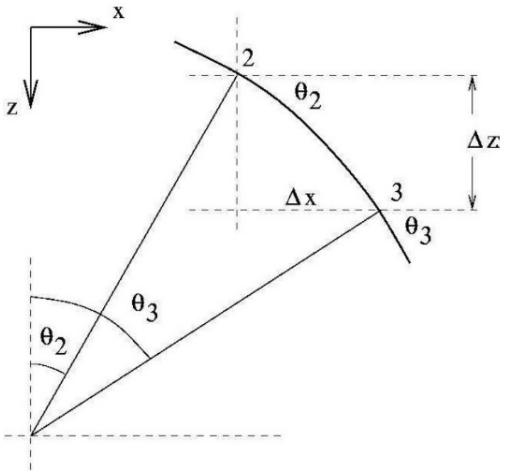


Figura 2.35. Esquema para encontrar Δz y Δx

2.6. Resumen del capitulo

En este capítulo, se trabajó sobre lo que puede considerarse uno de los pilares fundamentales y necesarios para conocer y comprender los conceptos teóricos de las bases de las ondas elásticas y sus aplicaciones al medio subacuático. En general, se trata de principios físicos de medios de ondas y de acústica. En primer lugar, se definieron los diferentes tipos de ondas que pueden generarse en un medio gaseoso, fluido y sólido, haciendo hincapié que, en los dos primeros sólo se propagan ondas de presión (ondas longitudinales), mientras que en los segundos y terceros pueden propagarse ondas de presión, ondas de corte (ondas transversales) o ambas, con sus características particulares. Las ondas de presión presentan velocidades de propagación mayor que las ondas transversales. A continuación, se centró la atención en los fenómenos de absorción que están presentes en el medio subacuático y que influyen notablemente en la atenuación de las ondas que se propagan en él. Fenómenos de viscosidad, conducción térmica y relajación, son los responsables de la atenuación. Los aportes del ácido bórico y del sulfato de magnesio contribuyen a las variaciones de la salinidad y pH. Otro factor importante es la temperatura del medio acuoso. Finalmente, la frecuencia de la onda acústica es un factor muy restrictivo ya que, a medida que aumenta se incrementa la al cuadrado la atenuación.

Posteriormente, se mostró que hay dos formas de que la onda de sonido se propague por el medio, independiente de su que se trate de incidencia oblicua o incidencia normal. La primera, contempla el caso general, mientras que la segunda, es un caso particular de la primera. Ambas están descriptas por la ley de Snell. Desde el punto de vista acústico, un medio está caracterizado por dos parámetros: la velocidad de propagación de las ondas y la densidad del mismo, su producto se define como impedancia acústica (Z). A partir de ello, los medios que tienen baja Z se denominan blandos y medio con alta Z se denominan duros.

Cuando se tienen unidos dos medios con diferente impedancia Z, se puede cuantificar qué porcentaje de la energía de la onda incidente transmitirá del primero al segundo y qué porcentaje retornará a la fuente. El primero se denomina coeficiente de transmisión (T) y el

segundo, coeficiente de reflexión (R). Como toda energía que se propaga por un medio físico, la onda acústica sufre una atenuación a partir del momento que se aleja de la fuente emisora. Esta atenuación que se expresa en dB, es función de la distancia a la fuente, de la superficie, de la frecuencia de oscilación y de propiedades del medio.

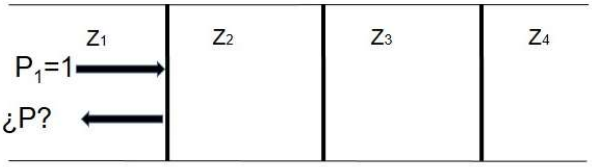
El método de los rayos es una técnica que, basada en la ley de Snell, permite simplificar la trayectoria de las ondas acústicas, siempre y cuando, la amplitud de la onda y la velocidad del sonido no varíen considerablemente a lo largo de una longitud de onda. Las ondas son reemplazadas por rayos.

2.7. Problemas propuestos

2.7.1. Para una onda plana en el agua que incide normalmente sobre una chapa de acero de 1,5 cm de espesor, que se encuentra sumergida en el agua, a) ¿Cuál es la pérdida por transmisión expresada en dB a través de la chapa? b) Cuál es el coeficiente de reflexión de potencia sobre la chapa? Nota: Para el punto b, recordar la ecuación (2.16).

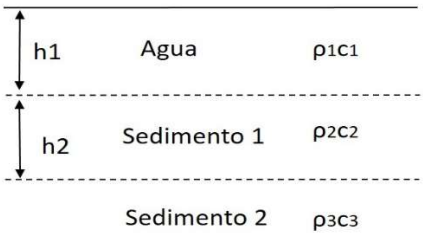
2.7.2. Graficar las variaciones de R_p respecto a θ_i, para el rango $-90^o \leq \theta_i \leq 90^o$ para la siguiente configuración de medios: Medio 1:$c_1 = 1{,}5*10^5$ cm/s y $\rho_0 = 1{,}1$ g/cm^3, Medio 2: $c_2 = 1{,}2*10^5$ cm/s y $\rho_2 = 1{,}0$ g/cm^3.

2.7.3. Una onda que viaja por el interior de un medio acuoso con $Z_1=1.1*10^6$ Kg/m^{2}s se encuentra con tres interfaces, en el siguiente orden: $Z_2=1.48*10^6$ Kg/m^{2}s, $Z_3=0.9*10^6$ Kg/m^{2}s y $Z_4=45.7*10^6$ Kg/m^{2}s. Determinar R y T en cada una de las interfaces y estimar P.



2.7.4. Una onda elástica que viaja en agua incide en forma oblicua sobre una interfaz compuesta de aceite. Si el ángulo de incidencia es de 80 grados, encontrar el ángulo crítico.

2.7.5. Para el caso de incidencia oblicua en caras paralelas (ver Fig.2.18) determinar P_1, P_2, P_3 y P_4 sabiendo que $P_i = 20$, $\theta_1 = 20°$, $\rho_1 = 1.033$ kg/c^3, $c_1 = 1508$ m/s, $h_1 = 22{,}6$ m, $\rho_2=2\rho_1$, $c_2=1{,}12c1$, $h_2=0.9h_1$, $\rho_3=2\rho_1$ y $c_3=1{,}24c_1$.



2.7.6. Obtener R, y_c, x_c, x_{max}, y_{max}, sabiendo que: $c_0=1500$ m/s, g=0,5s^{-1}, $\theta_0=10°$.

2.7.7. Repetir el problema anterior para el caso de gradiente negativo (g=-0,5 s^{-1}).

2.7.8. Dada una profundidad z= 100 m, un gradiente g=-0, 05s^{-1}, c_o=1500 m/s. Determinar la trayectoria de los rayos suponiendo que la fuente acústica se encuentra a una profundidad de 50m y emite con un Angulo θ_0= 30°. Para resolver este problema, usar los conceptos de apartado 2.5.2.

2.8. Referencias

Fisher, Simmons. (1977). Acoust, Soc, Am. 62, 558.

Francois, R. E. & Garrinson, G. R. (1982a). Sound absortion based on ocean measurements. Part I: Pure wáter and magnesium sulfate contribution. J. Acust. Soc. Am. 72, 896-907.

Francois, R. E. & Garrinson, G. R. (1982b). Sound absortion based on ocean measurements. Part II: Boric acid contribution and ecuation for total absorption. J. Acust. Soc. Am. 72, 1879-1980.

Kinsler, L. E., Frey, A. R., Coppens, A. B., Sanders, J. V. (2000). Fundamentals of Acustics. Fourth Edition, John Wiley and Sons, Inc.

Lurton, X. (2010). An introduction to Underwater Acoustics. Principles and Aplications. Springer. http://www.springer.com/978-3-540-78480-7.

Medwin, H., Clay, C. (1988). Fundamentals of Acoustical Oceonography. Academic Press.
Sears, F. W. (1980). Fundamentos de Física I: Mecánica, Calor y Sonido. Editorial Aguilar.

T. S. y. T. T. M. Suzuki (1992), Digital Acoustic Image Transmission System for Deep-Sea Research Submersible, M. t. O. Through, Ed., Newport: OCEANS' 92, 1992.

Veca, A., Ruzzante, J., Pumarega, M., Accolti, E. (2019). Ultrasonido y Emisión Acústica para Ingenieros y Estudiantes de Ingeniería. http://dea/unsj.edu.ar/principal/oferta-academica/biblioteca-libre-del dea/

Whitlow, W.L. Au., Mardi, C: Hastings. (2008). Principles of Marine Bioacoustics. Springer.

Capitulo III

El Medio y la Velocidad del Sonido

SUMARIO

3.1. Introducción
3.2. Determinación de la velocidad del sonido
3.3. Resumen del capitulo
3.4. Problemas propuestos
3.5. Referencias

3.1. Introducción

El océano es un medio de propagación extremadamente complicado para la propagación de ondas sonoras, debido a su naturaleza no homogénea. A pesar de esto, la absorción y dispersión de las ondas sonoras en el agua es mucho menor que en las ondas electromagnéticas, y es por ésta razón que dichas ondas son particularmente utilizadas en equipamiento de percepción remota en medio marino. La no homogeneidad es una consecuencia de la variación de las propiedades físicas del medio (salinidad, presión, temperatura, pH), en función de la posición. Estas a su vez dan lugar a los cambios de velocidad de propagación del sonido. La refracción, dispersión y la presencia de límites en el océano (superficie y fondo) muestran que, excepto a muy cortos rangos, las condiciones de campo libre no existen en el océano real.

Para el desarrollo de un modelo propagación del sonido confiable, el conocimiento del comportamiento de la velocidad de propagación sonora en el océano es fundamental. Gracias a tales modelos es posible pronosticar parámetros como pérdidas por propagación, trayectorias del sonido, alcance de la señal, entre otros.

Los principales factores que influyen en la velocidad en el agua de mar son:

1. *Temperatura*
2. *Salinidad*
3. *Presión*
4. *Densidad*
5. *pH*

De los mencionados el más influyente es la temperatura. En los océanos la temperatura se encuentra 2 y 30°C. Pero en ciertos abismales de la Antártida con alta salinidad y presión pueden bajar a -2°C o más. Por el contrario en el mar rojo, esta puede llegar a 35°C.

El promedio de salinidad en el océano es de 34.7ppt y el rango de variación va aproximadamente de 33ppt a 37ppt. El 99% de las sales disueltas está formada por cloro, sodio, magnesio, calcio, ion sulfato, ion bicarbonato y bromo. Las variaciones generales de la salinidad están zonificadas del Ecuador a los polos y el pH varía entre 7,5 y 8,4. Los valores son bajos en el Ecuador, más altos en las regiones subtropicales y latitudes medias y bajos en las regiones polares. Los principales procesos responsables de esta distribución son: la evaporación, la precipitación y, la mezcla. Cuando la evaporación excede la precipitación, la salinidad es más alta; en áreas de mucha precipitación son bajos, como en el Ecuador. La distribución de la salinidad es zonal, pero las corrientes marinas pueden introducir alteraciones en este esquema. La densidad es el factor más importante en el movimiento vertical de la aguas y varía entre 1021 Kg/m^3 en la superficie y 1070 Kg/m^3 a una profundidad de 1000 m.

Si la densidad no varía con la profundidad, el agua posee estabilidad neutral y puede mezclarse verticalmente. Por el contrario, si la densidad aumenta con la profundidad, el agua posee estabilidad estable, se necesita mucha energía para desplazar el agua hacia arriba o hacia abajo. Por lo visto, la velocidad de propagación del sonido en el océano, es función de la salinidad, pH, temperatura, densidad, profundidad y latitud:

$$c = f(z, S, T, pH, \rho, p, Latidud)$$

donde c es la velocidad del sonido en función de la profundidad; z la profundidad; S salinidad; ρ densidad y p presión.

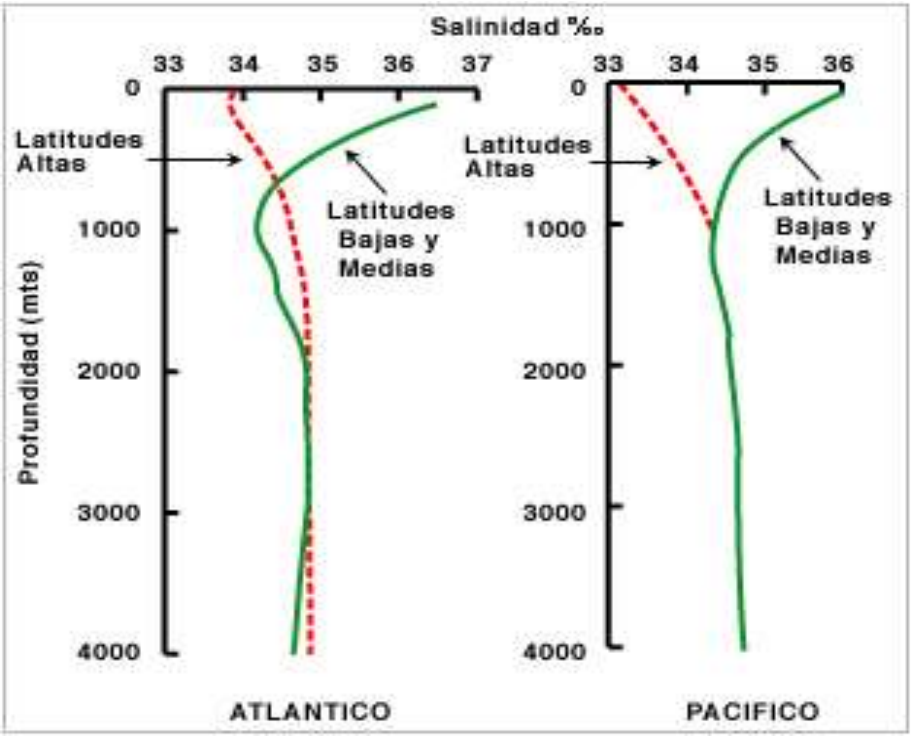


Figura 3.1. Salinidad en función de la latitud y profundidad en los océanos Atlántico y Pacifico

En general y salvo para casos muy específicos, la expresión anterior puede simplificarse eliminando el pH, quedando:

$$c = f(z, S, T, \rho, p, Latidud)$$

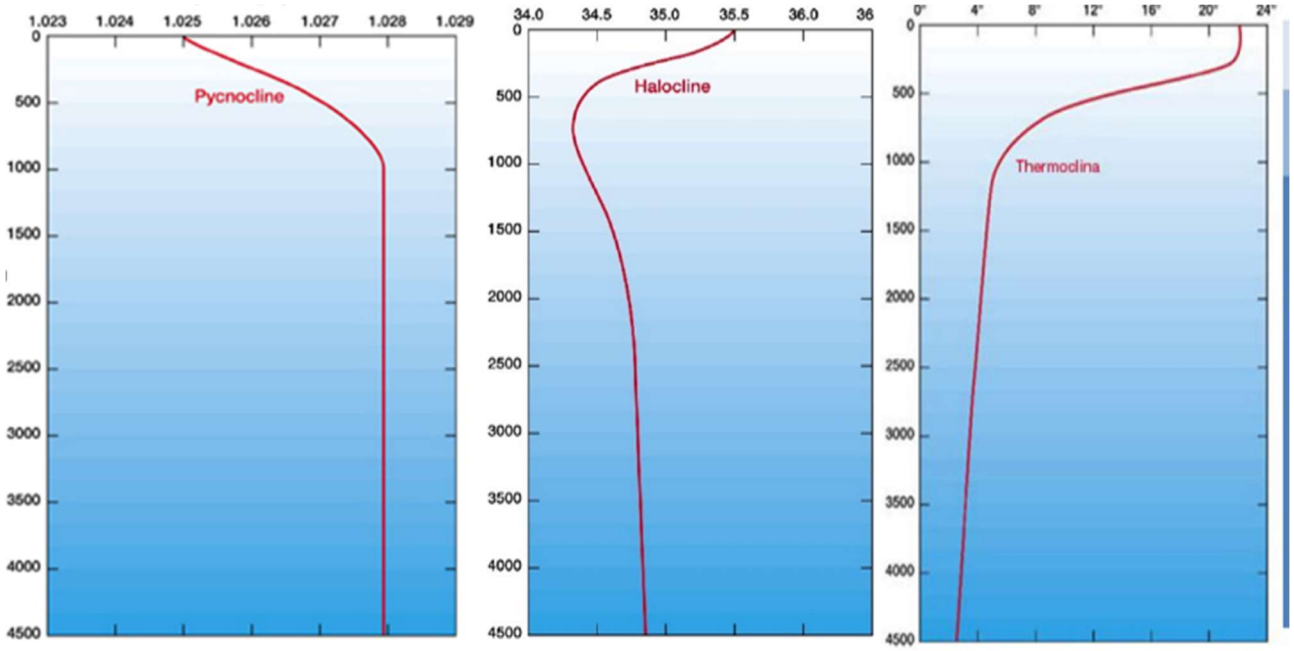


Figura 3.2. Densidad (izquierda), salinidad (centro) y temperatura (derecha) en función de la profundidad en aguas profundas

Las siguientes Tablas 3.1 y 3.2 muestran temperaturas y salinidades para distintas profundidades del Atlántico Norte y Atlántico Sur (AD273634, 1961).

	Temperatura (°C)		Salinidad (ppt)	
Profundidad (m)	**Máxima**	**Mínima**	**Máxima**	**Mínima**
Superficie	28,0	-1,0	37,0	33,0
200	27,5	1,0	36,8	34,0
400	18,5	2,0	36,6	34,5
600	18,0	2,0	36,4	34,5
800	14,0	2,0	36,3	34,4
1000	11,5	2,0	36,5	34,5
1250	11,0	2,0	36,4	34.5
1500	9.9	3.0	36,3	34,9
2000	5,2	3,0	35,4	34,4
3000	3,9	2,5	35,5	34,5
5000	2,45	2,4	34,9	34,85

Tabla 3.1. Valores de temperatura y salinidad en función de la profundidad
Atlántico Norte (Ecuador a Groenlandia)

	Temperatura (°C)		Salinidad (ppt)	
Profundidad (m)	**Máxima**	**Mínima**	**Máxima**	**Mínima**
200	21,0	-1,2	36,2	33,9
400	15,0	-1,0	35,6	34,0
600	11,0	-1,0	35,1	34,0
800	6,0	0,0	34,8	34,0
1000	4,5	0,0	34,8	34,0
1250	4,5	0,0	34,9	34,0
1500	4,5	0,0	35,0	34,0
2000	4,0	-0,25	35,0	34,5
5000	2,5	0,0	34,9	34,6

Tabla 3.2. Valores de temperatura y salinidad en función de la profundidad
Atlántico Sur (Ecuador a la Antártida)

Las variaciones de la temperatura y salinidad respecto de la profundidad, para ambos océanos, se observan en la Fig. 3.3 y Fig. 3.4.

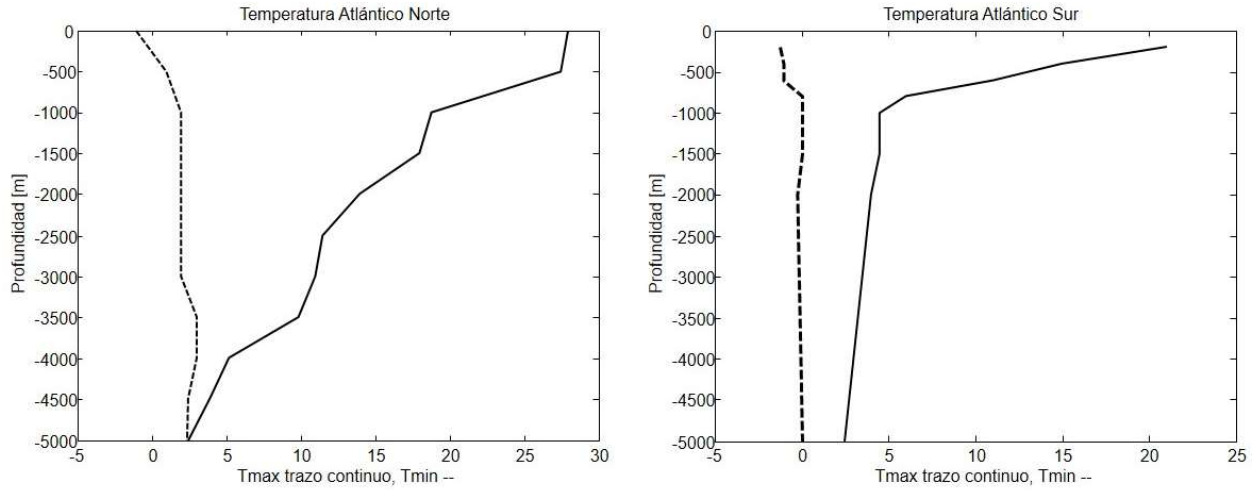


Figura 3.3. Variación de la temperatura respecto a la profundidad
para ambos océanos

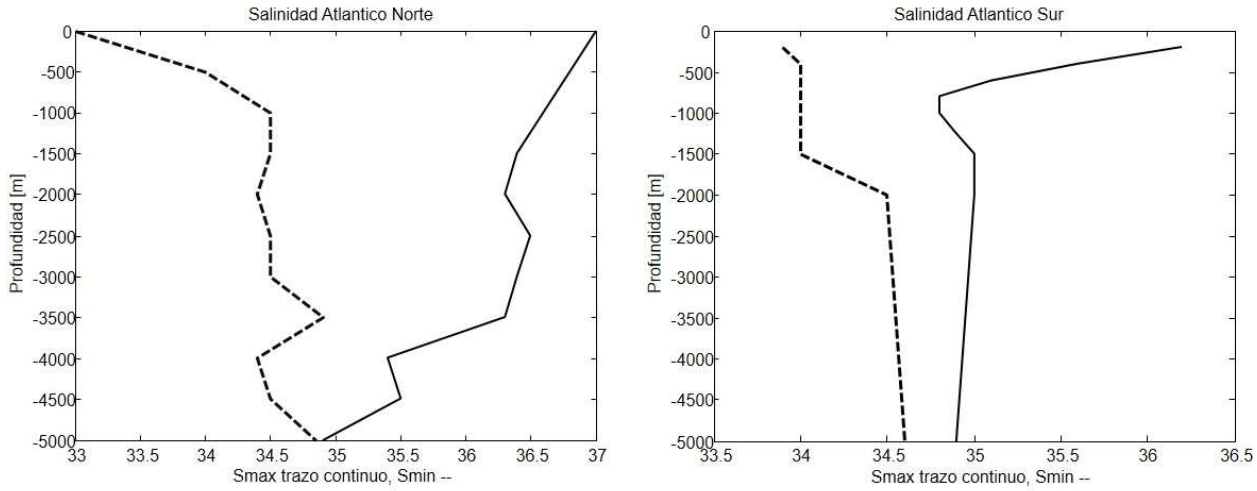


Figura 3.4. Variación de la salinidad respecto a la profundidad para ambos océanos

3.2. Determinación de la velocidad del sonido

La velocidad del sonido en agua de mar a diferentes profundidades puede obtenerse por dos caminos diferentes: midiéndola o estimarla por medio de ecuaciones. En el primer caso, se detona una carga explosiva o una emisión acústica y por medio de hidrófonos dispuestos a diferentes profundidades, se determina la velocidad. En el segundo, se utilizan expresiones semiempiricas que, en general, tienen en cuenta profundidad, la temperatura, la latitud, la salinidad y la presión. En la literatura se citan entre otras a (Lovett, 1969), (Del Grosso, 1974), (Medwin, 1975), (Chen y Millero 1977), (Mackenzie, 1981) y (Leory, 2008). Las expresiones originales de Chen-Millero y de Del Grosso necesitan conocer la presión en función de la profundidad. Las expresiones de Lovett, Medwin, Chen-Millero, Del Grosso y Leory tienen en cuenta la latitud geográfica. Finalmente, La expresión de Leory consiste en una simplificación de la aproximación de Chen-Millero eliminando el conocimiento de la presión en función de la profundidad. A continuación, se describirán las aproximaciones citadas.

3.2.1. Aproximación de Lovett

Esta expresión tiene la siguiente forma (Lovett, 1969), (Kinsler et al., 2000):

$$c(z,T,S) = 1449 + 45{,}7 * T - 5021 * T^2 + 0{,}23 * T^3 + (1{,}333 - 0{,}126 * T + 0{,}009 * T^2)(S - 35) + \Delta z \quad (3.1)$$

donde T es la temperatura en °C/10 y S la salinidad en ppt.

$\Delta z = 16{,}3z + 0{,}18z^2$ para una latitud de 45º. La profundidad z esta en km. Para otras latitudes, z en Δz debe ser reemplazada por:

$$z = (1 - 0{,}0026 * \cos \emptyset) \quad (3.2)$$

donde θ es la latitud en grados. Válida para una profundidad máxima de 4km, S<45ppt y 0ºC<T<30ºC. El error en c es del orden de 0,02 m/s. A continuación se muestra el código de simulación de la Ecu. 3.1 en ambiente Matlab,

```
function [clov] = c_lovett(z,T,S)
%T y S, vectores definidos en el ambiente de trabajo
T=T/10;
k=max(size(z)); z=z*10^-3; %Profundidad en Km
z=-z;
for i=1:k
deltaz(i)=16.3*z(i)+0.18*z(i)^2;
clov(i)=1449+45.7*T(i)-5.2*T(i)^2+0.23*T(i)^3+(1.33-0.126*T(i)+0.009*T(i)^2)*(S(i)-
35)+deltaz(i);
end
end
```

Figura 3.5. Código de simulación expresión de Lovett

3.2.2. Aproximación de Medwin

Esta aproximación que tiene los mismos parámetros que la aproximación de Lovett, es la siguiente:

$$c(z,T,S) = 1449{,}2 + 4{,}6T - 0.055T^2 + 0{,}00029T^3 + (1{,}34 - 0{,}01T)(S-35) + 0{,}016z \quad (3.3)$$

donde c es la velocidad del sonido (m/s); T la temperatura (°C); S la salinidad en ppt y z la profundidad (m). Válida para una profundidad máxima de 1000 m, 0<T°C<32 y 22<Sppt<45. El error está en el orden 0,2 m/s. En la siguiente figura se muestra el respectivo código de simulación.

```
function [cmed] = c_medwin(z,T,S)
%Computo de c
z=z*10^-3;
k=max(size(z));
for i=1:k
cmed(i)=1449+4.67*T(i)-0.055*T(i)^2+0.00029*T(i)^3+(1.34-0.01*T(i))*(S(i)-
35)+0.016*z(i);
end
figure(1); plot(cmed,z);
xlabel('Velocidad del sonido [m/s]')
ylabel('Profundidad [m]')
title('c(z) Medwin')
end
```

Figura 3.6. Código de simulación expresión de Medwin

3.2.3. Aproximación de Mackenzie

Esta aproximación está compuesta por nueve términos (Mackenzie, 1981):

$$c(z,T,S) = 1449 + 4{,}591T - 5{,}304 * 10^{-2}T^2 + 2{,}374 * 10^{-4}T^3 + 1{,}340(S-35) + 1{,}630 * 10^{-2}z + 1{,}675 * 10^{-7}z^2 - 1{,}025 * 10^{-2}T(S-35) - 7{,}139 * 10^{-13}Tz^3 \quad (3.4)$$

Válida para una profundidad maxima 8 km, 0<T°C<32 y 22<Sppt<45, presenta un error de 0.07 m/s.

```
function [cmack] = c_mackenzie(z,T,S)
%Profundidad z, Temperatura T, Salinidad S
%Constantes
A=5.304*10^-2; B=2.374*10^-4; C=1.630*10^-2; D=1.630*10^-7; E=1.025*10^-2;
F=7.139*10^-13;
%-----------------------
z=-z;
%Computo de c
k=max(size(z));
for i=1:k
cmack(i)=1448.96+4.591*T(i)-A*T(i)^2+B*T(i)^3+1.340*(S(i)-35)+C*z(i)+D*z(i)^2-
E*T(i)*(S(i)-35)-F*T(i)*z(i)^3;
end
figure(1); plot(cmack,z);
xlabel('Velocidad del sonido [m/s]')
ylabel('Profundidad [m]')
title('c(z) Mackenzie')
end
```

Figura 3.7. Código de simulación expresión de Mackenzie

3.2.4. Aproximaciones de Del Grosso y de Chen-Millero

La expresión original de la aproximación de Del Grosso (Del Grosso, 1974) es la siguiente:

$$c(S,T,P) = 1402{,}392 + \Delta C_s + \Delta C_T + \Delta C_p + \Delta C_{STP} \tag{3.5}$$

donde los coeficientes ΔC_i engloban a su vez a otros (un total de 18) son función de la temperatura, salinidad y presión. Expresión válida para 0<T°C<30, 30<Sppt<40 y P≤ 100 Kg/cm^2. Para la descripción de los coeficientes y cálculo de la expresión (3.5) se necesita un espacio muy extenso para mostrarlo a continuación. El programa completo puede consultarse en el Anexo I

El modelo propuesto por Chen y Millero (Chen, 1977), estuvo avalado por la UNESCO y se utilizó como modelo de referencia estandarizado, es el siguiente:

$$c(z,T,S,P) = c_0 + c_1P + c_2P^2 + c_3P^3 + AS + BS^{3/2} + CS^2) \tag{3.6}$$

Los cuatro primeros términos corresponden a la contribución de agua pura y los tres restantes a la salinidad, todos influenciados por la presión. En total necesita de ***38 parámetros***. Sin embargo, se recomiendan modelos más recientes y precisos. Aunque se utiliza ampliamente, el modelo de Chen-Millero presenta algunos defectos: su comportamiento con la profundidad no es lo suficientemente preciso y se expresa, como el modelo de Del Grosso en función de la presión, mientras que los usuarios suelen preferir una dependencia con la profundidad. El lector interesado en la descripción del cálculo completo, puede consultar el Anexo I.

3.2.5. Aproximación de Leory

Esta aproximación (Leory et al., 2008), se basa en una simplificación de Chen y Millero, eliminando el conocimiento de la presión con la profundidad, siendo función de la profundidad, temperatura, salinidad y de la latitud geográfica:

$$c(z,T,S,\theta) = 1402{,}5 + 5 * T - 5{,}44 * 10^{-2} * T^2 + 2{,}1 * 10^{-4}T^3 + 1{,}33 * S - 1{,}23 * 10^{-2} * S * T + 8{,}7 * 10^{-5} * S * T^2 + 1{,}56 * 10^{-2} * z + 2{,}55 * 10^{-7} * z^2 - 7{,}3 * 10^{-1} * z^3 + 1{,}2 * 10^{-6} * z * (\theta - 45) - 9{,}5 * 10^{-13} * T * z^3 + 3 * 10^{-7} * T^2 * z + 1{,}43 * 10^{-5} * S * T \quad (3.7)$$

El código de simulación es el siguiente:

```
function [cleory,z] = c_leroy(z,T,S,tita)
%tita latitud geográfica expresada en grados
%Conversion de grados a radianes
tita=tita*pi/180;
k=max(size(z));
z=-z;
for i=1:k
cleory(i)=1402.5+5*T(i)-5.44*10^-2*T(i)^2+2.1*10^-4*T(i)^3+1.33*S(i)-1.23*10^-2*S(i)*T(i)+…
8.7*10^-5*S(i)*T(i)^2+1.56*10^-2*z(i)+2.55*10^-7*z(i)^2-7.3*10^-12*z(i)^3+…
1.2*10^-6*z(i)*(tita-45)-9.5*10^-13*T(i)*z(i)^3+3*10^-7*T(i)^2*z(i)+…
1.43*10^-5*S(i)*z(i);
end
z=-z;
figure(1); plot(cleory,z);
xlabel('Velocidad del sonido [m/s]')
ylabel('Profundidad [m]')
title('c(z) Lerory')
end
```

Figura 3.8. Código de simulación expresión de Leory

Ejemplo 3.1

A continuación se compara la variación de la velocidad del sonido en función de la profundidad, la temperatura y salinidad de acuerdo a las expresiones (3.1), Lovett, (3.2), Medwin (3.3), Mackenzie, y (3.7) Lerory, para el Atlántico Sur, de acuerdo a la Tabla 3.2. La Fig. 3.9 muestra el resultado de la aproximación de Medwin. En la Fig. 3.10 están graficadas a fin de comparación, las aproximaciones de Leory, Lovett y Mackenzie. Como se observa, a grandes profundidades se presentan variaciones pero, son mínimas.

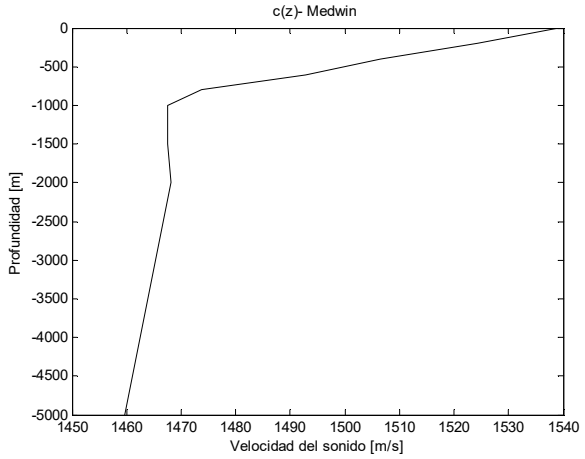


Figura 3.9. Aproximación de Medwin Tabla 3.2

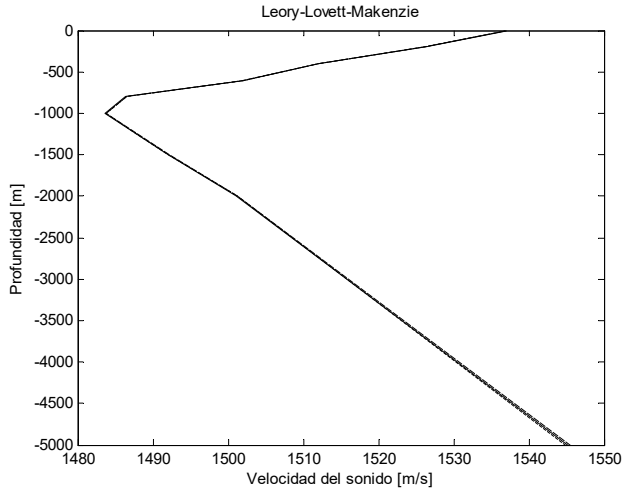


Figura 3.10. Comparación de las aproximaciones. Lovett - -, Mackenzie -•, Leory trazo continuo (Tabla 3.2)

Finalmente, la Fig. 3.11 muestra la dispersión de la expresión de Medwin en las cercanías de los 1000 m de profundidad. Para resaltar la diferencia se usa como elemento de comparación, la gráfica de Leory.

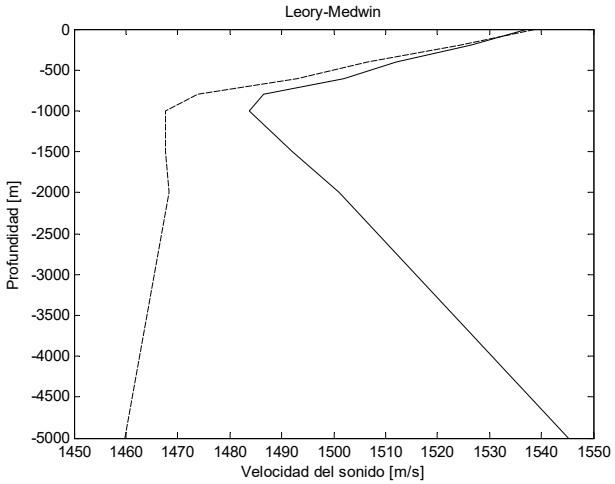


Figura 3.11. Diferencias aproximación de Edwin respecto a Leory

3.2.6. Resumen de las aproximaciones

Por lo visto, se concluye que:

1. La expresión de Medwin sólo puede emplearse para determinar la velocidad del sonido para profundidades menores a 1000 m, 0<T°C<32 y 22<Sppt<45. El error está en el orden 0,2 m/s.

   Las expresiones de Lovett y Makenzie dan información similar y pueden emplearse para estimar la velocidad del sonido a grandes profundidades (Lovett 4 Km, Mackenzie 8 K*m*), dentro del intervalo 0<T°C<32 y 22<Sppt<45. El error en c con Medwin es del orden de 0,02 m/s y con Mackenzie de 0.07 m/s.

2. Las expresiones de Del Grosso y Chen-Millero presentan el inconveniente de necesitar el valor de la presión a la profundidad del cálculo y el cómputo de un número grande de coeficientes.

3. La expresión de Leory es más elaborada que las expresiones de Medwin, Lovett y Mackenzie, pero más sintética que las de Del Groso y Chen-Millero, mantiene la precisión de ellas y no necesita del cómputo de la presión en función de la profundidad.

4. Más allá de las diferencias citadas, todas presentan una tendencia en las cercanías de los 1000 m (1000 m - 1500 m): donde se invierte el gradiente de velocidad, es decir, se está ante la presencia del eje del canal sonoro profundo (SOFAR) para aguas profundas.

Una vez que se obtiene c en función de T, S y z, se puede estudiar cómo varía la velocidad respecto a la profundidad y obtener el perfil de la misma. El caso más completo se da para aguas profundas que se observa en la Fig. 3.12 y se detalla a continuación:

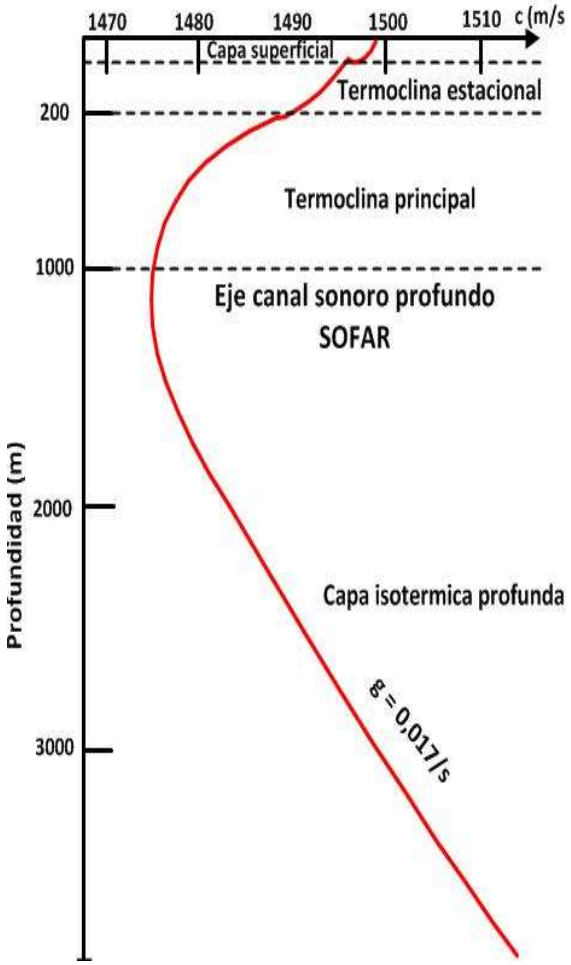


Figura 3.12. Perfil de velocidad del sonido para aguas profundas

1. Justo debajo de la superficie del mar está la ***capa superficial***, en la que la velocidad del sonido está sujeta a variaciones diarias y locales de calentamiento, enfriamiento y a la acción del viento y de las olas.

2. Debajo de la capa superficial reside la **termoclina estacional**, caracterizada por un gradiente térmico negativo o un gradiente de velocidad (la temperatura y la velocidad disminuyen con la profundidad) que varía con las estaciones.

3. Por debajo de la termoclina estacional está la ***termoclina principal*** que sólo es ligeramente afectada por cambios estacionales.

4. Debajo de la termoclina principal y extendiéndose hasta el fondo del mar está la ***capa isoterma profunda*** que tiene una temperatura aproximadamente constante de cerca de 4 ºC , en la que la velocidad del sonido se incrementa con la profundidad a causa de la creciente presión

Se puede decir que en el Sofar, los rayos son refractados sucesivamente agrupándose como si viajaran dentro de un espacio acotado (guía de onda). En esta capa horizontal de agua en el océano la velocidad de sonido es casi constante. En este canal o conducto la energía acústica puede propagarse con bajas pérdidas a grandes distancias. En aguas templadas, el eje del canal es menos profundo. Este perfil de velocidad, a continuación será tomado como referencia para estudiar las variantes que existen en los medios acuosos distribuidos a lo largo del mundo.

3.2.7. Perfil de Munk

El perfil de Munk (Munk, 1995), es un perfil de velocidad del sonido idealizado que permite ilustrar muchas características que son típicas en aguas profundas. La expresión que lo modela es la siguiente:

$$c(z) = zc * [1{,}0 + \varepsilon(\eta - 1 + exp^{-\eta}] \tag{3.8}$$

donde zc representa la profundidad a la que se encuentra del eje del canal sonoro profundo (SOFAR).

$$\eta = 2 * \frac{(z - z_c)}{z_c} \tag{3.9}$$

y ε una constante = 0,00565 o 0,00737 (L_{AB} #5, 2012).

A continuación se muestra el código de simulación, donde delta_z es el incremento de la profundidad, max_z el eje del canal.

```
function [cmunk,sofar] = cmunk(delta_z,max_z,zc)
%Estima perfil de velocidad en función de la profundidad z y de la posición
%del eje del sofar
%delta_z=incremento de la profundidad
%max_z= máxima profundidad. zc=profundidad eje del canal
cte=0.00565;
z=1: delta_z max_z;
nu=2*(z-zc)/zc;
cmunk=zc*(1+cte*(exp(-nu)+nu-1));
%Generación recta zc
sofar=-zc*ones(1,max(size(cmunk1));
figure(1); plot(cmunk,-z,'k',cmunk,sofar,'k--');
xlabel('c(z) [m/s]')
ylabel('Profundidad [m]')
title('c(z) Munk')
end
```

Figura 3.13. Código de simulación expresión de Munk

En la Fig. 3.14 se tiene la gráfica de la expresión de Munk para max_z = 5000 m, delta_z = 100 m y zc = 1500 m

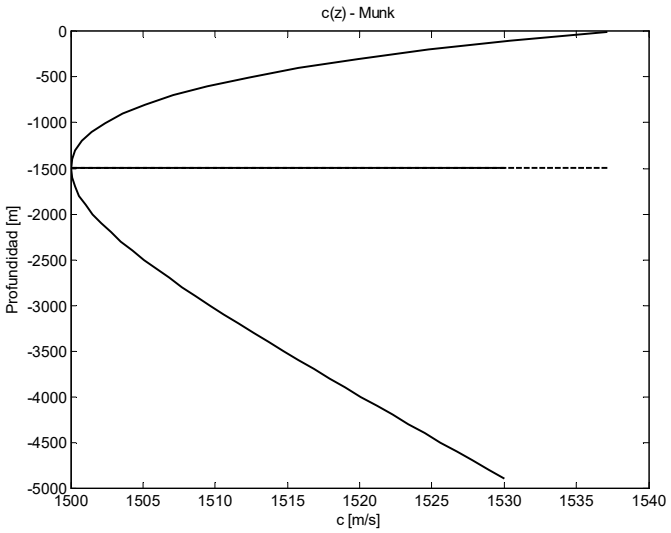


Figura 3.14. Perfil de velocidad según Munk para zc =1500 m

3.2.8. Perfil de la Velocidad del sonido real: Análisis de un caso

Hasta el momento nos hemos centrado en la estimación del perfil de la velocidad del sonido en función de la profundidad y situación geográfica, desarrollando códigos de simulación que se acercaran lo más posible a la realidad. Se obtuvieron datos del resto de la información necesaria, es decir, salinidad, temperatura y pH y los modelos en menor o mayor grado se aproximaron a una realidad genérica, esto es, al perfil de velocidad para aguas profundas de la Fig. 3.15 y en la Fig. 3.16 una ampliación de la zona donde se encuentran los puntos de cambio de pendiente de cada uno de los registros. A continuación veremos a título de comparación con los modelos vistos, valores reales del perfil de velocidad, en particular, nos centraremos a datos tabulados del Atlántico Sur. La Fig. 3.16 muestra el perfil de velocidad del Atlántico Sur, usando información de 5 estaciones de medición, durante el verano de 1932 y 1933. En este caso, las unidades de las ordenadas y abscisas están Fathoms (1 Fathoms = 6 pies =1.8 m) y la velocidad del sonido en pies/s.

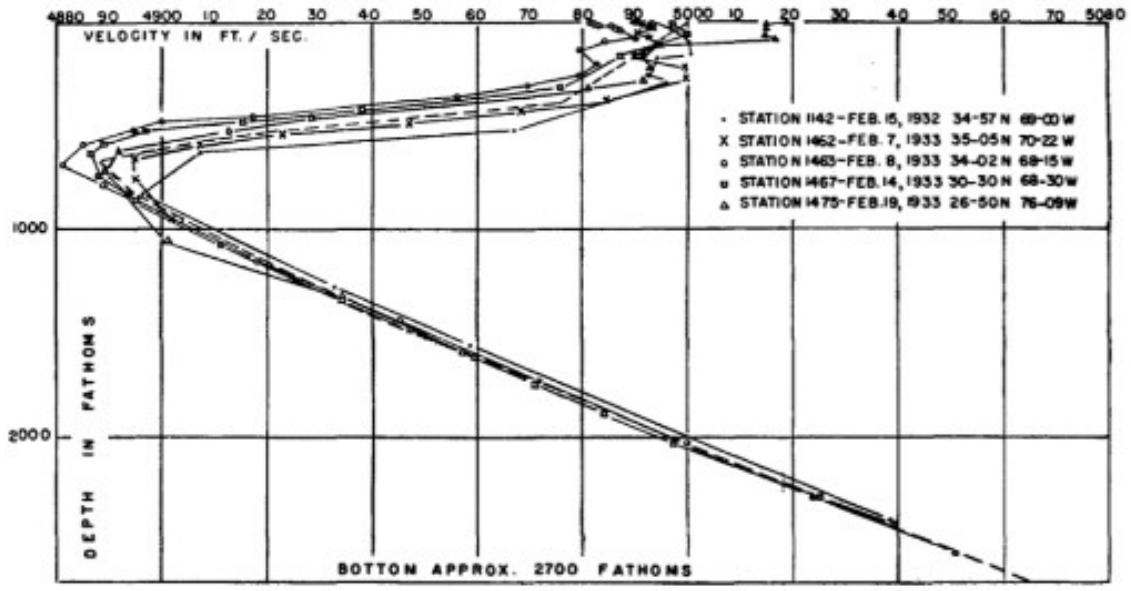


Figura 3.15. Perfil velocidades Atlántico sur (Edwin-Worzel, 1948)

La Fig. 3.16 muestra una ampliación de la zona cercana al cabio de gradiente se la velocidad del sonido. Se observa que los mismos se encuentran aproximadamente entre 700 a 900 fathoms, lo que equivale a 1275 m y 1639 m, respectivamente. También se observa que la variación más grande entre registros ocurre en la zona comprendida entre la superficie y alrededor de 500 m. Esto último se debe a variaciones estacionales. Finalmente, superados los 1822 m (1000 fathoms), el gradiente positivo de velocidad, tiende a un valor uniforme.

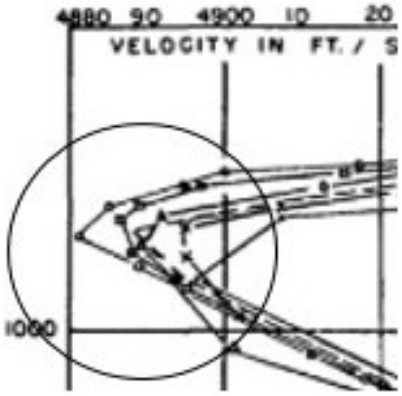


Figura 3.16. Ampliación zona de los ejes del canal profundo

La Fig. 3.17 muestra geográficamente la toma de datos sobre el Atlántico Sur en tres cortes denominados A, B y C (Fenner, 1982). En lo que sigue, se mostraran los resultados según el corte A, entre verano de 1957 al 1981, invierno 1926 a 1953 (Fig. 3.18). Según el autor, los datos fueron ajustados mediante la ecuación de Mackenzie.

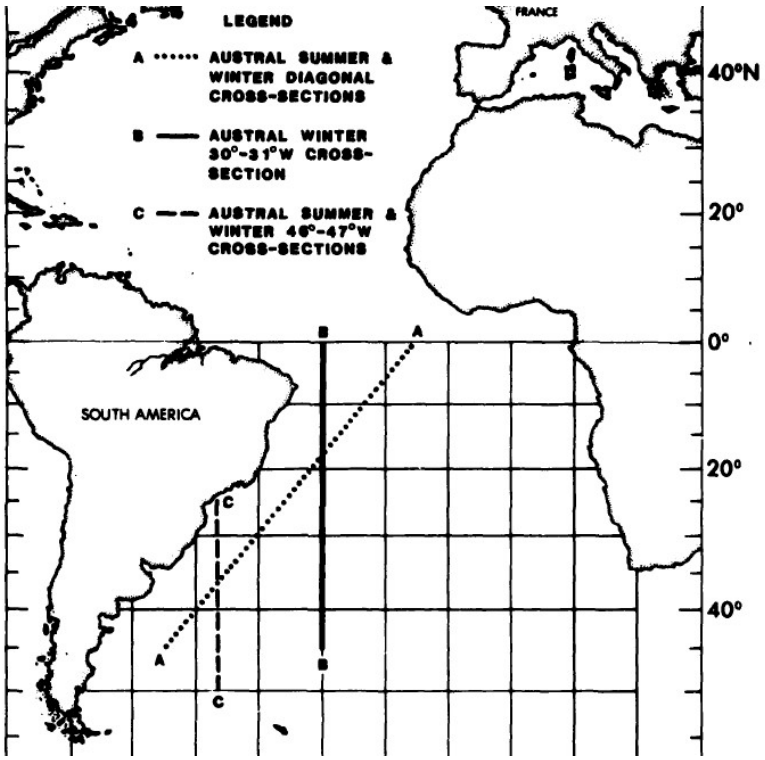
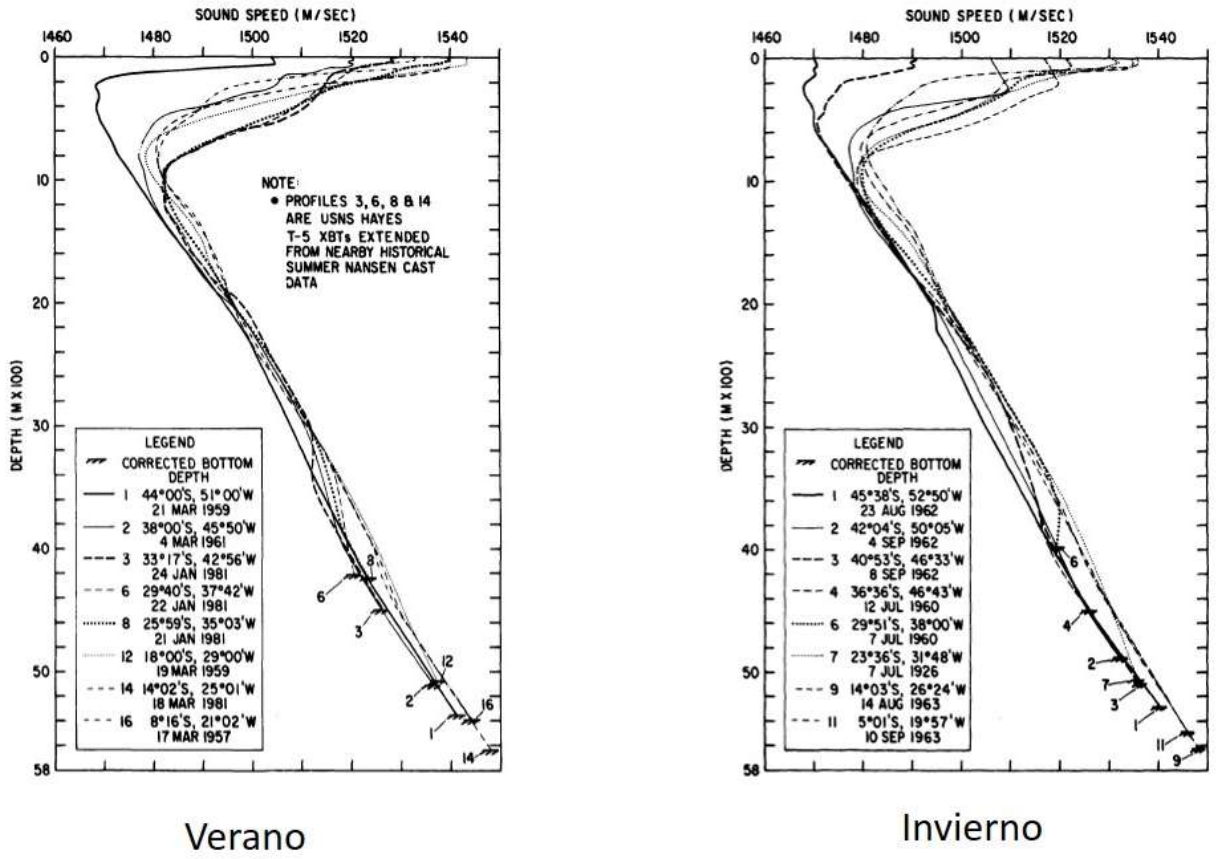


Figura 3.17.Mediciones realizadas en el Atlántico Sur según los cortes A, B, C (Fenner, 1982)



Verano Invierno

Fig. 3.18. Perfiles de velocidad del sonido Atlántico Sur, corte A (Fenner, 1982)

En lo que sigue a continuación se hará referencia a las corrientes marinas presentes en el océano Atlántico Sur, según la Fig. 3.19.

En la parte superior de la columna de agua, la naturaleza de la velocidad de sonido es variable temporal y espacialmente como se espera en la región de la termoclina. Esta variabilidad es mejor vista comparando las velocidades en los periodos de verano e invierno. Durante los meses de verano (Fig.3.16 izquierda), todos los perfiles de velocidad (2, 3, 6, 8, 12, 14 y 16) a una latitud de alrededor de los 38°00'S presentan cerca de la superficie velocidades del sonido mayores a 1520m/s debido al calor cerca de la superficie.

Solo en verano la velocidad del sonido (perfil 1 Fig.3.18 izquierda), localizado a 44°00'S, 51°00'W, cerca de la superficie es inferior a 1520 m/s, estando localizado al sur de la zona de convergencia del Atlántico subtropical, consecuencia de un régimen de agua fría proveniente de la corriente Malvinas.

Durante los meses de invierno (Fig.3.18 derecha) sólo la velocidad del sonido de los perfiles 6, 7, 9 y 11 tienen velocidad mayores a 1520 m/s. Los cuatro perfiles al norte de 30°00'S de latitud sin el aporte de la corriente caliente de la corriente de Brasil, y estando considerablemente al norte de la zona de convergencia del Atlántico Sub subtropical, durante el invierno son generalmente más profundos que en el verano debido a los efectos de conservación cerca de la superficie fría con vientos inducidos cerca de la capa superficial.

Como se puede observar, velocidades del sonido compuestas, la profundidad del SOFAR varía desde menos de 300 m a 1100 m en el oeste del océano atlántico sur.



Figura 3.19. Principales corrientes marinas en el Atlántico Sur

La profundidad y velocidad del sonido del SOFAR son generalmente controladas por el flujo hacia el norte por el flujo de la corriente antártica que consiste en un núcleo de baja salinidad. El flujo predominante de esta masa de agua es la principal causa de la variación en la profundidad y velocidad del sonido del SOFAR.

Entre el eje de la profundidad del SOFAR y alrededor de los 3000 m la velocidad del sonido varia principalmente debido a cambios en la profundidad, anchura y temperatura-salinidad del núcleo de alta salinidad de las corrientes frías de las Malvinas y la corriente Antártica convergente. Cuando estas están presentes, causan un importante incremento en la velocidad del sonido. Estos porcentajes altos de salinidad pueden causar perturbaciones en la velocidad del sonido a profundidades entre 1750 m y 2500 m.

A profundidades mayores de 3000 m, la variación de la velocidad del sonido cerca del fundo es por lejos mayor que la encontrada en el océano Atlántico Norte. Esta variabilidad es debida a los efectos de salinidad causada hacia el norte por la corriente circumpolar Antártica.
d.

3.3. Resumen del capitulo

A lo largo del capítulo se sentaron las bases de la dependencia de la velocidad del sonido en el medio particular por donde se propaga. Como vimos, es afectada por el pH, la salinidad, densidad, temperatura y presión. Estas a su vez, dependen de la profundidad. El 99% de las sales disueltas está formada por cloro, sodio, magnesio, calcio, ion sulfato, ion bicarbonato y bromo. La salinidad varia entre 34.7 y 37ppt; el pH entre 7.5 a 8.4 (alcalino), la presión de 1021 kg/m2 en la superficie a 1071 kg/m2 a 1000 m de profundidad. Finalmente, la variación de la temperatura está en el orden de -2°C (Antártida) a 35°C (trópicos). Estas variables también son función de la latitud.

La velocidad de sonido puede medirse, determinarla mediante ecuaciones o por ambos métodos. En el caso de calcularla, existen una serie de ecuaciones semi empíricas que tienen en cuenta las variables arriba citadas. Las más usadas en la práctica son las propuestas por Medwin, Lovett y Mackenzie. La primera para profundidades menores a 1000 m, mientras que en las otras, pueden pasar los 4000 m.

Con respecto a las ecuaciones de Del Groso y Chen-Millero necesitan del conocimiento de la presión con la profundidad y dependen del cálculo de un número importante de coeficientes, 18 en el caso de Del Grosso y 36 para la expresión de Chen-Millero. De todas formas, presentan una excelente estimación.

Se presentó la estimación de la velocidad del sonido con la profundidad de acuerdo a la propuesta de Munk que, como se verá más adelante, se aplica a la mayoría de los casos por su simplicidad.

Con la finalidad de mostrar la enorme dependencia de la velocidad del sonido con la profundidad y aspectos geográficos, se analizó un estudio del perfil de velocidad del sonido en el océano Atlántico Sur en los meses de verano e invierno. Con ello, se demostró que para obtener una relativa exactitud con la realidad, los modelos de cómputo deben contener un número elevado de parámetros para aproximarse a cada situación.

3.4. Problemas propuestos

3.4.1***.*** Usando las expresiones (3.1) y (3.12), calcular la velocidad del sonido en el agua a una profundidad de 5000 m, una temperatura de 3°C y una salinidad de 34ppt, para latitudes de 0°y 45°.

3.4.2***.*** Repetir en problema anterior usando la expresión (3.7) y comparar los resultados.

3.4.3***.*** Obtener el perfil de Munk para una profundidad máxima de 3000 m y zc = 2000 m. Primero con ep=0,00565 y luego con ep=0,00737. Superponer ambos perfiles en un mismo gráfico.

3.4.4***.*** En la siguiente tabla se encuentran tabulados valores de temperatura y salinidad pertenecientes al Océano Indico. Determinar el perfil de velocidad usando las expresiones de Mackenzie y Medwin. Comparar los resultados.

Profundidad [m]	Temperatura [°C]	Salinidad [ppt]
1000	8,0	34,1
2000	4,5	34,9
3000	2,0	34,9
5000	1,2	34,6

3.5. Referencias

AD273634. (1961). Reproduced by the Armed Services Technical Information Agency Arlinton Hall, Station, Arlinton 12, Virginia. United Stated Naval Ordenance Laboratory, White OAK, Maryland.

Lab # 5. (2012). Ocean Acoustic Enviromment. 2.S998 Unmanned Vehicle AutonomiMarine Autonomy, Sensing and Communications. MIT OpenCourseWare. Spring.

Fenner, D. F. (1982). AD A118765. Sound Speed Structure of the Western South Atlantic Ocean. Report Number: NORDA Technical Note 107. Naval Ocean Research and Development Activity NSTL S--ETC *F/6* 8/10.

Chen-Tung, Millero, F, j. (1977). Speed of sound in wather at high pressures. J, Acoust, Soc. Am. 62(5) 1129-1135. DOI: 10-1121/1.38.1646. Sound speed in sea. UNESCO ecuation. Ghorbatschow.github.10/SonarDocs/Sound_speed_sea_ecuation.en/

Del Grosso, V. A. (1974) New equation for the speed of sound in natural waters (with comparisons to other equations), *J*. Acoust. Soc. Am. 56, 1084-91.

Ewing, M. L., Worzel, L. (1948). Long-Range Sound Transmission. The Geological Society of America, Memoir 27.

Kinsler, L. E., Frey, A. R., Coppens, A. B., Sanders, J. V. (2000). Fundamentals of Acustics. Fourth Edition, John Wiley and Sons, Inc.

Leroy, C. C., Robinson, S. P. and Goldsmith, M. J. (2008). A new equation for the accurate calculation of sound speed in all oceans, J. Acoust. Soc. Am., 2008, doi: 10.1121/1.2988296.

Lovett. J. Acoust. Soc. Am. 45, 1051 (1969).

Mackenzie, K. V. (1981). Nine-term equation for sound speed in the oceans. J. Acoust. Soc.Am. 70, 807-12 (1981).

Medwin, H. C., Clay S. (1975). Fundamentals of Acoustical Oceanography. Academic Press.

Munk, W.H., Worcester, P., Wunsch, C. (1995). Ocean Acoustic Tomography. Cambridge University Press.

Capitulo IV

Variantes del Perfil de Velocidad del Sonido

SUMARIO

4.1. Introducción
4.2. Propagación del sonido en aguas profundas
4.3. Propagación del sonido en capa mezclada
4.4. Propagación del sonido en canal de dos ejes
4.5. Propagación del sonido en los casos de g>0, g<0 y g=0
4.6. Resumen del capitulo
4.7. Problemas propuestos
4.8. Referencias

4.1. Introducción

En escalas espaciales intermedias, los perfiles de la velocidad del sonido se modifican por la presencia de corrientes, frentes térmicos, temperatura, movimiento de olas y remolinos, entre otros. Estos procesos que perturban fuertemente la propagación, pueden estudiarse mediante medios acústicos. En latitudes elevadas, la presencia en la superficie de agua muy fría procedente del derretimiento del hielo provoca una velocidad mínima muy notable Como ejemplo de intercambio de masa de agua hacia el Atlántico Noreste, provocando una capa más cálida y salada, con un marcado máximo local de velocidad entre 1000 y 2000 m de profundidad. Cerca de los estuarios de los ríos, la entrada de agua dulce crea una capa poco profunda más lenta, lo que induce perturbaciones importantes diferencias de velocidad entre agua fresca y agua de mar a una profundidad y temperatura dadas puede estar en el orden de 40 m/s.

Otros factores son el oleaje y las mareas internas, relacionadas con variaciones en la densidad del agua con la profundidad. Cuando estas se propagan, se generan importantes fluctuaciones en los perfiles de velocidad del sonido. Algunos de los perfiles de velocidad genéricos (Lurton, 2010) se muestran en la Fig. 4.1 para diferentes columnas de agua. Ilustran una importante variedad de configuraciones posibles, correspondientes a diversos fenómenos de propagación y estructuras de campo de sonido resultantes que, también dependen de las condiciones ambientales. En general, se las puede dividir en dos sectores: aguas poco profundas y profundas (Fig.4.1):

Aguas poco profundas
G capa superficial invierno, H capa superficial verano, I capa superficial otoño y J capa superficial con agua dulce en la superficie.

Aguas profundas
A verano, B invierno, C invierno en el Mediterráneo (isotérmico) y Ártico, D Mediterráneo verano, E océano Atlántico nororiental con intrusión de agua del Mediterráneo.

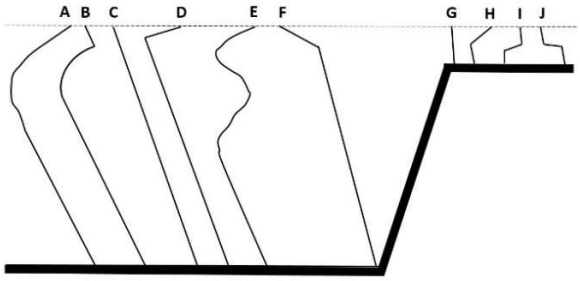


Figura 4.1. Variantes del perfil de la velocidad del sonido de acuerdo a la latitud y estación del año

- Respecto del SOFAR

La profundidad (z_m) del eje del SOFAR:
Se encuentra en un dominio de 1.000m a 1.200m en latitudes medias, tiende hacia la superficie del océano en las regiones polares, donde puede llegar hasta los 2.000m en áreas tropicales.

- Respecto de la velocidad del sonido:

A latitudes moderadas, por ejemplo 60° S a 60° N, la velocidad del sonido c_m sobre el eje del canal puede variar entre 1.450 m/s a 1.485 m/s en el Océano Pacífico, 1.450 m/s a 1.500 m/s en

el Océano Atlántico. La forma de la curva del perfil de velocidad, es función de la temperatura (T), salinidad (S) y profundidad (z), expresándola en forma sintética, como:

$$c(z) = f[(T(z), S(z), z] \tag{4.1}$$

y con el gradiente (variación de la velocidad con la profundidad):

$$g = \frac{dc(z)}{dz} \tag{4.2}$$

Los perfiles de c(z) difieren según la región y variantes estacionales. La variación de T y S por debajo de 1 km es normalmente débil. La velocidad del sonido se incrementa casi exclusivamente debido al incremento de la presión hidrostática, por ello, la velocidad se incrementa linealmente con la profundidad.

Surge una pregunta: ¿Cuál es la trayectoria del sonido emitido por una fuente sumergida, conociendo a priori el perfil de la velocidad del sonido? Básicamente, existen tres patrones de velocidad del sonido según el gradiente que se trate. Si g>0, la trayectoria de los rayos se puede representar como un arco de circunferencia (apartado 2.5) hacia abajo. Si g<0, obviamente el arco de circunferencia será hacia arriba. Si g=0, los rayos siguen líneas rectas.

Además de lo citado, se dan casos reales, donde el resultado de la propagación del sonido es debido a la combinación de diferentes gradientes. Resumiendo, se tiene:

Canal sonoro profundo:	
de primer tipo	g1<0, g2>0
de segundo tipo	g1<0, g2>0
Capa mezclada	g1>0, g2<0
Canal sonoro de dos ejes	g1>0, g2<0, g3>0
Canal sonoro isotérmico	g>0
Propagación anti-guía de ondas	g<0
Canal de velocidad constante	g=0

A continuación, se realizará un resumen de cada uno de los casos citados y se determinarán en los casos que correspondan, los parámetros de distancia de salto y distancia de transición, independientemente de las pérdidas de transmisión que serán analizadas en los capítulos V y VI.

4.2. Propagación del sonido en aguas profundas

En las regiones profundas los perfiles típicos poseen una velocidad mínima a cierta profundidad z_m, donde z_m define el eje del canal de sonido profundo (SOFAR) encima del cual la velocidad del sonido se incrementa principalmente debido al incremento de la temperatura. Por debajo de z_m el incremento de la presión hidrostática es la principal responsable del incremento de la velocidad del sonido, si una fuente de sonido se localiza sobre el eje del USC la energía del sonido es en parte atrapada dentro del USC, entonces parte del sonido no alcanza el fondo o la superficie y por ello no existe dispersión y absorción dentro de esos límites, la propagación es cilíndrica.

Para explorar este canal, la fuente se coloca cerca del mínimo (el cual puede ser a solo unos pocos cientos de metros en latitudes polares). Debido a que la expansión del sonido es cilíndrica, es posible una propagación a distancias (rango) muy grandes. Se pueden definir dos tipos de canales sonoros profundos: de primer tipo y segundo tipo, (Kraus, 2018).

- *Canal sonoro profundo de primer tipo*

El canal sonoro profundo de primer tipo está caracterizado por $c_0<c_h$, donde c_h es la velocidad del sonido en el fondo del canal y c_0 la correspondiente a la superficie. La propagación de la onda acústica puede ser observada en el dominio $0<z<z_c$, *donde la profundidad* $z = 0$ y $z = z_c$, *define las condiciones de contorno del eje del canal.*

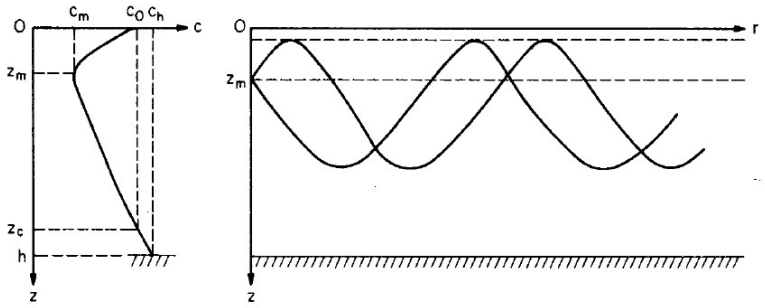


Figura 4.2. Canal sonoro profundo de primer tipo

- *Canal sonoro profundo de segundo tipo*

Este caso sucede normalmente en regiones de aguas memos profundas donde se cumple que $c_0>c_m$, tal como lo indica la Fig. 4.3. Esta variante se extiende desde la profundidad del fondo z = h hasta la profundidad $z = z_c$, donde la velocidad del sonido es igual a c_h.

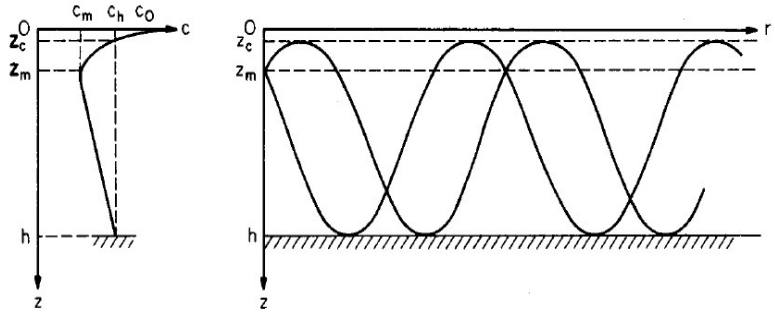


Figura 4.3. Canal sonoro profundo de segundo tipo

Independientemente del tipo que se trate, e*l canal atrapa todos los rayos de sonido que abandonan la fuente localizada sobre el eje del canal con ángulos* $\theta_0 < \theta_{max}$ *con:*

$$\theta_{max} = \sqrt{\frac{2(c_0 - c_m)}{c_m}} = \sqrt{\frac{2\Delta c}{c_m}} \tag{4.3}$$

donde c_m es la velocidad sobre el eje del canal. Por lo tanto los rayos que se encuentren en el intervalo angular [0, θ_{max}] quedan atrapados como si se propagaran en una guía de ondas. Se puede demostrar (Kinsler et al., 2000) que para una fuente 'd' localizada arriba del eje del canal y debajo de la frontera superior, únicamente aquellos rayos que son

emitidos dentro del intervalo [0, θ_{max}] quedarán confinados dentro del canal. De acuerdo con la ley de Snell y teniendo en cuenta la Fig. 4.4, se tiene que:

$$\theta_0 = \theta_{max}\sqrt{\frac{d}{Ds}} \tag{4.4}$$

donde Ds es la distancia entre la profundidad que se encuentra el eje del canal y la máxima profundidad. Finalmente, puede calcularse la distancia de salto r_s y la de transición r_t:

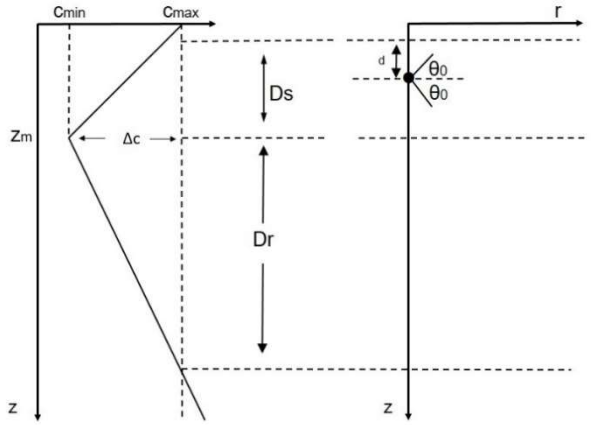


Figura 4.4. Esquema que completa la Fig. 4.2 y Fig. 4.3

$$r_s = 2(D_s + D_r)\sqrt{\frac{2c_{max}}{\Delta c}} \tag{4.5}$$

$$r_t = \left(\frac{r_s}{8}\right)\sqrt{\frac{D_s}{d}} \tag{4.6}$$

La distancia de transición r_t significa a partir de que distancia desde la fuente, la transmisión acústica pasa de propagación esférica a cilíndrica, con la ventaja de que las pérdidas por trasmisión se reducen notablemente (capítulo V y VI).

<u>Ejemplo 4.1</u>
Determinar θ_0, r_s y r_t sabiendo que c_0=1500 m/s, Δc = 30 m/s, d=100 m, Ds=800 m y (Dr+Dz)=3000 m.

$c_m=c_0-\Delta c$=1500-30=1470m/s. De la expresiones (4.3) y (4.4):

$\theta c_{max} = \sqrt{\frac{60}{1700}} = 0.18rad = 10.76°$, $\theta_0 = 10.76\sqrt{\frac{100}{800}} = 3.8°$.

Las distancias de salto y de transición por Ecu. (4.5) y (4.6):

$r_s = 2 * 3000\sqrt{\frac{1500}{30}} = 4.2km$, $r_t = 5300\sqrt{\frac{800}{100}} = 14.4\ km$

Existe una variante de este tipo de canal que se da cuando $c_0<c_h$ y c para z=h se encuentra entre c_0 y c_h como se observa en la Fig. 4.5.

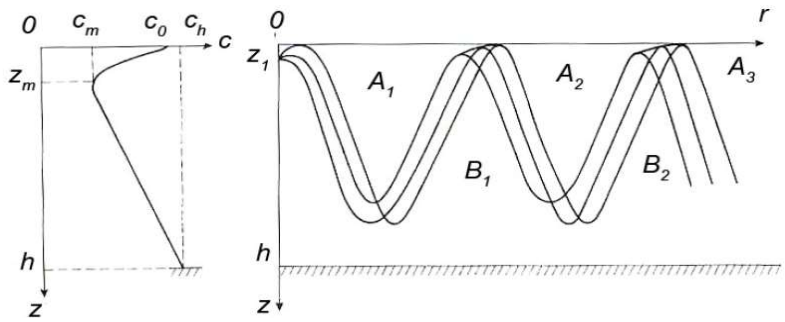


Figura 4.5. Variante del canal

A1, A2,…y B1, B2,... indican las zonas de sombras, que disminuyen cuando la profundidad de z_1 de la fuente se aproxima al eje del canal, desaparecen cuando coincide con el eje del canal ($Z_m=z_1$). Las consideraciones para el cálculo de r_s y r_t son las mismas, arriba empleadas.

4.3. Propagación en la capa mezclada

Cuando los vientos de la superficie y las olas mezclan las capas poco profundas del mar, se produce una capa isotérmica en la cual el efecto de la presión domina y la velocidad del sonido se incrementa a medida que aumenta la profundidad. Esta capa conocida como conducto superficial, puede tener valores de profundidad comprendidos entre 5 m a 200 m. Los conductos típicos encontrados en las aguas más frías del mundo tienen valores de profundidad que se encuentran en el rango de 50 a 100 m. La Fig.4.6 muestra el efecto sobre la propagación del sonido cuando una fuente se encuentra en el interior del conducto.

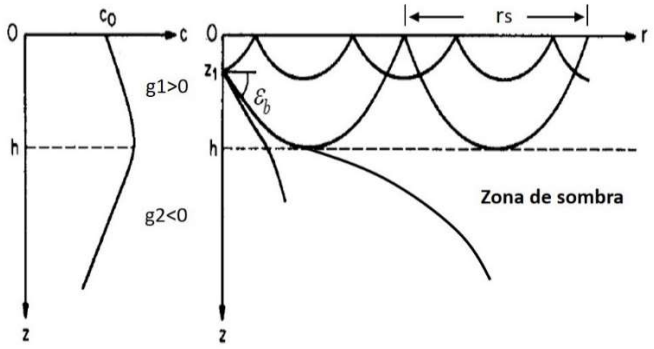


Figura 4.6. Propagación capa mezclada

La velocidad del sonido aumenta hasta la profundidad z = h y luego comienza a disminuir. Los rayos que salen de la fuente en ángulos $\theta_0 < \varepsilon_b$ se propagan con reflexión de superficie múltiple en el interior del canal.

La Fig. 4.6 muestra que el conducto superficial se forma a partir del cambio de un gradiente positivo a uno negativo del perfil de velocidad del sonido. Como consecuencia el haz sonoro queda atrapado por la refracción del sonido hacia arriba dentro del conducto. Si ángulo del haz con respecto a la horizontal crece, de manera que logra traspasar el límite del conducto, este es refractado hacia abajo provocando una zona conocida como zona de sombra acústica. A raíz de esto, los objetos que están dentro de la zona de sombra son difíciles de detectar.

Los rayos que son proyectados cerca de la horizontal son refractados hacia arriba y experimentan múltiples reflexiones en la superficie. Incrementando la profundidad de la fuente, tanto así, que esté por debajo de la capa, se produce un aumento del rango del punto de partida de la zona de sombra, pero esta zona se extiende hacia el conducto.

Todos los rayos con ángulo de elevación o depresión exceden los de los rayos límites citados, penetran a mayores profundidades y se salen de la capa. Los rayos que quedan atapados en el interior de la capa, a partir de una cierta distancia de transición r_t comienzan a propagarse cilíndricamente. Esto se puede estimar cuando r = r_t el ancho vertical del haz subtendido por $2\theta_0$ iguale a la profundidad de la capa h, es decir:

$$r_t = \frac{h}{2\theta_0} \tag{4.7}$$

Con respecto a la distancia de salto r_s, de la Fig. 4.8 se tiene:

$$r_s = 2R\theta_{max} \tag{4.8}$$

donde R=c0/g1, es decir, el radio del rayo que raza el fondo de la capa (h), válido para R>>>H. Para ángulos pequeños,

$$r_s = \sqrt{8Rh} \tag{4.9}$$

y

$$r_t = \frac{r_s}{8}\sqrt{\frac{h}{h-d}} \tag{4.10}$$

4.4. Canal sonoro profundo de dos ejes

Este caso tiene lugar cuando se mezclan aguas superficiales y profundas (Kraus, 2018). La Fig.4.8 muestra el perfil de velocidad para una latitud de 20°. Tal distribución de la velocidad del sonido con la profundidad se debe a la intrusión de aguas mediterráneas más cálidas y saladas en el Océano Atlántico, p. ej. cerca de la costa de Portugal. Este caso de g1>0, g2<0, g3>0 .El perfil aquí descrito es válido para latitudes medias, pero de forma general varía con la latitud y las condiciones particulares del lugar. A profundidades elevadas, la temperatura se mantiene prácticamente constante, de manera que como la salinidad apenas varía con la profundidad, los cambios en la velocidad del sonido vienen dados por la variación de la presión con la profundidad.

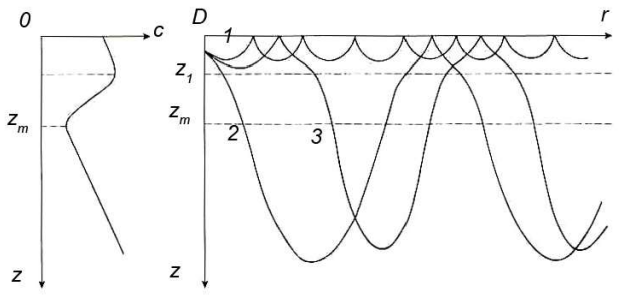


Figura 4.7. Canal sonoro profundo de dos ejes
g1>0, g2<0, g3>0

Para valores menores de esta profundidad, comienza a notarse el efecto de la temperatura, aumentando a medida que se aproxima la superficie del mar, siendo éste efecto más importante que el de la variación de la presión con la profundidad. Esta zona se extiende desde los 200 m hasta una profundidad de 1000 m aproximadamente. Entre los 200 m y los 100 m se tiene una región donde los efectos estacionales sí son apreciables, de manera que la forma del perfil en esta región varía en función de la estación.

Entre los 100 m y la superficie aparece una zona expuesta a los cambios atmosféricos, ya sea el viento o cambios bruscos de temperatura y movimiento de masas de agua. Este movimiento de masas de agua produce una capa mezclada que hace que esta región pueda considerase como isoterma, a pesar de los cambios bruscos de temperatura que pueda sufrir.

Por lo visto, se trata de una zona mezclada y otra de canal sonoro profundo. Dependerá de Zm, profundidad y ángulo de disparo de la fuente, el cómputo de la distancia de salto y de transición.

4.5. Propagación del sonido en los casos de g>0, g<0 y g=0

Canal Isotérmico

La Fig.4.8 muestra el perfil típico de este caso: perfil lineal con gradiente positivo (g>0). Salvo la profundidad, se trata de un perfil de velocidad y forma muy similar al caso de canal de capa mezclada.

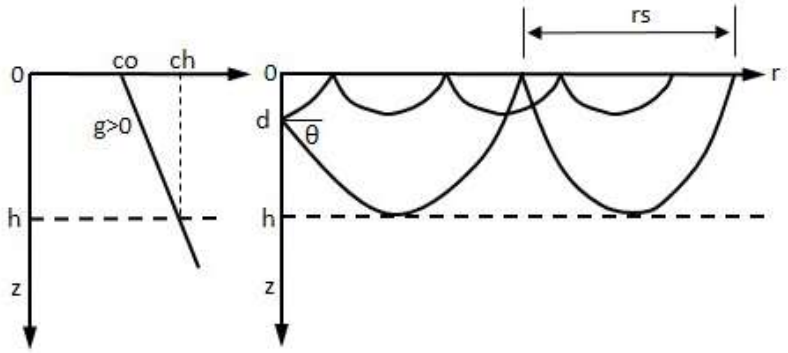


Figura 4.8. Canal isotérmico

La distancia de salto se determina a partir de la Ecu. (4.9).

Ejemplo 4.2

Determinar la distancia de transición de acuerdo a los siguientes datos c_0=1.440 m/s, c_m=1.508 m/s, d=30 m y h =4.000 m.

$$g = \frac{1.504 - 1.440}{4.000} = 0{,}0160 s^{-1}$$

$$R = \frac{1440}{0{,}0160} = 90 * 10^3 m$$

$r_s = 2\sqrt{8 * 90 * 10^3 * 30} = 53 * 10^3 m$

Es decir, que cada 53 km se repite.

Propagación anti-guía de onda
Se observa una propagación anti-guía de onda cuando el sonido la velocidad disminuye monótonamente con la profundidad. Estos perfiles de velocidad del sonido son a menudo el resultado de intensos calentamiento por radiación solar de la capa superior del océano.

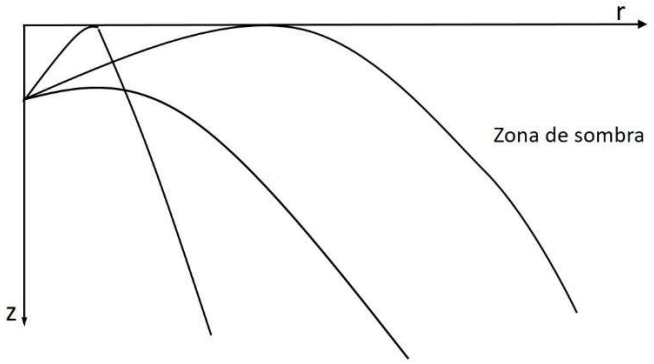


Figura 4.9. Propagación anti-guía de onda

La zona de sombra no es una región de intensidad de sonido cero, ya que las ondas sonoras no penetran en la denominada zona de sombra debido a la difracción:

– reflexiones sobre la superficie del piso del fondo del mar
– scattering por inhomogeneidades del medio

Canal sonoro profundo de velocidad constante
Cuando la velocidad del sonido es constante (g=0), la trayectoria del sonido consiste en rayos que se propagan en línea recta, reflejándose en la superficie y en el fondo.

4.6. Resumen del capitulo

En el capítulo anterior determinamos, por diferentes métodos el perfil de velocidad del sonido en fusión de la salinidad, temperatura y latitud geográfica, para el canal sonoro profundo. Sin embargo, existen un número importantes de variantes que no se han tenido en cuenta; que tipo de canal sonoro profundo se trate, si el canal en estudio es el de la capa mezclada, si se trata de un canal de isovelocidad o isotérmico, etc. La variable fundamental que definirá, en cada caso la propagación, es el gradiente. En algún caso se tendrá un gradiente cero, un gradiente positivo, o un gradiente negativo, en otros, la combinación de ambos. Como ejemplo de gradiente cero (isovelocidad), la propagación sonora será similar a la trayectoria de los rayos producidos por una fuente de luz. Cuando el gradiente es positivo, la propagación tendrá la forma de un arco de circunferencia hacia abajo y en el caso negativo, la misma será hacia arriba.

En el caso de combinación de gradientes, se tienen las siguientes variantes:

1-El gradiente inicial es positivo y el final negativo. En este caso, el canal se denomina Canal sonoro profundo de primer cuando la c_0 es mayor que la velocidad del sonido a una profundidad menor que la máxima del canal (c_h) y de segundo tipo, en el caso $c_0 < c_h$. En

ambos caos, la trayectoria estará compuesta por un arco de circunferencia hacia abajo (g>0) seguida de un arco hacia arriba (g<0).

Una variante de esta última es cuando $c_0<c_h$ y c_h en la velocidad para la profundidad h (máxima profundidad del canal).

3- El gradiente inicial es positivo (g>0) y el final negativo (g<0). A este caso se lo denomina canal de capa mezclada. Se trata de propagación de canales de una profundidad menor que el caso anterior y que influye la superficie del mar. Si bien la trayectoria del sonido está formado por dos arcos de circunferencia, a diferencia del caso anterior, estas tienen máximos hacia arriba.

4-Una variante del canal de sonido profundo se da cuando el perfil de velocidad está compuesto de tres gradientes: g1>0, g2<0, g3>0 (Kraus, 2018). Se trata de una trayectoria compuesta por tres arcos de circunferencia. El primer arco es hacia abajo, el segundo hacia arriba y el tercero hacia abajo. En el caso del Atlántico Norte, g1<0, g2<0, g3>0 (Medwin, Clay, 1998), los dos primeros arcos son hacia arriba, el tercero hacia abajo.

En los casos que el perfil de velocidad está determinado por un solo gradiente, se tiene:

1-Cuando el canal consiste sólo en un gradiente positivo, se está ante la presencia de propagación isotérmica, donde el arco de circunferencia es hacia abajo y el máximo valor se da para z=h.

2- En el caso de isovelocidad (g=0), la trayectoria del sonido consiste en rayos que al salir de la fuente se reflejan entre la superficie y el fondo como si se tratara de una probación similar a los rayos ópticos emitidos por una fuente de luz.

3- Finalmente, se puede dar el caso de propagación anti-guía de ondas (g<0). Esto es, el canal no tiene la característica de guía de onda como en los casos anteriores. Por efecto de la difracción, la trayectoria una vez reflejada sobre la superficie se propaga hacia el fondo y se genera una zona de sombra donde son fuertemente atenuadas.

En todos los casos existe fuerte dependencia con el ángulo de disparo θ.

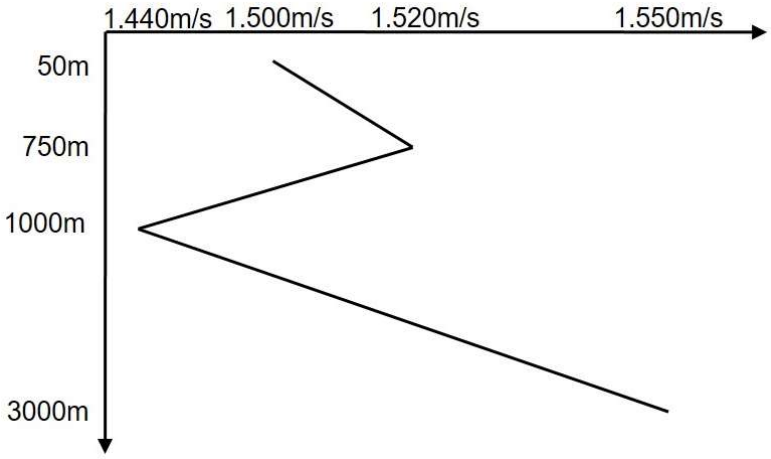
4.7. Problemas propuestos

4.7.1. Para una capa mezclada, determinar r_s y r_t si c_0=1500 m/s, g=0,017s^{-1}, h=100 m, d=50 m.

4.7.2. Para el ejemplo 4.2 determinar r_s usando la Ecu.(4.9) y la Ecu.(2.5.6) del capítulo 2, comparar resultados.

4.7.3. Determinar θ_0, r_s y r_t sabiendo que c_0=1500 m/s, Δc = 35 m/s, Ds=500 m, (Dr+Dz)=3000 m, para d = 20 m, 60 m y 120 m. Comparar los resultados obtenidos.

4.7.4. Se tiene un canal sonoro de dos ejes, con las características que muestra la figura. Determinar r_s y r_t suponiendo que la fuente acústica se encuentra a una profundidad de 1000 m.



4.8. Referencias

Kinsler, L. E., Frey, A. R., Coppens, A. B., Sanders, J. V. (2000). Fundamentals of Acoustics. Fourth Edition, John Wiley and Sons, Inc.

Kraus, D. (2018). Fundamentals of Ocean Acoustics. Institute of Wateracoustics, Sonar Engineering and Signal theory.

Lurton, X. (2010). An Intyroduction to Underwater Acoustics. Principles and Aplications. http://www.springer.com/978-3-540-78480-7.

Medwin, H., Clay, C. S. (1998). Fundamentals of Acoustical Oceanography. Academic Press.

Capitulo V

Perdidas por Transmisión I

SUMARIO

5.1. Introducción
5.2. La ecuación de onda
5.3. Pérdidas por Transmisión
5.4. Rangos de frecuencia de los principales sistemas acústicos
5.5. Resumen del capitulo
5.6. Problemas propuestos
5.7. Referencias

5.1. Introducción

En los capítulos anteriores se ha estudiado los factores que influyen en la propagación de las ondas acústicas en el medio subacuático, esto es, la atenuación debido a la densidad, a la profundidad, a las sales disueltas, al PH y temperatura. En este capítulo se describirán las pérdidas que sufrirá la onda acústica que se propaga a lo largo de la distancia y profundidad, la que dependerá del tipo de canal que se trate (ver Fig.4.1), de los fenómenos de reflexión, refracción y de la frecuencia. A este tipo de pérdidas se las denomina pérdidas por transmisión, por ello, habrá que estudiar para cada caso en particular, el campo acústico. Existen varios métodos para llevar a cabo esta tarea, siendo los más usados:

Ecuación Parabólica
Método de los Rayos
Método de las Imágenes Acústicas
Método de los Modos Normales

En general, se habla de modelos de propagación. El punto de partida de todos los modelos es la ecuación de ondas para una fuente puntual. Hay dos aproximaciones a la solución de la ecuación de ondas: modos normales y rayos.

El método basado en la *ecuación parabólica*, parte de la idea de que el campo acústico puede dividirse en dos pates: una que varía con la distancia y otra que lo hace con la profundidad, pero esta es muy lentamente. La parte del campo acústico que es independiente de la profundidad es la función de Hankel que contiene las variaciones a escala de una longitud de onda que, con frecuencia se aproxima a una onda cilíndrica. La parte del campo que varía lentamente con la distancia contiene variaciones es escala mayores que una longitud de onda. Presenta inconvenientes el caso de aguas poco profundas ya que induce errores importantes a distancias cortas, la precisión de los resultados depende del muestreo en profundidad y en alcance, y dado que la solución no se conoce a priori, es necesario correr el modelo muchas veces para asegurar la debida convergencia.

El *método de los rayos* fue descripto en el capítulo II, donde las ondas son reemplazadas por rayos. Se basa en el supuesto de que la energía sonora es transmitida a lo largo de trayectorias (rayos) que son líneas rectas en todas las partes del medio en que la velocidad del sonido es constante, y líneas curvas, de acuerdo con las leyes de refracción donde la velocidad del sonido es variable. Para entender lo que es un rayo sonoro, supongamos una fuente sonora omnidireccional que vibra produciendo ondas esféricas. La superficie de la esfera cuyos puntos vibran con la misma fase es el denominado 'frente de onda'. Si nos fijamos en la dirección en que la energía fluye, hay que pensar en un conjunto infinito de radios que surgen del centro de la fuente. Estos radios son los llamados 'rayos sonoros' y son en todo momento perpendiculares a los frentes de onda generados. El modelo de rayos presenta una solución menos compleja y de fácil interpretación visual, pero presenta la limitación cuando la velocidad del sonido varía apreciablemente a lo largo de distancias inferiores a la longitud de onda.

Es una técnica que, basada en la ley de Snell, permite simplificar la trayectoria de las ondas acústicas, siempre y cuando, se cumpla la ecuación de Eikonal (Kinsler et al., 1995), esto es, que la amplitud de la onda, la velocidad del sonido no varíen considerablemente en distancias comparables con una longitud de onda y válida para altas frecuencias. Cuando

se cumplen las condiciones citadas, el método es sencillo de usar y los resultados son aceptables.

Método de las Imágenes Acústicas
Este método está basado en los principios de la interferencia óptica y difracción, en especial, en el estudio de la interferencia producida por ranuras usando el concepto del espejo de Lloyd. Se empleó intensamente durante el transcurso de la 2da. Guerra mundial para estudiar las pérdidas por transmisión, fundamentalmente en profundidades cercanas a la superficie y al fondo del mar. Una variante del mismo es el denominado doblete acústico del cual es posible obtener importante información complementaria al método original.

Método de los Modos Normales
La distinción entre el método de las imágenes y la teoría de los modos normales es el formalismo matemático; el método de las imágenes es útil si la velocidad es constante mientras que la teoría de los modos normales se puede adecuar para tratar con perfiles de velocidad dependiente de la profundidad particularmente aquellos que llevan al confinamiento del sonido ya que, se basa en la propagación de este en guías de onda. Es muy útil para estudiar la propagación del sonido en los casos que este se propague en ductos, por ejemplo en el interior del SOFAR. Calculan la integral de la ecuación de ondas o la expanden en función de un conjunto finito de "modos normales". Cada uno de estos modos supone que la solución de la ecuación es el producto de una función dependiente de la profundidad y de una función dependiente del alcance. El modelo físico impone la suposición de que tanto las superficies como el fondo sean perfectamente planos y que el medio de propagación sea homogéneo, lo cual no es exacto en el mar. Además la búsqueda de soluciones exactas a la ecuación de ondas es matemáticamente compleja y difícil de interpretar. Todos satisfacen la ecuación de onda.

A continuación se describirán las variantes del método de las imágenes acústicas para aplicarlos a determinar las pérdidas por transmisión en los casos de propagación: en el canal superficial, capa mezclada y canal acústico profundo.

5.2. La ecuación de onda y sus soluciones simples

La propagación de ondas acústicas en medios gaseosos o fluidos sigue las leyes de la mecánica de fluidos, descripta por la ecuación de ondas (Medwin-Clay, 1998):

$$\Delta p = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{(x,y,z)} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \tag{5.1}$$

donde p es la presión acustica de la propagación de la onda en el espacio (x,y,z), como una función del tiempo t, c(x,y,z) es la velocidad local del sonido y Δ el operador Laplaciano. Para una onda sinusoidal de frecuencia f_0, la ecuación de onda satisface a la ecuación de Helmholtz:

$$\Delta p + k^2(x,y,z)p = 0 \tag{5.2}$$

donde $k(x,y,z) = 2\pi f_0/c(x,y,z) = w/c(x,y,z)$ es el número de onda, $w = 2\pi f_0$ representa la frecuencia angular. Para una velocidad constante c(x,y,z) = c y restringido a una dirección x, Ecu.(5.1) queda:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{w^2}{c^2} p = 0 \tag{5.3}$$

La solución es:

$$p(x,t) = p_0 exp\left[jw\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] = p_0 exp[j(wt - kx)] \tag{5.4}$$

Se observa una cte de amplitud p_0 y una fase dependiendo de la coordenada cartesiana x. A este tipo de onda se la denomina *onda plana*. La velocidad **v** del fluido está relacionada con la presión acústica de acuerdo a:

$$\nabla p = -\rho \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} \tag{5.5}$$

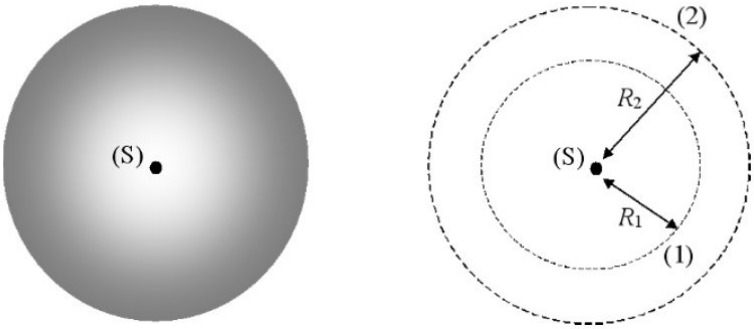
Siendo ρ la densidad del medio. Entonces:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho \frac{\partial v}{\partial t} \Longrightarrow \rho c v_0 = \rho c w a_0 \tag{5.6}$$

Donde a es el desplazamiento y ρc es la impedancia acústica del medio por donde se propaga la onda. De acuerdo al capítulo II, Z = ρc, quedando la expresión anterior:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = Z w a_0 \tag{5.7}$$

Cuando consideramos la propagación en las tres direcciones espaciales (x,y,z) en un medio isotrópico, la solución de la ecuación de ondas para una fuente puntual, estamos ante la presencia de una *onda esférica*. En este caso la presión (expresión 5.4) toma la forma:



5.1. Fuente esférica puntual

$$p(R,t) = \frac{p_0}{R} exp\left[jw\left(t - \frac{R}{c}\right)\right] = \frac{p_0}{R} exp[j(wt - kR)] \tag{5.8}$$

Los frentes de onda ahora son esferas centradas en su centro (R=0), la amplitud de la presión decrece según 1/R, desde su valor ρ_0 considerado convencionalmente a 1 metro de distancia desde la fuente. Ondas y esféricas representan dos herramientas básicas para el modelado de la propagación de ondas acústicas. Las ondas planas son fáciles de manejar; ellas son usadas cuando la amplitud puede ser aproximada a una constante, y el frente de onda muestra una curvatura despreciable. Esas condiciones son satisfechas para el modelado de distancias grandes desde la fuente sonora para modelado de procesos locales. Ondas esféricas son una descripción de un campo trasmitido a cortas distancias por una fuente puntual. Con respecto a las ondas cilíndricas, presentan la ventaja que, por

su naturaleza, la energía acústica viaja confinada dentro de un espacio donde las pérdidas de propagación son inferiores al de las ondas esféricas. Como se verá más adelante, bajo ciertas condiciones, una onda cilíndrica puede ser generada a partir de una esférica.

5.2.1. Intensidad y Potencia

La intensidad acústica I se define el valor medio del flujo de energía por unidad de superficie y por unidad de tiempo. Para una onda plana de presión de amplitud p_0 y valor cuadrático medio (RMS, $p_{rms} = p_0/(2)^{1/2}$):

$$I\left[\frac{Watts}{m^2}\right] = \frac{p_0^2}{2Z} = \frac{p_{rms}^2}{Z} \tag{5.9}$$

La potencia acústica P recibida por una superficie S es:

$$P[Watts] = IS = \frac{p_{rms}^2}{Z}S \tag{5.10}$$

5.3. Pérdidas por Transmisión

En la propagación de la señal acústica por el medio subacuático, ésta sufrirá distintas pérdidas debido a tres contribuciones principales: la divergencia geométrica, absorción del medio y las reflexiones producidas en las superficies y en el fondo del mar. Estas pérdidas se engloban en un parámetro denominado pérdidas por transmisión, *TL* (*transmission loss*), las que se pueden clasificarse en pérdidas por:

Divergencia geométrica
Absorción
Burbujas de aire
Multicamino
Efecto Doppler

En general, las más importantes son las pérdidas por divergencia geométrica y absorción, entonces, lo anterior puede expresarse como:

$$TL \approx Perdidas\ por\ divergencia\ geometrica + perdidas\ por\ absorcion \tag{5.11}$$

Las pérdidas por absorción fueron tratadas en el capítulo II. Las pérdidas por burbujas de aire se tratarán más adelante en el apartado 5.3.2, mientras que las por multicamino y efecto Doppler serán estudiadas en el próximo capítulo.

5.3.1. Pérdidas por divergencia geométrica

La divergencia geométrica se produce como consecuencia de la propagación de la onda acústica. La forma natural de propagación de una onda acústica es esférica (ver Fig. 5.1 derecha), y por tanto la energía que transporta la señal se va repartiendo a medida que aumenta la distancia. Dicho con otras palabras: la presión acústica va disminuyendo con la inversa de la distancia a la fuente. La Fig.5.2 muestra cómo se va repartiendo la energía acústica emitida por una fuente puntual a medida que se aleja de la misma, donde el frente de onda esférico se va convirtiendo en un frente plano. A esta atenuación también se la denomina *atenuación por espacio libre*. Existe un motivo más de atenuación que son los debidos a la frecuencia de propagación de la fuente sonora.

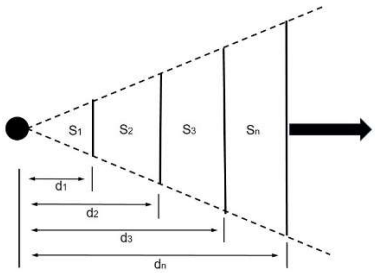


Figura 5.2. Atenuación por espacio libre

Agrupando estos efectos se los puede concentrar en la siguiente ecuación:

$$p = \frac{1}{d} p_0 e^{-\alpha d f} \tag{5.12}$$

donde: p_0 es la presión de emisión, α la constante de atenuación del medio, d la distancia a la fuente y f la frecuencia de emisión. El resultado de esta expresión la observamos en la Fig. 5.3, donde podemos ver la atenuación de la presión teniendo en cuenta todos los efectos citados.

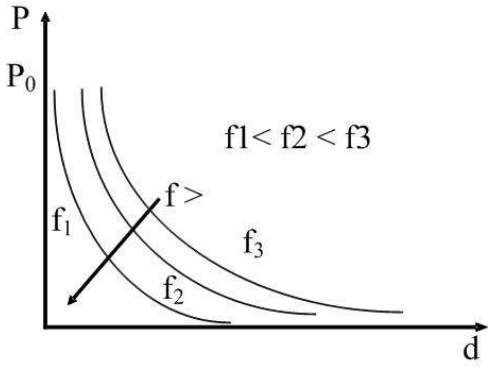


Figura 5.3. Atenuación por espacio libre y frecuencia

Sin embargo, en los casos que la onda queda confinada entre dos capas (por ejemplo, superficie y fondo), la propagación es cilíndrica.

Cuando las ondas acústicas se propagan, la energía es conservada, por lo tanto la intensidad deberá disminuir proporcionalmente a la inversa de la superficie en la que se distribuyen. De acuerdo a la Fig. 5.2, la disminución de la intensidad entre los puntos 1 y 2 es inversamente proporcional al radio de las superficies S_1 y S_2 de las esferas:

$$\frac{I_1}{I_2} \sim \frac{S_1}{S_2} = \frac{4\pi R_1^2}{4\pi R_2^2} = \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 \tag{5.13}$$

Es decir, la intensidad disminuye en $1/R^2$ y la presión en 1/R. En consecuencia las pérdidas por transmisión, se expresan como:

$$TL[dB] = 20log\left(\frac{R}{R_{1m}}\right) \tag{5.14}$$

donde R_{1m} es la referencia de las pérdidas a R=1 m. Normalmente se usa:

$$TL[dB] = 20logR \tag{5.15}$$

Teniendo en cuenta las perdidas por absorción, la expresión anterior, toma la forma:

$$TL[dB] = 20logR + \alpha R \tag{5.16}$$

Los fenómenos de absorción (cte α) fueron citados y analizados en el apartado 2.3. La Fig.5.4 muestra las perdidas por transmisión, en función de la distancia (0,1km a 50 km), frecuencia (0,5 kHz, 1 kHz y 10 KHz) y una temperatura de 10ºC, según Tabla 2.2.

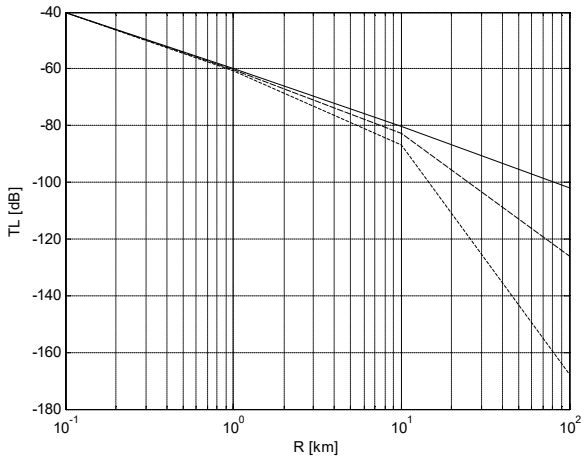


Figura 5.4. TL según datos Tabla 2.2

5.3.1.1. Perdidas por Reflexión superficial. Breve reseña histórica

Los primeros estudios sobre la propagación de ondas acústicas en medio subacuático se realizaron empleando cargas explosivas de TNT (durante el trascurso de la 2da. Guerra mundial) dispuestas a diferentes profundidades (Muir-Bradley, 2020). A estas fuentes se las denominaron fuentes químicas de muy corta duración (unos pocos milisegundos) que producen un gran impulso de presión omnidireccional, enviando al medio ondas compresionales (Fig. 5.5a). Debido a la corta duración de la detonación y gran magnitud de la energía enviada al medio, se la modela por medio de la función matemática delta de Dirac δ(t). La diferencia con las fuentes actuales que se producen con emisores acústicos piezoeléctricos, es que presentan ondas de compresion y dilatación pudiendo además ser altamente directivas. Las Fig. 5.5b y 5.5c muestran una onda de presión tipo impulsiva generada con un transductor piezoeléctrico y la producida con un sistema acústico que genera un tono (a partir del capítulo VIII se tratarán con profundidad estos temas).

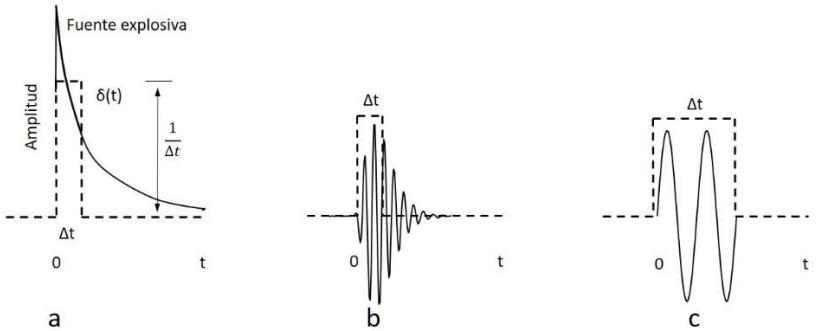


Figura 5.5. Tipos de fuentes acústicas

El análisis que se realiza a continuación, está basado en la generación de sonido por medio de una fuente explosiva. Durante los ensayos se usaron para la recepción hidrófonos dispuestos horizontalmente como se observa en la Fig. 5.6 (Tate, 1946).

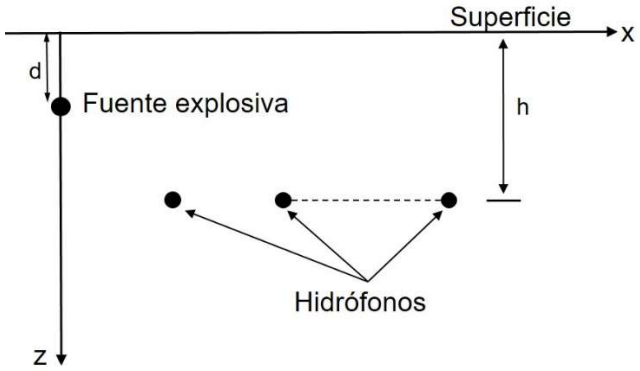


Figura 5.6. Disposición de la carga explosiva e hidrófonos

Lo primero que se detectó fueron fenómenos de interferencia destructiva y constructiva, como consecuencia de las reflexiones acústicas sobre la superficie del mar. Cuando la detonación ocurría a una profundidad del orden de 60m, los registros indicaban que el camino directo, pico positivo y el reflejado (pico negativo) en la superficie estaban bien separados (parte inferior Fig. 5.7), a profundidades de 12 m, (registro medio Fig. 5.7) los pulsos negativos disminuían de amplitud. Finalmente cuando la fuente se encontraba a 1.5 m, (parte superior Fig. 5.7) desaparecían.

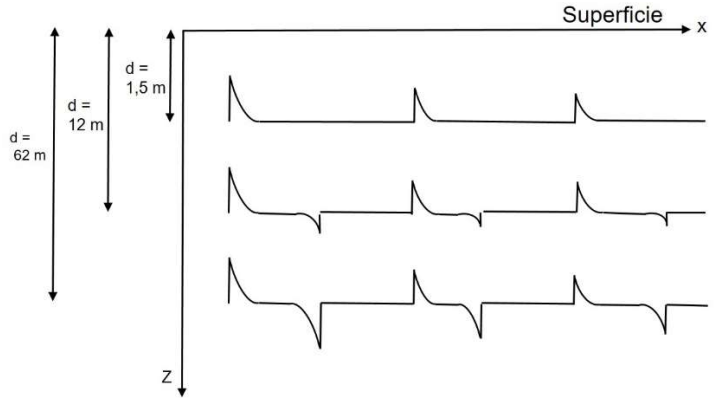


Figura 5.7. Señales recibidas por los hidrófonos, de acuerdo a la profundidad de la fuente
Pico positivo, onda directa. Pico negativo, onda reflejada en la superficie.

5.3.1.2. Demora del pulso reflejado

En los tres casos señalados, la amplitud de los pulsos iba disminuyendo a medida que aumentaba la distancia fuente-hidrófono (ley 1/r). La Fig. 5.8 muestra la geometría que se usó para el análisis que sigue a continuación, suponiendo por simplicidad un solo hidrófono. El camino directo está representado por el segmento EH, mientras que el camino debido a la reflexión sobre la superficie ER+RH = IH. Es decir, es lo mismo de ubicar la fuente en el punto I, como si fuera la imagen espejo de E. Entonces, la dirección y el tiempo de arribo de la reflexión en la superficie, es lo mismo que si se originara en el punto I. De la Fig.5.8 se tiene:

$$(EH)^2 = r^2 + (h-d)^2 = r^2 + h^2 - 2hd + d^2$$

$$(IH)^2 = r^2 + (h+d)^2 = r^2 + 2hd + d^2 \tag{5.17}$$

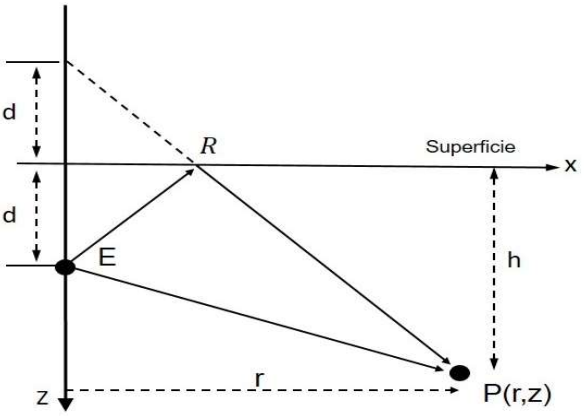


Figura 5.8. Geometría para determinar el camino ERH

Restando una ecuación de la otra:

$$(IH)^2 - (EH)^2 = 4hd$$
$$IH - EH = \frac{4hd}{IH - EH} \tag{5.18}$$

Como en este caso r>>h y r>>d,

$$IH - EH = \frac{2hd}{r} \tag{5.19}$$

El tiempo de demora arribo del eco sobre la superficie está dado por:

$$\Delta t = \frac{IH - EH}{r}$$
$$= \frac{2hd}{rc} \tag{5.20}$$

5.3.1.3. Modificación del efecto Imagen por Refracción

El análisis que sigue a continuación, se denominó interferencia de las ondas directas y reflejadas en la superficie, origen del efecto Imagen. Como hemos visto, cuando la distancia d es pequeña, se observa que ambos pulsos (directo y reflejado) arriban al hidrófono casi al mismo tiempo, la compresión se cancela por completo por efectos de la refracción sobre la superficie. Esta interferencia entre el camino directo y el reflejado se la denomina ***efecto imagen***. Para el caso de refracción descendente, a medida que se acerca al límite de la sombra los rayos de sonido directos y reflejados que llegan a un punto determinado coinciden cada vez más, es decir, el retardo temporal del eco superficial (parte superior Fig. 5.9). En ausencia de refracción, esto no ocurriría hasta que se alcancen distancias muy grandes. La reducción del retardo temporal por refracción descendente ocurre para todas las distancias, pero es pequeña en distancias cortas. Es posible que se produzcan efectos más complejos como rayos que se cruzan, en este caso, el sonido recibido consta de dos picos positivos y ninguno negativo.

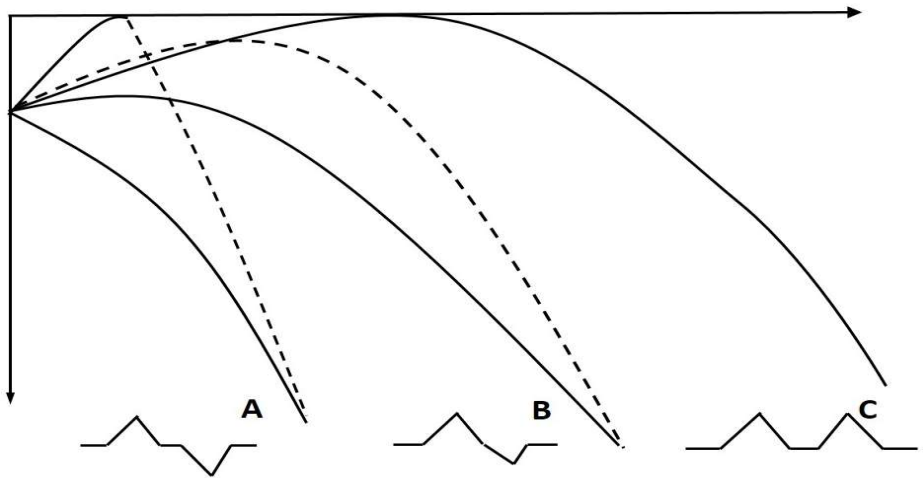


Figura 5.9. Efectos de la refracción descendente

5.3.1.4. Teoría del efecto imagen de superficie - Anomalía por transmisión

El sonido emitido por una fuente acústica difiere del proveniente de una explosión, ya que el segundo consiste de una sola compresión, mientras que el primero es un tren de ondas sinusoidales que consiste en una alternancia de compresiones y dilataciones, que producen interferencias. La variación de presión de una onda acústica directa se la puede expresar como:

$$p_1 = Pcos2\pi ft \tag{5.21}$$

La presión p_2 de la onda reflejada está dada por una expresión similar. Sin embargo, la amplitud de la onda deberá diferenciarse después de la reflexión: si la superficie refleja una fracción μ del sonido de la onda incidente sobre ella, la amplitud de la presión p_2 la amplitud de esta deberá ser μP. A μ se lo denomina coeficiente efectivo de reflexión sobre la superficie. En consecuencia la presión de la onda reflejada estará dada por:

$$p_2 = -\mu Pcos2\pi f(t - \Delta t) \tag{5.22}$$

El signo negativo se debe a la inversión de fase por tratarse de una reflexión sobre la superficie ($Z_{1\ agua} >>> Z_{2\ aire}$). La intensidad I resultante de las ondas directas y reflejadas puede ser calculada como (Tate, 1946):

$$I = p_2(1 - 2\mu\cos(2\pi f\Delta t) + \mu^2) \tag{5.23}$$

Esta ecuación puede ser escrita de forma más conveniente usando la expresión (5.20) e introduciendo el parámetro R, definido como:

$$R = 4hd\left(\frac{f}{c}\right) = \frac{4hd}{\lambda} \tag{5.24}$$

Multiplicando la Ecu. (5.20) por f y usando la expresión anterior,

$$f\Delta t = \frac{2fhd}{cr} = \frac{R}{2r} \tag{5.25}$$

Sustituyendo esta ecuación en la expresión (5.23), se obtiene

$$\frac{I}{p_2} = 1 - 2\mu cos\left(\frac{\pi R}{r}\right) + \mu^2 \tag{5.26}$$

Cuando la interferencia entre el eco de superficie y el camino directo ocurre, se está ante la presencia de la denominada ***anomalía de transmisión TA***, cuya expresión es:

$$TA = -log\left(\frac{I}{p_2}\right) \tag{5.27}$$

Reemplazando el paréntesis por la expresión (5.26), se obtiene;

$$TA[dB] = -10log\left[1 - 2\mu cos\left(\frac{\pi R}{r}\right) + \mu^2\right] \tag{5.28}$$

Finalmente, las perdidas por transmisión quedan:

$$TL[dB] = 20\log r + TA \tag{5.29}$$

El código de simulación para obtener TA y TL es el siguiente:

```
function [TL,TA,u]= anomalia_t(c,f,d,h,r,mu)
f=f*10^3;lambda=c/f;R=4*h*d/lambda;fac=pi*R./r;
TA=10*log10(1+mu^2-2*mu*cos(fac));TL=log10(r)+TA; u=r/R;
TL=log10(r)+TA;
end
```

Figura 5.10. Código de simulación para obtener TA y TL

Ejemplo 5.1
Obtener TA y TL para los siguientes datos: f=1 kHz, d=20 m, h=40 m, r=4.000 m, para μ=0,1, 0.5 y 1,0. La frecuencia f se ingresa en KHz.

```
[TL,TA,u]= anomalia_t(c,f,d,h,r,u);
[TL1,TA1,u]= anomalia_t(1500,1,20,40,[1:10:4000],0.1);
[TL2,TA2,u]= anomalia_t(1500,1,20,40,[1:10:4000],0.5);
[TL3,TA3,u]= anomalia_t(1500,1,20,40,[1:10:4000],1.0);
```

Las Fig. 5.11 y 5.12 muestran las gráficas de TA y TL en función de r/R para los valores de μ pedidos.

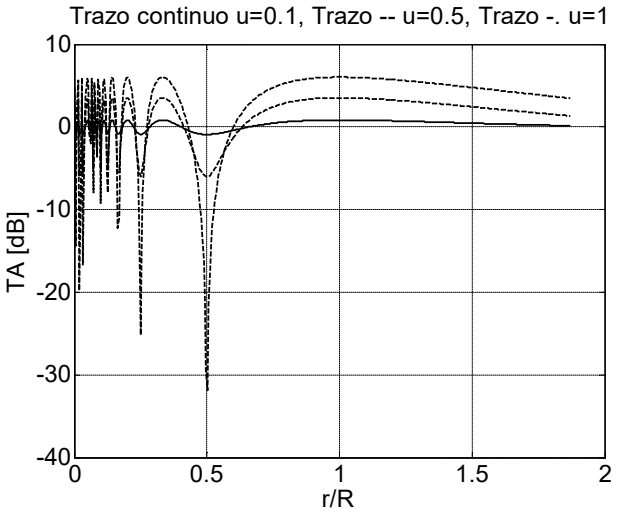


Figura 5.11. Grafica de TA

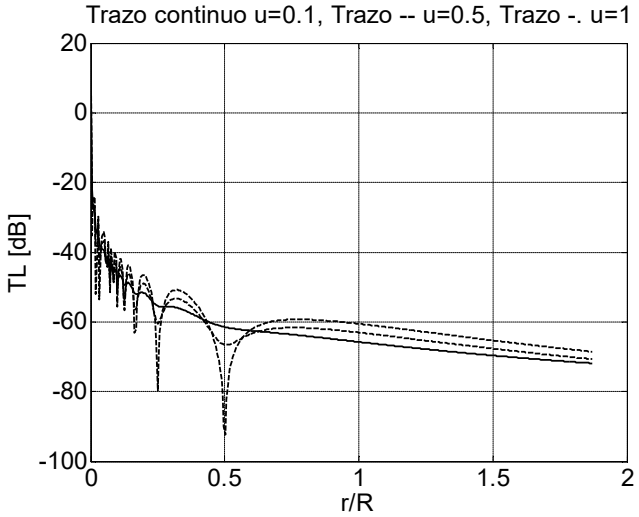


Figura 5.12. Grafica de TL

Ejemplo 5.2
Obtener TA y TL a partir de los siguientes datos: c=1500 m/s, f=1 KHz, d=h=27 m, r=4000 m, para μ=1.
[TL,TA]= anomalia_t(1500,27,27,[1:10:4000],1);

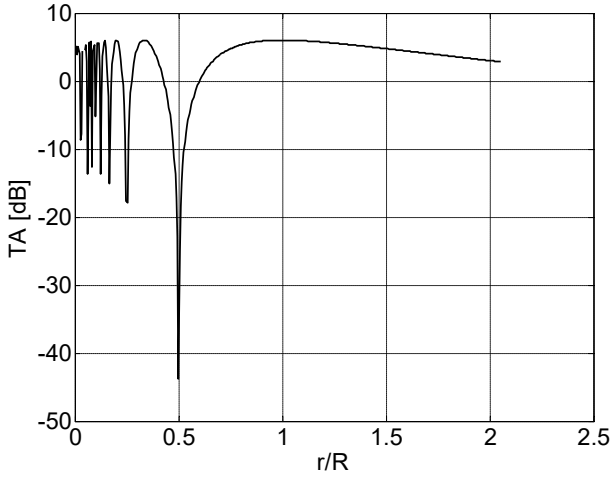


Figura 5.13. Grafica de TA, u=1.

Es decir, en este caso la imagen de la fuente es otra fuente acústica, con las mismas características pero desfasada 180 grados (doblete acústico, (Kinsler et al., 1995)). Puede demostrarse que si d y h son pequeñas comparadas con el alcance horizontal r, la presión sobre el receptor es:

$$P = \frac{2A}{r} sen\left(\frac{Kdh}{r}\right) \tag{5.30}$$

- donde A es la amplitud de la onda a una distancia de 1 metro y k el número de onda. Habrá un refuerzo cuando kfd = π/2, 3π/2…y una cancelación para π, 2π… La situación práctica más importante ocurre cuando kdh/r<<1, entonces,

$$P = 2Asen\left(\frac{kdh}{r^2}\right) \tag{5.31}$$

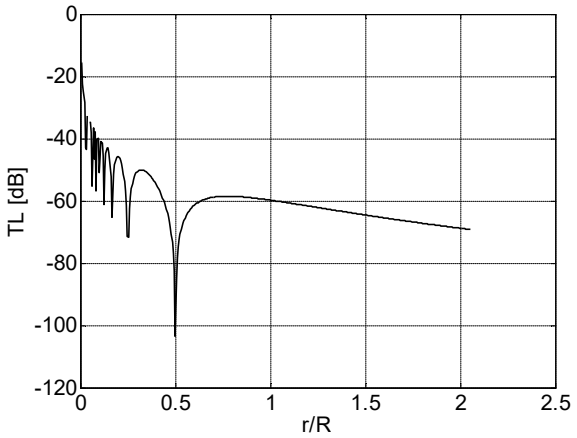


Figura 5.14. Grafica de TL, u=1

Para r >>>, la presión disminuye con $1/r^2$. y la TL decrece 12dB al duplicarse r, es decir, 6dB menos que en el caso de divergencia esférica. Existen criterios para estimar como la rugosidad de la superficial modifica la interferencia causada en la reflexión. Uno de ellos está dado por la siguiente expresión (Kinsler et al., 2000):

$$K = \frac{4Hs \quad _i}{\lambda} \tag{5.32}$$

donde H es la altura promedio pico a pico de las olas superficiales incidentes con la horizontal, λ la longitud de onda y θ_i el ángulo de incidencia con la horizontal. De acuerdo a lo visto, la rugosidad superficial y el ángulo θ_i determinarán la frecuencia f de la onda por debajo de la cual pueda una interferencia superficial ser apreciable o no. Por lo tanto si K<1, la superficie se considera lisa, en caso contrario (K>1), se la denomina áspera. Otra forma de expresar la expresión anterior, es (Luxton, 2010):

$$K = k\sigma s \quad _i \tag{5.33}$$

donde k es el número de onda y σ determina la rugosidad de la superficie. Reemplazando k por 2π/λ e igualando ambas expresiones se puede estimar σ,

$$\sigma = \frac{2H}{\pi} \tag{5.34}$$

Es decir, σ es directamente proporcional a la altura promedio de las olas. Para caracterizar el efecto de la aspereza superficial es suponer que los rayos dispersados a ángulos diferentes de θ_i son removidos de la imagen. Esto significa que la amplitud de la presión de la señal que parece emanar de la imagen puede reducirse por un factor μ <1, que mide la importancia de la aspereza superficial. Este factor μ es el mismo que se ha usado anteriormente, ahora se lo define como (Medwin-Clay, 1998):

$$\mu \sim exp(-2K^2) \tag{5.35}$$

Si la amplitud de la imagen Ecu. (5.31) es multiplicada por μ, se llega a (Kinsler et al., 2000):

$$P = \frac{A}{r}\sqrt{1 + \mu^2 - 2\mu cos\left(\frac{2Kdh}{r}\right)} \quad (5.36$$

La anomalía por transmisión TA es:

$$TA[dB] = -10log\left[1 + \mu^2 - 2cos\left(\frac{2Kdh}{r}\right)\right] \quad (5.37)$$

Como se observa, esta expresión es similar a la Ecu. (5.28), la diferencia es que están incluidos θ_i y la rugosidad de la superficie del mar en función de la altura de las olas. Las pérdidas por transmisión se calculan con la Ecu.(5.29). Algunos autores han relacionado el estado del mar con la velocidad del viento y la atura promedio de las olas. La Tabla 5.1 citada por Kinsler (Kinsler et al., 1995) es un ejemplo de ello.

Descripción	Altura de las olas H (pies)	Estado del mar (SS)	Viento (nudos)	Distancia expuesta a la acción del viento (Millas náuticas)
Mar como espejo		0		
Risos con forma de escamas pero sin cresta espumosas		1/2	2	
Olas pequeñas, cortas pero pronunciadas, no rompen	0-1	1	5	40
Olas con crestas, comienzan a romper	1-2	2	9	100
Olas pequeñas más largas	2-4	3	13	150
Olas moderadas	4-8	4	17	200
Formación de olas grandes con crestas espumosa	8-3	5	21	300
El mar se levanta y la espuma generada por las olas que rompen es llevada por el viento	13-20	6	25	400
Olas moderadamente altas de mayor longitud, rompimiento de las crestas en forma de rocío, espuma generada por las olas que rompen es llevada por el viento	20-30	7	24	500
H =4σ, también puede ser estimada H~ 0,4(SS)^2 en pies, H metros ~0,12*(SS)^2				

Tabla 5.1. Valores aproximados de parámetros usados en la caracterización de las propiedades de la superficie del mar (Kinsler et al., 1995)

El siguiente código de simulación determina TA y TL en función de c, f, r, d, h, θi, y H. La frecuencia f se ingresa en KHz.

```
function [TL,TA, r]= anomalia_kin(f,c,r,d,h,titai,H)
f=f*10^3; lambda=c/f; k=2*pi*f/c;
sigma=2*H/pi
titai=gratorad(titai); %convierte grados a radianes
K=k*sigma*sin(titai);
mu=exp(-2*K.^2);
fac=2*k*d*h;
R=4*h*d/lambda;
u=r/R;
TA=10*log10(1+mu.^2-2*mu.*cos(fac./r));
TL=-20*log10(r)+TA;
end
```

Figura 5.15. Código de simulación para obtener TA y TL, bajo el concepto de doblete acústico

Ejemplo 5.3

Determinar TA y TL para f = 1 KHz, h=d=27 m, θ_i = 20°, r=4000 m para un estado del mar SS=0, SS=2 y SS=4. Entonces, de acuerdo a la Tabla 5.1 H en m es igual a $0{,}12*(SS)^2$ SS=0, H=0 m, SS=2, H=0.48 m y para SS=4, H=1,92.

```
function [TL,TA, r]= anomalia_kin(f,c,d,h,titai,H)
[TL1,TA1, r]= anomalia_kin(1,1500,27,27,20,0);
[TL2,TA2, r]= anomalia_kin(1,1500,27,27,20,.48);
[TL3,TA3, r]= anomalia_kin(1,1500,27,27,20,1.92);
```

Las Figs. 5.16 y 5.17 muestran el cómputo de TA y TL para los tres tipos de estado de mar propuestos.

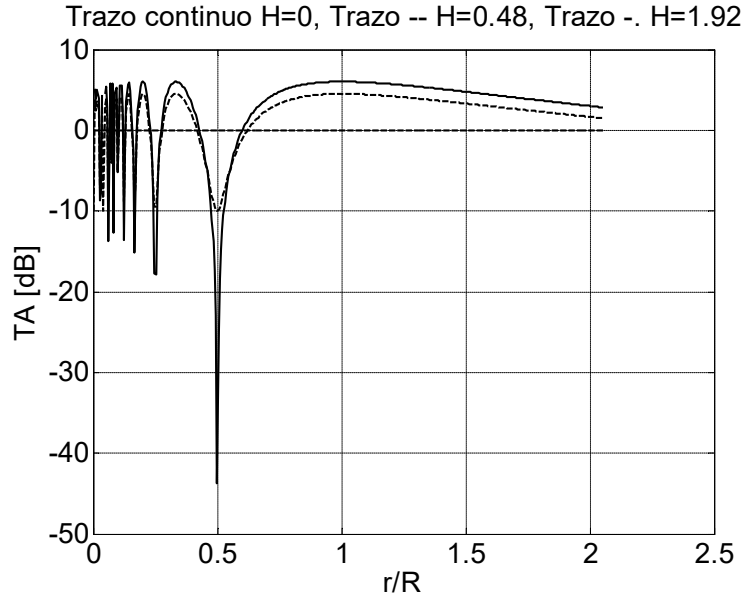


Figura 5.16. Grafica de TA

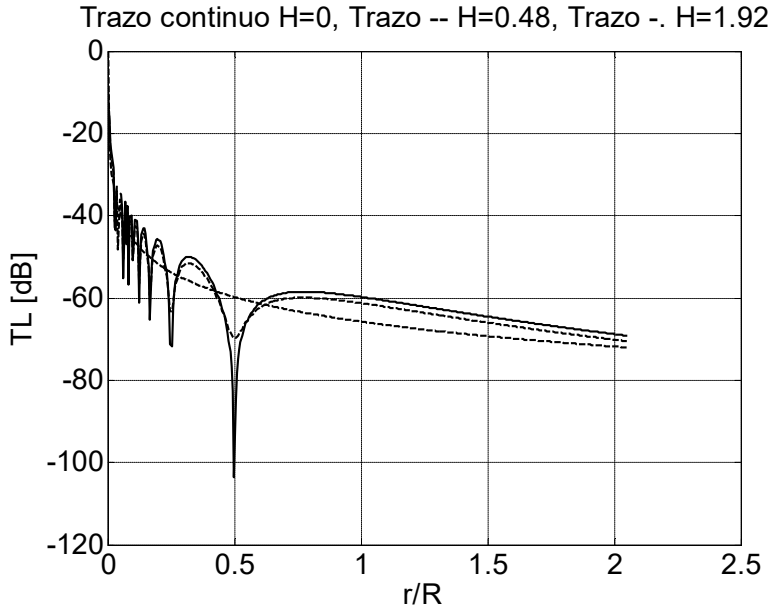


Figura 5.17. Grafica de TL

5.3.1.5. Efecto de las burbujas de gas en las pérdidas por trasmisión

Burbujas de gas (aire) en agua de mar pueden ser generadas por movimiento en la superficie y también por el desplazamiento del casco de buques, También por efectos de cavitación como consecuencia del movimiento de las hélices. Estos fenómenos forman capas de agua y gas que modifican fuertemente las características acústicas del medio (velocidad y atenuación).

Las burbujas de gas se comportan ante la presencia de una onda acústica como fuentes emisoras omnidireccionales (principio de Huygens) resultando un campo de interferencia muy grande (. Más allá de los 20 metros de profundidad estos efectos son despreciables. En algunos casos muy específicos, la generación de burbujas pude generarse por actividad biológica. Las burbujas de aire sobre la superficie también modifican la reflexión de las ondas acústicas, ya que, el resultado de las mismas consiste en la formación de una capa absorbente de sonido. Esta atenuación adicional se observa en las señales de sonar que se propagan a lo largo de multicaminos y reflexiones sobre la superficie, interfiriendo con las señales emitidas. En la bibliografía especializada existen una gran variedad de estudios respecto al tema.

Cada burbuja actúa como un obstáculo esférico que presenta una impedancia acústica Z>>> que la del agua generando efectos de disipasipación de energía que están relacionados con la frecuencia de resonancias de las mismas, que puede determinarse con la siguiente expresión (Medwin-Clay, 1998):

$$f_r = \frac{3.25}{a}\sqrt{1 + 0.1z} \tag{5.37}$$

donde fr es la frecuencia de resonancia en Hz, z la profundidad en metros y a el radio de la burbuja en mm.

Teniendo en cuenta lo visto, altas concentraciones de burbujas de gas se producen en las estelas de barcos y submarinos que viajan sobre la superficie o cerca de ella y a profundidades pequeñas cuando las olas rompen la superficie. En estos casos, la tendencia es que se encuentren en altas concentraciones por efecto acumulativo (una sola burbuja no produce interferencia alguna sobre la onda acústica, ya que, su tamaño es muy inferior a la longitud de onda emitida). Ahora bien, una gran cantidad de burbujas, producen atenuación importante.

Para poder estimar las perdidas TL debido a la dispersión causada por las burbujas, existen modelos, la mayoría muy complejos que son imposibles de describir en este texto. Una ecuación empírica sencilla que permite determinar las pérdidas por transmisión adicionales por reflexión y refracción de una capa de burbujas, es la siguiente (Lurton, 2010):

$$\begin{aligned} TL_b[dB] &= \frac{1.26*10^{-3}}{sen\beta} V_v^{1.57} f^{0.85} \qquad V_v \geq 6\text{m/s } (\geq 21.6\text{kh}) \qquad \text{a} \\ TL_b[dB] &= TL_b(V_v = 6) * e^{1.2(V_v - 6)} V_v < 6\text{m/s} \qquad \text{b} \end{aligned} \tag{5.38}$$

donde Vv es la velocidad del viento a 10 m por encima de la superficie del mar, f la frecuencia de la onda acústica en kHz y β el ángulo crítico. En esta área se realizaron estudios de generación de burbujas en laboratorio (Medwin-Beaky, 1989, Medwin-Daniel,

1990), con diámetros comprendidos entre 0,05 mm a 150 mm, cubriendo una superficie de hasta 1 m^2.

Ejemplo 5.4

Graficar la expresión (5.38a) para una velocidad del viento comprendida entre 10 m/s a 20 m/s y frecuencia entre 1 kHz a 40 kHz, empleando el siguiente código:

```
function [TLb,f] = TL_burb(Vv,f,beta)
%TL burbujas en función de la velocidad del viento Vv, frecuencia de la fuente acústica en kHz
f, y el angulo de incidencia beta
f=f:40;
beta=gratorad(beta);
cte=1.26*10^-3/sin(beta);
TLb=cte*Vv.^1.57*f.^0.85;
end
```

Figura 5.18. Código para estimar TL con burbujas

Para Vv=10m/s
function [TLb10,f] = TL_burb(10,1,20)
Para Vv=20m/s
function [TLb20,f] = TL_burb(20,1,20)

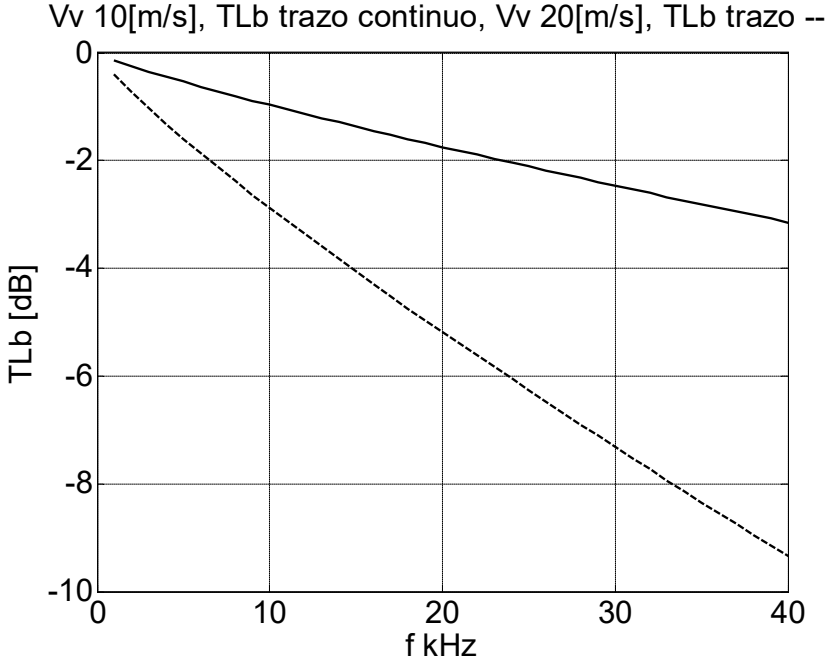


Figura 5.19. Grafica comparativa de TL para Vv=10 m/s a 20 m/s, variando f entre 1 kHz y 40 kHz.

De la gráfica se desprende la gran dependencia de la atenuación con la velocidad del viento. 6m/s equivale a 11,66 nudos, por lo tanto; 10 m/s=19,44 nudos y 20 m/s=38,88 nudos =72 k/h. Esta cifra es muy grande si se compara con la velocidad del viento en la tabla 5.1. De todas formas, sólo es un ejemplo de como la Vv, se impone en este caso, en las pérdidas por transmisión.

El análisis realizado corresponde a la atenuación causada por burbujas sobre la superficie.

Se puede hacer el mismo estudio para burbujas ubicadas en el sedimento del fondo marino, (puede consultarse entre otros, en Medwin-Clay, 1998).

5.3.2. Perdidas en la capa mezclada

En la región de la columna de agua cercana a la superficie es donde se obtienen las variaciones más importantes de temperatura. No obstante, el movimiento de masas de agua producido por las olas produce la mezcla del agua de esta región, de forma que se puede considerar isoterma. Si la salinidad es constante, la velocidad del sonido varía únicamente con la profundidad, obteniéndose entonces un gradiente positivo de la velocidad del sonido con la profundidad hasta cierta profundidad, donde aparece la termoclina.

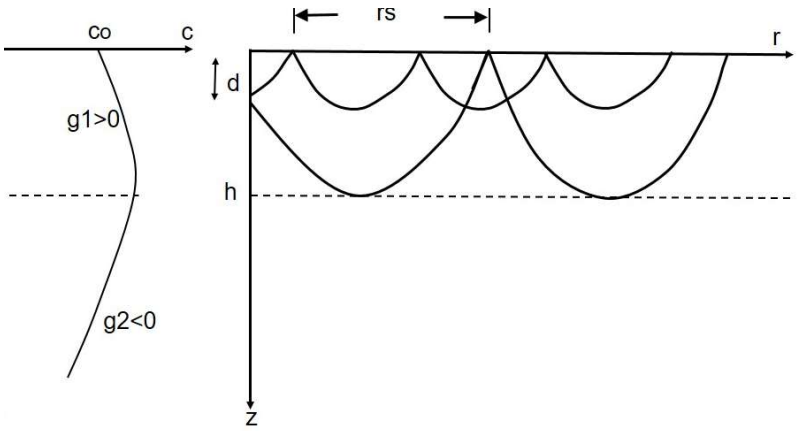


Figura 5.20. Esquema canal en capa mezclada

Como las ondas acústicas se curvan hacia las zonas de menor velocidad del sonido, si se coloca un emisor en esta región cercana a la superficie, que se denomina canal superficial, las ondas acústicas queden atrapadas dentro de éste si el ángulo de emisión es suficientemente pequeño y la longitud de onda no es mayor que la anchura del canal. De este modo, la señal acústica se propaga reflexionado con la superficie del mar y curvándose para volver a reflexionar contra esta superficie, sin tocar el fondo.

Hay que tener en cuenta que la señal se propaga de forma esférica al principio, pero a partir de cierta distancia r_t, denominada distancia de transición, se puede considerar la propagación como cilíndrica, al estar confinada la energía:

$$TL(geometricas)[dB] = \begin{cases} 20\log r \cdots r \leq r_t \ldots esférica \\ 10\log r + 10\log r_t \cdots r > r_{t.} \ldots cilíndrica \end{cases} \quad (5.39)$$

depende de la distancia de salto y de las pérdidas por reflexión.

Ejemplo 5.5

Determinar las pérdidas por transmisión para una capa mezclada d=50 m y h=200 m de profundidad, sin tener en cuenta las pérdidas por absorción. Se parte de que c_0=1500 m/s y g=0.016/s y que la fuente acústica se encuentra a 20 m de profundidad.

En primer lugar, se obtiene el radio $R=c_0/g$ =1500/0,016=9.4*10^4 m. A partir de las expresiones (4.5) y (4.6) se determina r_t y r_s para cada profundidad:

$$r_{s1} = \sqrt{8Rh} = \sqrt{8 * 9.4 * 10^4 * 50} = 6120\ m$$

$$r_{t1} = \frac{r_{s1}}{8}\sqrt{\frac{h}{h-d}} = \frac{6.13 * 10^3}{8}\sqrt{\frac{50}{50-20}} = 988\,m$$

Repitiendo para h= 200m, se tiene:

r_{s2}=1.2*10^4 m, r_{t2}=1613 m

Para calcular la expresión (5.39) en función de los datos, se propone el siguiente código de de simulación.

```
function [TLes,TLci,r] = tl_mez1(co,g,d,h)
%Determina las perdidas por transmisión en la capa mezclada sin tener en cuenta las perdidas
por absorción
R=co/g;
rs=sqrt(8*R*h);
rt=rs/8*sqrt(h/(h-d));
r=1:round(1.1*rs);
TLes=20*log10(r);
TLcil=10*log(r)+10*log(rt);
end
```

Figura 5.21. Código simulación Ecu. (5.39)

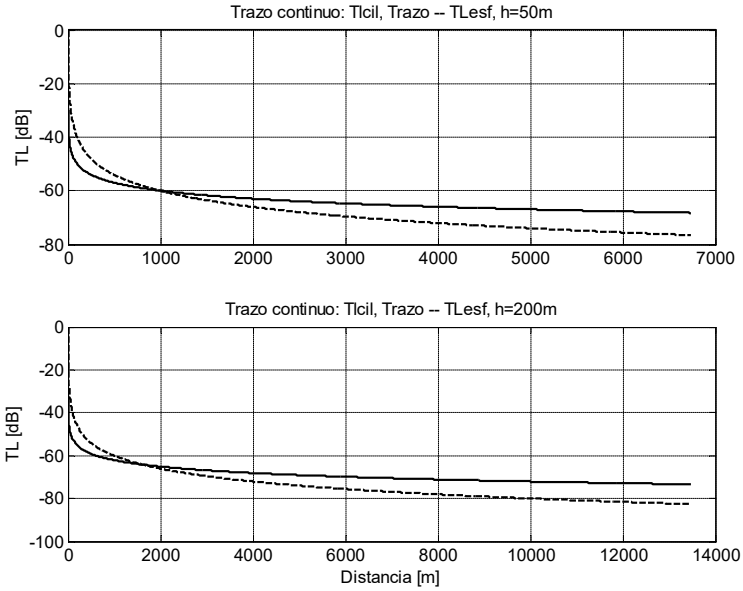


Figura 5.22. Resultados de la simulación para h=50 m y h=200 m

Estas contribuciones pueden parametrizarse haciendo que dependan además, de la distancia de salto r_s y de una perdida por reflexión b, TL(pérdidas)=αr+br/r_s, entonces:

$$TL[dB] = \begin{cases} 20\log r + \left(a + \frac{b}{r_s}\right) r \cdots r \leq r_t \ldots esférica \\ 10\log r + 10\log r_t + \left(a + \frac{b}{r_s}\right) r \cdots r > r_t \ldots cilíndrica \end{cases} \quad (5.40)$$

Los rayos quedan atrapados en el conducto formado entre la superficie y el eje del canal (similar a una guía de ondas. Dado que las TL dependen de la profundidad de la fuente (o del receptor, según el que esté a mayor profundidad), la TL en una guía de ondas se minimiza haciendo que el receptor y la fuente se encuentren a poca profundidad. Aunque la pérdida por reflexión está sujeta a múltiples consideraciones de la capa mezclada, el factor b puede ser estimado a partir de la siguiente ecuación empírica (Schulkin, 1968, 1985):

$$b = (SS)\sqrt{f} \tag{5.41}$$

donde SS es factor que caracteriza la aspereza de la superficie del mar (Tabla 5.1) y f la frecuencia en kHz de la fuente acústica. El rango de valides es de 3< b <14 dB/reflexión, en el intervalo de frecuencias 2kHz ≤ f ≤ 25 kHz. Para frecuencias suficientemente bajas, muchos de los modos normales son desvanecientes y la capacidad de la capa mezclada para transportar energía se ve reducida. Por lo tanto el confinamiento del sonido es esta capa, no ocurre para sonidos de longitud de onda suficientemente larga. Esta frecuencia de corte depende del gradiente existente debajo de la capa mezclada. Para una aproximación a la frecuencia debajo de la cual el sonido no quedará bien atrapado, está dada por:

$$f(Hz) \cong \frac{200}{\sqrt{h^3}} \tag{5.42}$$

donde h es la profundidad de la capa en metros.

Ejemplo 5.6
Repetir el ejemplo anterior teniendo en cuenta las perdidas por absorción para f= 5kHz y un estado del mar SS=0. El parámetro b se obtiene por la expresión (5.41), por lo tanto, para SS=0, b=0.

Para evaluar la expresión (5.40) solo nos queda determinar la atenuación por absorción α para una frecuencia de 5kHz. De la Tabla 2.2 se tiene:
$\alpha_{f=5kHz}$=0.29dB/m

Para calcular la expresión (5.40) en función de los datos, se propone el siguiente código de de simulación.

```
function [TLes,TLcil,r] = tl_mez2(co,g,d,h,alfa,f,SS)
%Calcula TL para la capa mezclada en función de co,g,d,h,alfa,f,SS
%--------------------
R=co/g;
rs=sqrt(8*R*h);
rt=rs/8*sqrt(h/(h-d));
%--------------------
r=1:round(1.1*rs);
fac=(alfa/1000+b/rs);
b=SS*f;
TLes=20*log10(resf)+fac*r;
TLcil=10*log(rcil)+10*log(rt)+fac*r;
End
```

Figura 5.23. Código de simulación ecuación (5.40)

[TLes,TLci,r] = tl_mez2(co,g,d,h,alfa,f,SS);
Para d=20 m, h=50 m, f=5 kHz, alfa= 0,29dB/m, SS=0.
Resultando: rs=6123 m, rt=988 m
TLesferica max=78.52dB, TLcilíndrica max=70.18dB, ΔTL=8.34dB

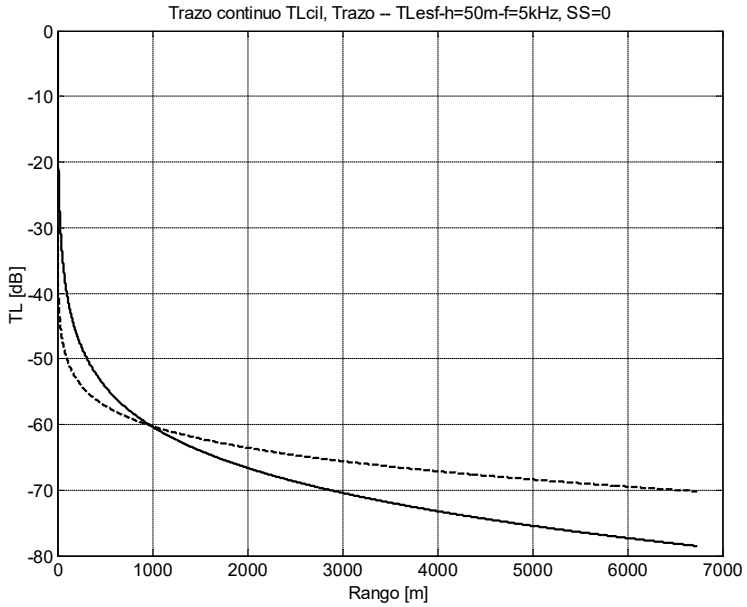


Figura 5.24. TL trazo continuo esférico, trazo – cilíndrico. Para d=20 m, h=5 0m, f=5 kHz, SS=0.

En la siguiente figura se comparan los resultados con h=200 m, manteniendo d, la frecuencia y SS. Para h=200 m, se tiene:
Resultando: rs=12.224m, rt=1613m
TLesferica max=86.49dB, TLcilíndrica max=77.27dB, ΔTL=9.22dB

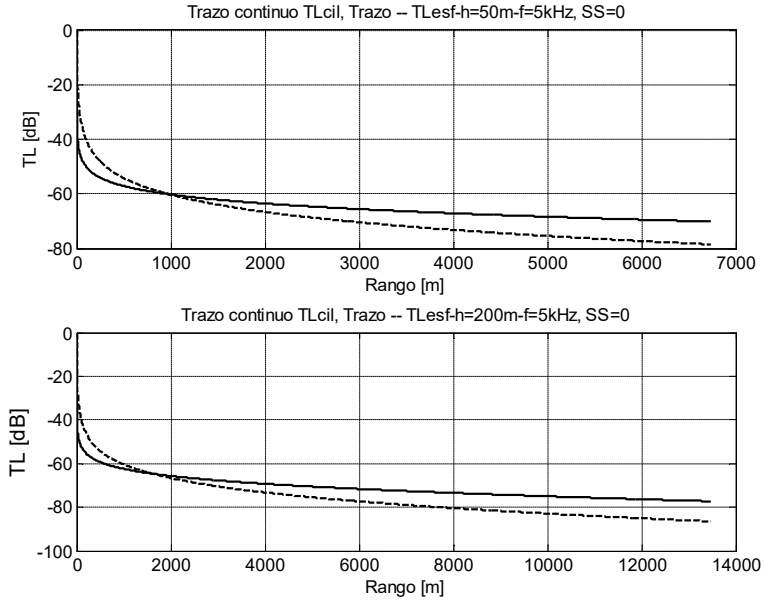


Figura 5.25. TL para h=50 m y h=200 m, f=5 kHz y SS=0

En la siguiente tabla se muestran las diferencias máximas de las perdidas según la propagación sea esférica o cilíndrica para h=50 m y h=200 m en la profundidad propuesta. Para ambos tipos de propagación, la diferencia de TL se encuentra en el orden de 9dB.

h=50 m		
TLesf max[dB]	TLcil max[dB]	Δ_{TL} [dB]
78.52	70.18	8.34
h=200 m		
TLesf max[dB]	TLcil max[dB]	Δ_{TL} [dB]
86.49	77.27	9.22

Tabla 5.2. Resumen pérdidas para h=50m y h=200m. d=20m, SS=0, f=5kHz

En la Fig. 5.26 se observan las diferencias para d=20 m, h=50 m, f=10 kHz, para un estado de mar SS=2 y SS=4. Mientras que la Fig. 5.27 muestra las diferencias para h=200 m, SS=2 y SS=4, manteniendo la misma frecuencia. Para f=10 kHz, α_{10kHz}=0.82dB/m (Tabla 2.2). Para todos los casos, se mantiene c_o=1500 m/s y g=0,016s^{-1}.

1-Para d=20 m, h=50 m, SS=2:
r_s=6123m, r_t=988,21 m
TLesferica max=104dB, TLcilíndrica max=95.75dB, ΔTL=8.33dB

2-Para d=20 m, h=5 0m, SS=4:
r_s=6123 m, r_t=988,21 m
TLesferica max=126.dB, TLcilíndrica max=117.18.27dB, ΔTL=8.33dB

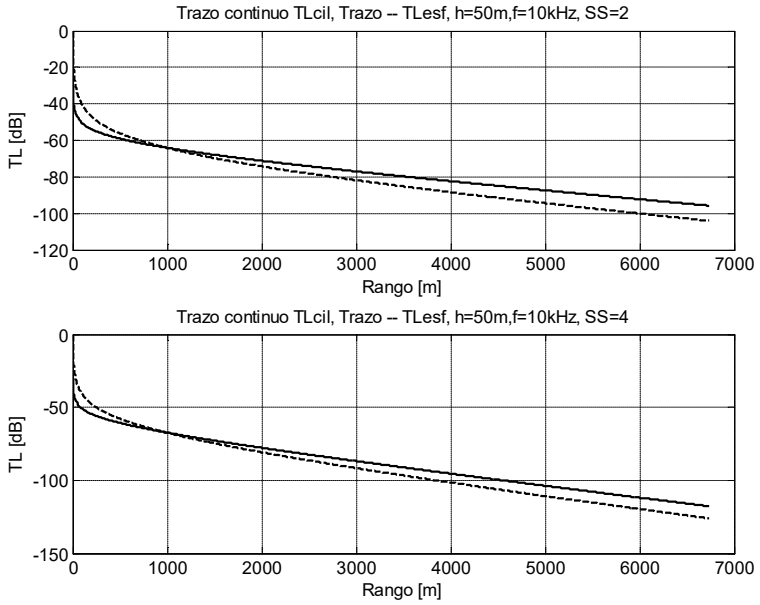


Figura 5.26. TL para h=50 m, f=5 kHz y SS=2 y SS=4

3- Para d=20 m, h=20 0m, SS=2:
r_s=12.247 m, r_t=1613 m
TLesferica max=115.6dB, TLcilíndrica max=106.41dB, ΔTL=9.21dB

4- Para d=20 m, h=200 m, SS=4:

r_s=12.247 m, r_t=1.613 m
TLesferica max=137.63dB, TLcilíndrica max=128.41dB, ΔTL=9.26dB

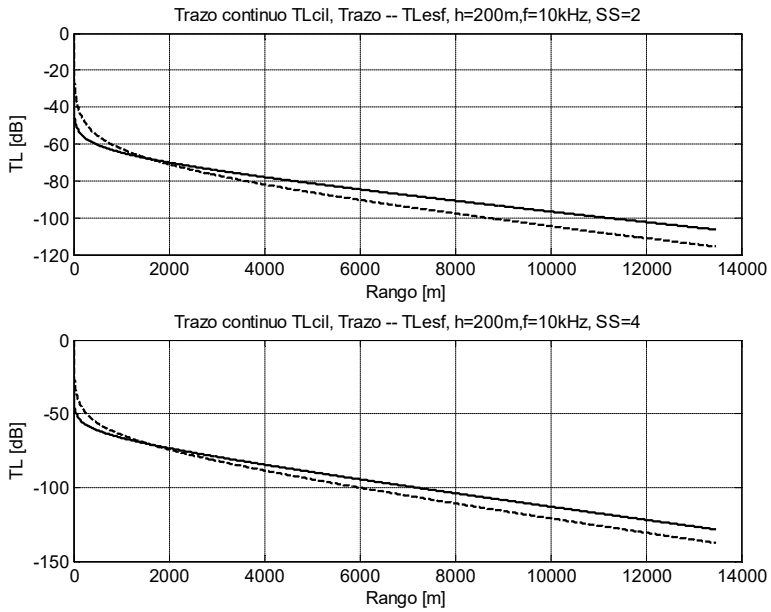


Figura 5.27. TL para h=200 m, f=10 kHz, SS=2 y SS=4

5.3.3. Pérdidas en el canal acústico profundo

Como sabemos, en este perfil, a la profundidad de 1 km aproximadamente, aparecía un mínimo en la velocidad del sonido. Este mínimo marca el denominado eje del canal acústico, y provocará que una señal acústica emitida en las cercanías de esta profundidad se curve hacia este mínimo, por lo que, si el ángulo de emisión es lo suficientemente pequeño, la señal se propaga sin reflexionar con la superficie o el fondo. Se forma así un canal de propagación, denominado canal acústico profundo (SOFAR).

En este caso, las pérdidas de transmisión vendrán dadas por la divergencia geométrica de la señal y la absorción del agua. Como es sabido, en un principio la divergencia geométrica será esférica, hasta que alcanza la distancia de transición r_t, a partir de la cual se puede considerar que es cilíndrica. No existe ahora contribución debido a las reflexiones en el fondo o en la superficie del mar. Las pérdidas de transmisión se pueden expresar siempre y cuando la distancia *r* sea tal que la divergencia ya sea cilíndrica (Kinsler et al., 2000):

$$TL[dB] = 10logr + 10logr_t + \alpha r \tag{5.43}$$

donde *r* es la distancia en metros a la que se quiere determinar TL α es el coeficiente de absorción en dB·km^{-1}. La distancia de transición se puede calcular según la Ecu. (4.4):

$$r_t = \frac{Z}{2}\sqrt{\frac{c_{max}D_s}{z_s\Delta c}} \tag{5.44}$$

donde *Ds* es la profundidad a la que se sitúa el mínimo de la velocidad del sonido en el canal superficial, z_0 es la profundidad del emisor medida desde la base del canal superficial, que marca el inicio del canal acústico profundo (Fig. 5.28), y r_s es la distancia de salto:

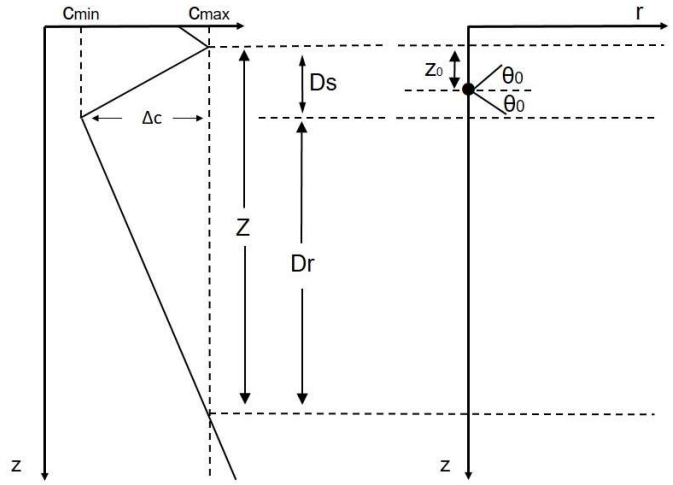


Figura 5.28. Esquema canal sonoro profundo

$$r_s = \sqrt{8z}\sqrt{\frac{c_{max}}{\Delta c}} \tag{5.45}$$

Esta distancia de salto depende de las distancias entre el eje acústico y los límites del canal acústico profundo, del valor de la velocidad del sonido en la base del canal superficial, y de la diferencia entre este valor y el mínimo, obtenido en el eje del canal acústico.
El código de simulación se muestra a continuación.

```
function [TLcsp,rr ] =TL_caprof(cmax,deltac,f,Z,zo,Ds,r)
%Calcula TL para el canal sonoro profundo
rr=1:r;
rs=sqrt(8*Z)*sqrt(cmax/deltac);
rt=Z/2*sqrt(cmax*Ds/(deltac*zs));
[a]=alfa(f);
TLcsp=10*log10(rr)+10*log10(rt)+a*rr*10^-3:
end
```

Figura 5.29. Código para determinar TL

La constante de atenuación por absorción α incluida en el código anterior, se determina como se muestra a continuación y debe ser incluida en el directorio de trabajo.

```
function [a] =alfa(f)
%Constante de atenuación por absorción  [dB/km], f en KHz
a=(.11*f^2)/(1+f^2)+(44*f^2)/(4100+f^2)+.000275*f^2+.0003;
end
```

Figura 5.30 Código para determinar α

Ejemplo 5.7
Determinar TL de acuerdo a: Δc=30 m/s, Z=3000 m, c_{max}=1520 m/s, Ds=1000 m, z_0=500 m, r=10.000 m, para f=5 kHz y f=10 kHz.
Dr=Z-Ds=3000-1000=2000 m

```
[TLcsp,rr ] =TL_caprof(1520,30,5,3000,500,1000,10000);
[TLcsp,rr ] =TL_caprof(1520,30,10,3000,500,1000,10000);
```

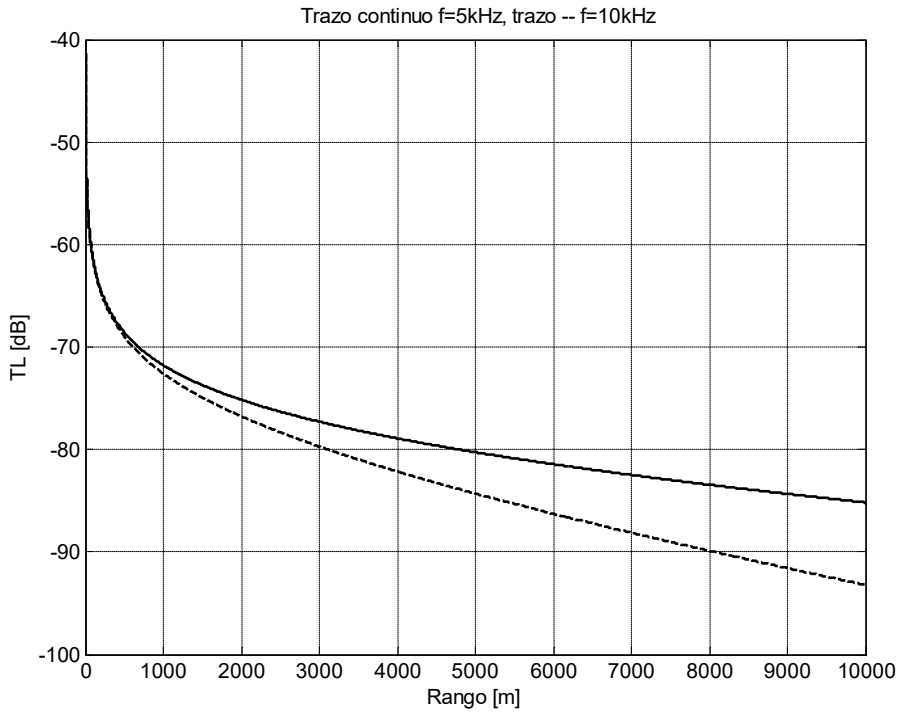


Figura 5.31. TL para z_o =500 m, f=5 kHz y 10 kHz

5.3.4. Generalización de TL por el método del espejo de Lloyd

Como vimos en la introducción, este método está basado en los principios de la interferencia óptica y difracción, en especial, en el estudio de la interferencia producida por ranuras usando el concepto del espejo de Lloyd (Lloyd, 1834), (Carey, 2009). Se empleó intensamente durante el transcurso de la 2da. Guerra mundial (Muir, Bradley, 2020) para estudiar las pérdidas por transmisión, fundamentalmente en profundidades cercanas a la superficie y al fondo del mar (Willian, 2019). En los apartados 5.3.1.1 y 5.3.1.2 se lo empleo para modelar la anomalía por imagen acústica. En este apartado se generalizará esta técnica tanto para determinar TL sobre la superficie como en el fondo del mar. Se parte de los conceptos del método según se observa en la Fi. 5.32: Como podemos ver, es muy similar a la Fig. (5.8), ya que se trata del mismo concepto.

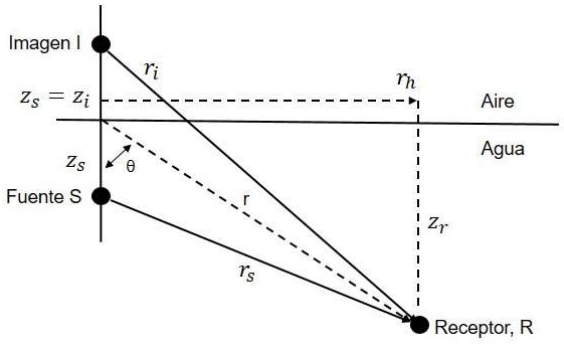


Figura 5.32. Geometría del espejo de Lloyd

Se puede demostrar que las TL en función de la distancias del emisor z_s, del receptor z_r, la distancia entre ellos r, y de la frecuencia f, está dada por:

$$TL[dB] = 10\log\left(4\,sen\left(\frac{kz_s z_r}{r}\right)^2\right) = -TL + 20\log(r) \qquad (5.45)$$

donde k =2π/λ es el número de onda.

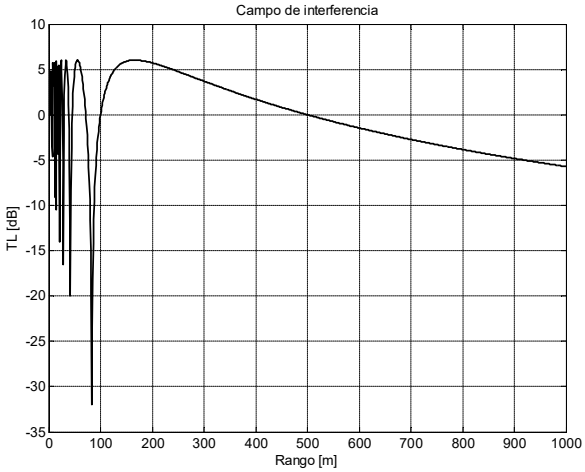


Figura 5.33. Forma del campo de interferencia TL, Ecu. (5.45)

A continuación, se calculará la amplitud de la presión (P) con respecto a la profundidad y rango, para encontrar las perdidas por transmisión. Se usará el concepto del espejo de Lloyd para encontrar el camino directo para ambas contribuciones de interferencias de presión de fondo y superficie. Esas presiones se combinaran para calcular la presión total desde la fuente al receptor (Thompson, 2009). Se asume que la superficie y el fondo del mar son planas y que la densidad ρ1 es constante e igual a 1024 kg/m3. La geometría del espejo de Lloyd para determinar la interferencia a la superficie se observa en la Fig. 5.34 izquierda.

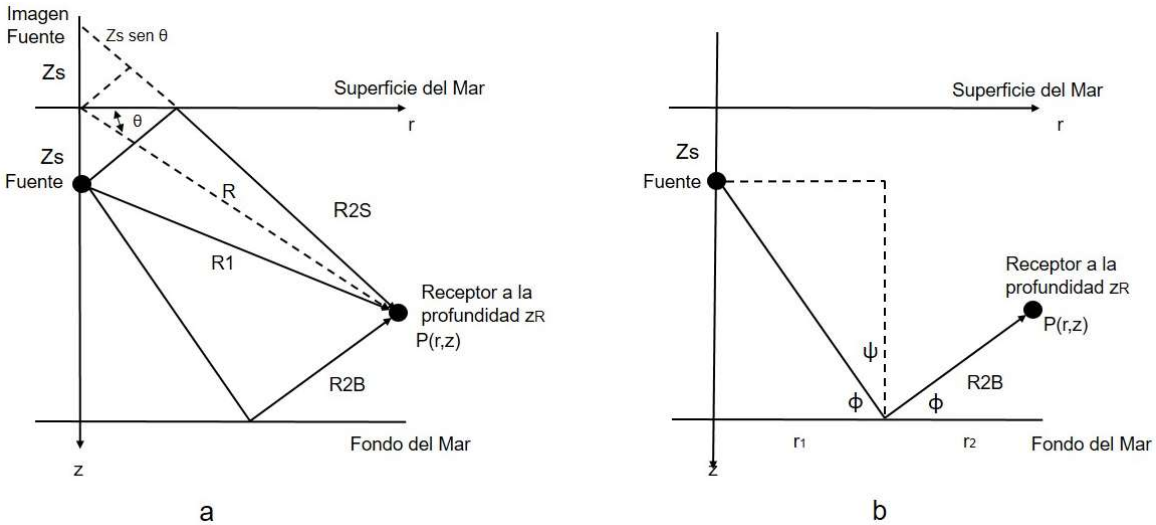


Figura 5.34. Método de las imágenes, espejo de Lloyd. Izquierda esquema computo TL superficie, derecha cálculo de TL sobre el fondo

Para encontrar la presión a un rango dado y profundidad causado por el camino directo, y la superficie de interferencia, en primer lugar, las distancias R_1 y R_{2S} se calculan sobre el rango r, de la siguiente forma:

$$R_1 = \sqrt{r^2 + (z_R - z_s)^2} \tag{5.46}$$

$$R_{2S} = \sqrt{r^2 + (z_R + z_s)^2} \tag{5.47}$$

La amplitud de la presión total se calcula como:

$$P(r,z) = \frac{e^{jkR_1}e^{-\alpha R_1}}{R_1} + R_R \frac{e^{jk\ _{2S}}e^{-\alpha R_{2S}}}{R_{2s}} \tag{5.48}$$

donde R_R=-1, es decir, desplazamiento de fase de 180° por tratarse de una reflexión total.

$$P(r,z) = P_1 - P_2 \tag{5.49}$$

De acuerdo a la definición de TL,

$$TL[dB] = -20log\left(\frac{P(r,z)}{P_{ref}}\right) \tag{5.50}$$

a continuación se describe el código de simulación

```
function [TL,r]=TL_ lloyd(zs,zr,c1,rho1,f,rr)
r =1:rr;
f1 = f*10^3; w = 2*pi*f1; lambda = c1/f1; k = 2*pi/lambda;
pref=1; %Presion de referencia
%-------------------------------------
alpha = 3.3*10^-3 + [(0.11*f^2)/(1+f^2)] + [(44*f^2)/(4100+f^2)] + f^2*3.0*10^-4; %alfa en dB/km
alpha1 = alpha/1000; % alfa en (dB/m)
alpha2 = alpha1/8.7; % alfa en (Np/m)
%---------------------------------------
% Distancia camino directo superficie (m)
R1s = sqrt(r.^2 + (zr-zs)^2);
% Distancia camino reflejado superficie (m)
R2s = sqrt(r.^2 + (zr+zs)^2);
p1s = [exp(1i*k*R1s).*exp(-alpha2*R1s)]./R1s; %presión camino directo superficie (uPa)
p2s = [exp(1i*k*R2s).*exp(-alpha2*R2s)]./R2s; %presión reflexión superficie  (uPa)
ps = p1s-p2s; %presión total (uPa)
TLs = -20*log10(ps/pref);
TLs=real(TLs);
end
```

Figura 5.35. Código simulación interferencia superficie

Ejemplo 5.8
Determinar TL por interferencia con la superficie para: c1=1.500 m/s, zs=25 m, zr=200 m, rho1=1.048 k/m3, f=1 kHz, f=10 kHz y el rango rr=5.000 m.
[TL,r]=TL_slleory(zs,zr,c1,rho1,f,rr);
[TL,r]=TL_slleory(25,200,1500,1048,1,5000);
[TL,r]=TL_slleory(25,200,1500,1048,10,5000);

Como se observa en la Fig. 5.36, la gran dependencia de TL con la frecuencia de emisión.

Para el cálculo de TL sobre el fondo, las ecuaciones son similares excepto que R_{2B} reemplaza R_{2S} para simplificar el cambio en el plano de referencia para el espejo de Lloyd

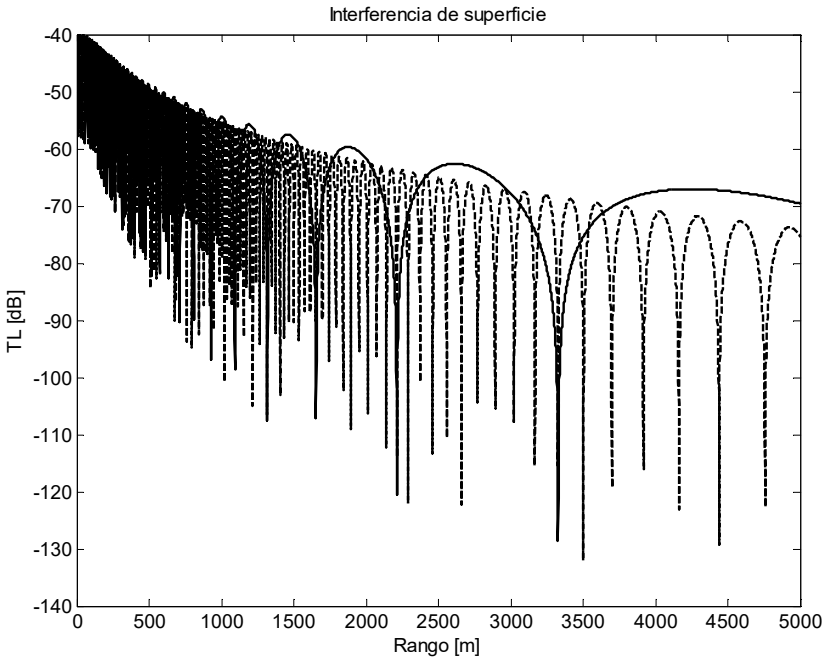


Figura 5.36 Grafica de TL, interferencia superficie. Trazo continuo f =1 kHz, trazo - - f=10 kHz

(ver Fig. 5.32 derecha). También el fondo del mar es un límite fluido-fluido, el coeficiente de reflexión R_R debe encontrarse para determinar cuanta señal se refleja desde el fondo del mar hacia el receptor. El coeficiente de reflexión se calcula comparando la densidad del agua de mar con la del fondo, así como el cambio de velocidad del sonido.

$$R_R = \frac{\rho_2\gamma_1 - \rho_1\gamma_2}{\rho_2\gamma_1 + \rho_1\gamma_2} \tag{5.51}$$

Las variables γ_1 y γ_2 son definidas como:

$$\gamma_1 = \frac{\omega}{c_1} cos(\psi) \tag{5.52}$$

$$\Upsilon_2 = B\sqrt{\frac{c_1^2}{c_2^2 sen(\psi) - 1}} \tag{5.53}$$

donde

$$B = \frac{w}{c_1} sen(\psi) \tag{5.54}$$

y

$$\psi = \frac{\Pi}{2} - \varphi \tag{5.55}$$

El ángulo φ es definido como,

$$\varphi = tang^{-1}\left(\frac{z_s + z_r}{r_1 + r_2}\right) = tang^{-1}\left(\frac{z_s + z_r}{r}\right) \tag{5.56}$$

Con φ conocido, se calcula R_R y se obtiene TL, como se indica en el siguiente código de simulación.

```
function [TL,r]=TL_blloyd(zs,zr,zfon,c1,c2,rho1,rho2,f,rr)
r =[1:rr]; f1 = f*10^3; w = 2*pi*f1; lambda = c1/f1; k = 2*pi/lambda; pref=1;
%-----------------------------------
zsb=zfon-zs;
zrb=zfod-zr;
theta1=atan((zsb+zrb)./r);
theta = pi/2 - theta1;
gamma1 = (w / c1) * cos(theta);
B = (w / c1) * sin(theta);
gamma2 = B .* sqrt(c1^2 ./ (c2^2 * (sin(theta).^2)) - 1);
R = (rho2 * gamma1 - rho1 * gamma2) ./ (rho2 * gamma1 + rho1 * gamma2);
Rphase = angle(R) ./ pi; %Coeficiente de reflexión en el fondo
alpha = 3.3*10^-3 + [(0.11*f^2)/(1+f^2)] + [(44*f^2)/(4100+f^2)] + f^2*3.0*10^-4; %alfa en dB/km
alpha1 = alpha/1000; % alfa en (dB/m)
alpha2 = alpha1/8.7; % alfa en (Np/m)
R1b = sqrt(r.^2 + (zrb-zsb)^2); % distancia camino directo fondo (m)
R2b = sqrt(r.^2 + (zrb+zsb)^2); % distancia camino reflejado fondo (m)
p1b = [exp(1i*k*R1b).*exp(-alpha2*R1b)]./R1b; %Presión por camino directo fundo (uPa)
p2b = [R.*exp(1i*k*R2b).*exp(-alpha2*R2b)]./R2b; %Presión camino reflejado fondo (uPa)
pb = p1b+p2b; %presión total (uPa)
TLb = -20*log10(pb/pref); %predidas por transmisión por interacción con el fondo (dB)
TLb=real(TLb);
end
```

Figura 5.37. Código simulación reflexión en el fondo

Ejemplo 5.9

Determinar TL por reflexión con el fondo para: c1=1500 m/s, z_s=25 m, z_r=200 m, rho1=1048 k/m^3. Los parámetros para el fondo: c2=1800 m/s, rho2=1843 kg/m^3, zfon = 5000 m, f=1 kHz, f=10 kHz y el rango rr=5000 m.

```
[TL,r]=TL_blleory(zs,zr,zbon,c1,c2,rho1,rho2,f,rr);
[TL,r]=TL_blleory(25,200,5000,1500,1800,1048,1843,1,5000);
[TL,r]=TL_blleory(25,200,5000,1500,1800,1048,1843,10,5000);
```

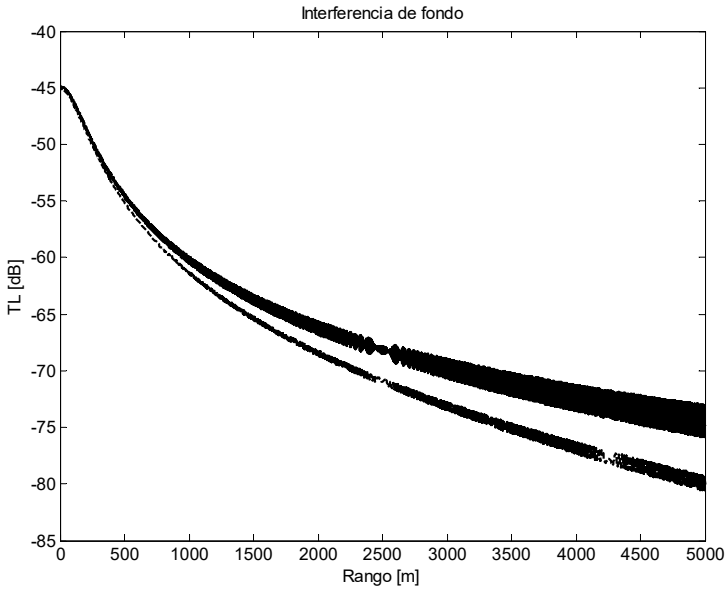


Figura 5.38 Grafica de TL, reflexión en el fondo.
Registro superior f =1 kHz, registro inferior f =10 kHz

5.3.5. Ambientes donde las pérdidas por trasmisión son mínimas

Hasta el momento se han estudiado los tres canales más relevantes en una propagación acústica en cuanto a la importancia de la forma del perfil de la velocidad del sonido, pero existen otras formas de propagación. Además del camino directo entre el emisor y receptor que se dará para distancias muy cortas, hay que destacar las denominadas zonas de convergencia, el canal acústico confiable y los canales árticos.

Las *zonas de convergencia* se forman por la acumulación de rayos en una determinada zona cercana a la superficie, pero sin tocar el fondo o la propia superficie del mar, lo que provoca un reforzamiento de la señal. En estas zonas las pérdidas de transmisión serán menores debido a la aparición de un término denominado ganancia de convergencia G.

$$TL[dB] = 20\log r - G \tag{5.57}$$

El *canal acústico confiable* aparece cuando se tiene un emisor a una profundidad elevada, por debajo del eje del canal acústico profundo, y un receptor cercano a la superficie. Al emitir la señal, la capa isotérmica profunda hará que los rayos se curven hacia la superficie, donde llegarán al emisor sin tocar ni el fondo ni la superficie, y como no interacciona con ninguna de ellas, se denomina confiable.

En los canales árticos puede existir una capa de hielo sobre la superficie del mar, lo que aporta una fuente de ruido extra por la ruptura y caída de trozos de hielo al agua, y más incertidumbre en la reflexión de los rayos debido a la irregularidad de esta capa de hielo, además de procesos de *scattering*. Las condiciones de temperatura de estas regiones forman un perfil de la velocidad del sonido en donde dicha velocidad aumenta linealmente con la profundidad de forma permanente, por lo que se puede considerar que el eje acústico se sitúa en la superficie. Todos los rayos emitidos acabarán curvándose hacia la superficie y rebotando contra ésta e interaccionando con la capa de hielo, que actúa como un filtro paso-bajo debido al *scattering*.

En general, los modelos estudiados pueden dar una buena aproximación de los valores de las pérdidas de transmisión que se obtendrían para un caso determinado. Sin embargo, existen factores adicionales que pueden influir en el resultado y que no están presentes, como turbulencias, remolinos, corrientes internas o ruido ambiental, entre otros.

5.4. Rangos de frecuencia de los principales sistemas acústicos

Las frecuencias más usadas en acústica subacuática cubren un rango comprendido entre 10 Hz y 1 MHz, dependiendo de la aplicación. Las principales consideraciones para la elección de la frecuencia para un caso particular son:

- La atenuación de la onda de sonido está limitada por la máxima distancia a cubrir, a mayor distancia, mayor atenuación.
- Las dimensiones de las fuentes de sonido se incrementan a medida que disminuye la frecuencia.
- La selectividad espacial se incrementa con la frecuencia.
- La respuesta acústica de un objetivo depende de la frecuencia de emisión, cuanto mayor sea la frecuencia respecto a su tamaño, menor será la respuesta.

Lo anterior es función de la Ecu. (5.2): la frecuencia gobierna la evolución de una función exponencial negativa. Por otra parte, cuando la frecuencia aumenta, la longitud de onda disminuye, resultando un haz de sonido más estrecho, obteniendo mayor precisión (ver capitulo IX). En la Tabla 5.2 se resume lo visto. En algunas aplicaciones muy específicas se pueden emplear frecuencias inferiores a 10 Hz y superiores a 10 MHz.

Frecuencia [kHz] Máximo rango [km]	0.1 1000	1 100	10 10	100 1	1000 0.1
Sonares multi-haz			■	■	■
					■
Transmisión y posicionamiento			■	■	
Sonares militares					■
Sonoboyas militares	■	■	■		
Sonares para pesca				■	■
Doppler			■	■	■
Medidores de sedimentos		■	■		
Exploración sísmica	■	■			

Tabla 5.2. Distancias a cubrir para una aplicación específica en función de la frecuencia

5.5. Resumen del capitulo

A lo largo del capítulo se sentaron las bases para estudiar la naturaleza de las pérdidas por transmisión TL y aplicarlas en los diferentes ámbitos de la acústica subacuática. Por pérdidas se entiende la disminución de la energía acústica emitida al medio debido a diferentes procesos de atenuación que la afectan a partir del momento que se aleja de la fuente que la generó. Esta atenuación es función de varios factores: sales disueltas, pH, salinidad, distancia entre el emisor y el receptor acústico, acción del viento, de las olas, burbujas de gas en suspensión sobre la superficie del mar, frecuencia de la señal emitida, multicamino y efecto Doppler.

Para llevar a cabo el estudio de las pérdidas por transmisión, hay varios métodos clásicos para modelar el campo acústico, entre ellos, se eligió el método de las imágenes acústicas por la sencillez y robustez de su aplicación. Este método que históricamente se conoce en óptica como geometría del espejo de Lloyd permite estimar con bastante precisión las pérdidas por transmisión en los escenarios de capa superficial, capa mezclada y canal sonoro profundo. Los primeros estudios se realizaron con detonaciones generadas con TNT que permitieron arribar a los primeros resultados sobre las TL y tomar conocimiento de la denominada anomalía o imagen de superficie. También se mostró una variante acústica del espejo de Leory denominada doblete acústico que permite arribar a resultados similares.

Vimos que la capa superficial presenta gran complejidad debido factores estacionales y climáticos con dinámica variable en el tiempo. No obstante, se mostró que existe información relevante que vincula el tipo de mar con los fenómenos meteorólogos pudiendo, a partir de ciertos datos, estimar con bastante precisión las pérdidas por trasmisión. Como las ondas acústicas se curvan hacia las zonas de menor velocidad del sonido, si se coloca un emisor en esta región cercana a la superficie, las ondas acústicas queden atrapadas dentro de éste si el ángulo de emisión es suficientemente pequeño y la longitud de onda no es mayor que la anchura del canal. De este modo, la señal acústica se propaga

reflexionando con la superficie del mar y curvándose para volver a rebotar contra esta superficie, sin tocar el fondo.

Tanto en la capa mezclada como en el canal sonoro profundo existe la denominada conversión de modo, es decir, conversión de propagación esférica a cilíndrica debido al confinamiento energético ocasionado por el canal. El parámetro que permite determinar a qué distancia de la fuente sonora ocurre este fenómeno se denomina distancia de transición. La ventaja de la conversión es la disminución de las perdidas por trasmisión, que como se ha visto, está en el orden de 10dB.

Se puede afirmar que el actor principal de la perdida de energía de la señal acústica emitida es la frecuencia de la misma, ya que la atenuación debida a los diversos factores puestos en juego, es dependiente de ella.

Se citaron dos escenarios que favorecen la propagación de las ondas acústicas: canal acústico confiable y las zonas de convergencia. En ambos, las pérdidas por trasmisión son mínimas.

Quedan por estudiar las pérdidas por trasmisión en escenarios tales como canales de agua de poca profundidad e isovelocidad, con las variantes de fondo lento, fondo rápido, fondo rígido y fondo fluido con sus variantes. Estos casos están representados en la parte derecha de la Fig.4.1. Para abordar el estudio de las pérdidas por transmisión de estos casos, se trabajará en el próximo capítulo con los métodos de las imágenes y de los modos normales, basado este último, en la propagación del sonido en el interior de guías de ondas.

5.6. Problemas Propuestos

5.6.1. Usando la Ecu. (5.20) determinar y graficar el tiempo de arribo del pulso emitido para d=1 m a 200 m en pasos de 10 m. ¿La grafica es lineal?

5.6.2. Usando los datos del ejemplo 5.3, calcular la presión resultante con la expresión (5.36) y obtener conclusiones.

5.6.3. Repetir el ejemplo 5.4 para una Vv=20 m/s, f= 1 kHz y beta=5° y 10°. Comparar los resultados y obtener conclusiones.

5.6.4. Repetir el ejemplo 5.7 para ds=zo=200 m. Comparar resultados y obtener conclusiones.

5.6.5. Determinar TL por interferencia con la superficie para: c_1=1500 m/s, z_s=250 m, z_r=25 m, rho_1=1048 k/m3, f=1 kHz, f=10 kHz y el rango rr=5000 m. Comparar los resultados con los obtenidos en el ejemplo 5.8 y obtener conclusiones.

5.6.6. Repetir el ejemplo 5.9 con z_s=10 m y z_r = 80 m. Comparar resultados y obtener conclusiones.

5.6.7. Con los datos del ejemplo 5.8 graficar y comparar resultados para f = 20 kHz.

5.7. Referencias

Carey, W. M. (2009). Lloyd's Mirrow – Image Interference Effects. Acustics Today. April 2009.

Kinsler, L. E., Frey, A. R., Coppens, A. B., Sanders, J. V. (1995). Fundamentos de Acustica. Editorial Limusa, Mexico.

Kinsler, L. E., Frey, A. R., Coppens, A. B., Sanders, J. V. (2000). Fundamentals of Acustics. Fourth Edition, John Wiley and Sons, Inc.

Lloyd Humphrey. (1834). On a New Case of Interference of the Rays of Light. Transactions of the Royal Irish Academy 17,171-177 (1837).

Lurton, X. (2010). An Intyroduction to Underwater Acoustics. Principles and Aplications. http://www.springer.com/978-3-540-78480-7.

Medwin, H., Clay, C. S. (1998). Fundamentals of Acoustical Oceanography. Academic Press.

Medwin, H., and M. M. Beaky, (1989). Bubble source of the Knudsen sea noise spectra, *J.* Acous*t. Soc.* Am*. 86, 1124-30, 1989.*

Medwin, H., and A. C. Daniel, Jr. (1990) Acoustical measurements of bubble production by spilling breakers, J. *Acoust. Soc. Am.* 88, 408-12, 1990.

Muir, Thomas G., Bradley, David L. (2020). Acústica subacuática: Un breve panorama histórico a través de la Segunda Guerra mundial. Ingenierías, Julio-Septiembre 2020, Vol. XXIII, No. 88.

Schulkin, M. (1968). J. Acoust Soc. Am. 44.1152.

Schulkin, M., Mercer, J. A. (1985). Colossus Revisted.: A Rreview and Extension of the Marsh-Schulkin Shadow Water Transmission Lost Model. Applied Physics Laboratory. University of Washintong, APL-UW 8508.

Tate, J. (1946). Principles and Applications of Underwater Sound. Summairy. Technical Report of Division 6, NDRC. Volume 7**.** OFFIt'J OF lENT1FIC Resarch and Development. National Defense Research Committe. Washinton D. C.

Thompson, Scott. R. (2009). Sound Propagation Considerations for a Deep-Ocean Acoustic Network. Naval Postgraduate School, Monterey, California.

Willian M. Carrey (2019). Lloyd's Mirror-Image Interference Effects. Acoustics Today, Volume 5: issue 2, April 2019.

Capitulo VI

Perdidas por Transmisión II

SUMARIO
6.1. Introducción
6.2. Pérdidas de transmisión con modelos semi empíricos
6.3. Canal acústico de aguas poca profundadas e isovelocidad
6.4. Método de los Modos Normales
6.5. Resumen del capitulo
6.6. Problemas propuestos
6.7. Referencias

6.1. Introducción

Este capítulo consistirá en estudiar las pérdidas por transmisión en canales/ambientes de agua poco profundas (ver Fig. 4.1), abreviada a partir de ahora con las siglas CAPP. Cuando la profundidad a la que se encuentra el fondo es tal que se producen múltiples reflexiones de la señal acústica emitida entre la superficie del mar y el fondo, se considera que la propagación se está realizando en un entorno de aguas poco profundas. En este caso, las perdidas por transmisión dependen de las características del fondo, rugosidad de la superficie y profundidad de la columna de agua. El estudio de la propagación es un tópico muy complejo debido a que el fondo del océano es altamente variable. En suma, la reflexión especular, la superficie y el fondo pueden esparcir (disipar) el sonido en otras direcciones debido a la rugosidad del mismo. En la parte superior de la Fig. 6.1 se tiene un esquema representativo de la propagación de una fuente sonora cuando el fondo es perfectamente plano y uniforme en su composición, esto es, el fondo es como un espejo plano.

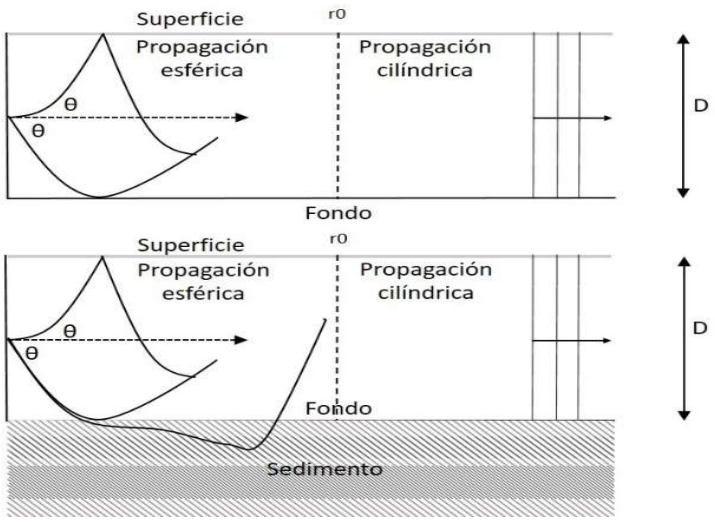


Figura 6.1. Esquema de propagación. Parte superior caso ideal
Parte inferior caso real

En la parte inferior de la Fig. 6.1 se muestra los efectos que puede causar el fondo cuando no se cumplen las condiciones anteriores, es decir, el caso real. El fondo del mar es altamente variable en su composición, variando desde roca dura a fango blando. La suavidad del fondo del mar es también extremadamente variable, yendo de muy suave a muy rugosa debido a otras formaciones geológicas. Las pendientes del fondo pueden variar tremendamente en cualquier dirección. En la Fig. 6.2 se esquematiza de forma simple lo citado. Sobre la interfaz agua-sedimento puede existir reflexión, reflexión total (de acuerdo al ángulo crítico), transmisión hacia la base del fondo y trasmisión en función de las características particulares del medio. Debido a todos estos factores, el fondo del océano está compuesto de capas con diferentes densidades en función de la profundidad y de la composición de los diferentes sustratos que la forman. Por todo lo expuesto, la complejidad del fondo hace que el modelo de propagación resulte extremadamente difícil.

Es importante que quede claro que en la mayoría de los casos que hemos visto, el fondo siempre ha estado presente. El factor que complica en esta oportunidad el estudio, es la distancia superficie-fondo (superficie-sedimento), la que no supera en general 180 m. En consecuencia, además de las características propias del fundo, influyen las características de la superficie. Por ello, como veremos a continuación, las pérdidas por trasmisión pueden tratarse como si se tuviera ante la presencia de una guía de ondas.

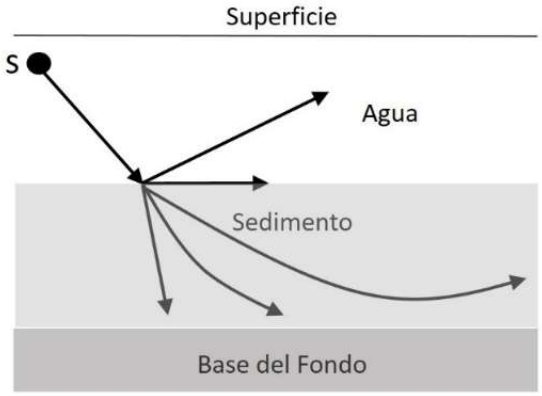


Figura 6.2. Esquema de posibilidades de propagación de acuerdo a las características del sedimento

En general, los casos de CAPP se refieren al interior de aguas de bahías y cercanas a las costas donde la profundidad máxima está en el orden de180 metros, lo que está muy extendido fuera de la orilla del casco continental. Los modelos de pérdidas por transmisión se han estudiado bajo dos puntos de vista: empíricos y teóricos. Los primeros en base a mediciones en condiciones CAPP, teniendo en cuenta diferentes tipos de sedimentos, estado del mar y frecuencias. Los segundos se basaron, por un lado, usando el método de las imágenes acústicas, y por otro, la teoría de los modos normales, basado en la propagación de ondas acústicas en guías de ondas. A continuación se mostrará el modelo empírico de Marsh-Schulkin, las correcciones sugeridas por Royer (Royer, 1981), el método de las imágenes y el modelo de los modos normales. En este contexto, las siglas CAPP se usarán para abreviar el caso de propagación en canales poco profundos reflexionando en el fondo y sobre la superficie del mar.

6.2. Perdidas de transmisión con modelos semi empíricos

6.2.1. Modelo de Marsh-Schulkin

Marsh, Schulkin (Marsh-Schulkin, 1962,1967), (Schulkin, 1969) y Mercer (Schulkin-Mercer 1986)desarrollaron un modelo basado en la toma de mediciones de propagación acústica en una gran variedad de locaciones, usando los resultados para desarrollar una expresión empírica de las pérdidas por transmisión en la propagación de aguas poco profundas. Realizaron alrededor de 100.000 medidas usando un rango frecuencias comprendidas entre 0.1 Hz a 10 kHz. El modelo desarrollado tiene en cuenta la altura de las olas (en función del estado del mar, SS), el tipo de fondo, la profundidad de la columna de agua, frecuencia y el perfil de la velocidad del sonido. Este perfil se considera formado por dos segmentos constantes (Fig. 6.3): desde la superficie del mar hasta una determinada profundidad *L* El rayo directo no tiene contacto con la superficie ni con el fondo. Uno o más rayos que tienen contacto con la superficie y con el fondo son (2 y 2'), (3 y 3').

El resultado del trabajo consistió en un conjunto de tres ecuaciones, como se describe a continuación. En la Fig.6.3 se observa el esquema de propagación en un CAPP para modelar las ecuaciones. Evidentemente, el rayo directo 1 está fuera del análisis.

Si se define la distancia de salto o de transmisión *H*, como aquella distancia máxima a la que un rayo hace contacto con la superficie o con el fondo de la forma dada en la siguiente expresión:

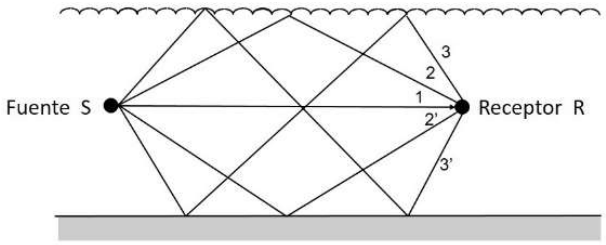


Figura 6.3. Esquema de propagación en un CAPP

$$H = \sqrt{\frac{1}{8}(D + L)} \tag{6.1}$$

donde *D y L* son la profundidad de la columna de agua y la profundidad de la capa, respectivamente, ambas pies y H en kiloyardas (1 yarda = 3 pies =0.94 m), se obtienen las pérdidas de transmisión. Si se trabaja con el sistema métrico internacional, la expresión (6.1) toma la forma:

$$H = \sqrt{\frac{1}{3}(D + L)} \tag{6.2}$$

donde H, D y L están en metros

Se encontró que para cortos rangos donde r es menor que H, las pérdidas por transmisión, aproximadamente están representadas por:

para R<H

$$TL[dB] = 20\log R + \alpha R + 60 - k_L \tag{6.2a}$$

En el caso de H<R<8H:

$$TL[dB] = 15\log R + \alpha R + \alpha_T\left({}^{R}/_{H} - 1\right) + 5\log H + 60 - k_L \tag{6.2b}$$

y para r>8H:

$$TL[dB] = 10\log R + \alpha R + \alpha_T(R/H - 1) + 10\log H + 64.5 - k_L \tag{6.2c}$$

donde el rango R está en kiloyardas, α_T la constante de absorción en dB/reflexión y K_L parámetro denominado anomalía de campo cercano que mide la ganancia debida a las reflexiones entre el fondo y la superficie en dB dependiente del estado del mar y α_T es el denominado coeficiente de atenuación efectiva, que tiene en cuenta las pérdidas debidas al acoplamiento de energía entre la superficie y el fondo, expresado en dB/reflexión.

En la Tabla. 6.1 (Urick, 1967) se encuentran graficados K_I y α_T en función de la frecuencia y del tipo de sedimento del fondo (arena y fango). La Fig. 6.4 muestra el comportamiento de la anomalía de campo cercano en función de la frecuencia para estados de mar (SS) de 1, 3 y 5 para un fondo de arena y fango. Están superpuestos la anomalía por campo cercano k_L (ordenada izquierda), líneas oscuras y el coeficiente de atenuación efectivo α_T *(ordenada derecha),* líneas claras, ambas en función de la frecuencia. Además se diferencia el tipo de fondo; arena trazo continuo, fango trazo partido. Se observa claramente que mientras k_I va

disminuyendo a medida que aumenta la frecuencia, α_T se va incrementando. De la figura podemos ver que k_L es grande para bajos estados de mar y baja para fango comparadas con arena y que decrecen con la frecuencia.

k_L[dB]												
Estado del mar (SS)	0		1		2		3		4		5	
Frecuencia [kHz]	A	F	A	F	A	F	A	F	A	F	A	F
0.1	7.0	6.2	7.0	6.2	7.0	6.2	7.0	6.2	7.0	6.2	7.0	6.2
0.2	6.2	6.1	6.2	6.1	6.2	6.1	6.2	6.1	6.2	6.0	6.2	6.0
0.4	6.1	5.8	6.1	3.8	6.1	3.8	6.1	3.8	6.1	3.8	4.7	4.3
0.8	6.0	5.7	6.0	5.6	5.9	5.6	5.3	5.0	4.3	3.9	3.9	3.6
1.0	6.0	5.6	5.9	5.5	5.7	5.3	4.6	4.2	4.1	3.7	3.8	3.4
2.0	5.8	5.4	5.3	4.9	4.2	3.8	3.8	3.4	3.5	3.1	3.1	2.8
4.0	5.7	5.1	3.9	3.5	3.6	3.1	3.2	2.5	2.9	2.4	2.6	2.2
8.0	4.3	3.8	3.3	2.8	2.9	2.5	2.6	2.2	2.3	1.9	2.1	1.7
10.0	3.9	3.4	3.1	2.6	2.7	2.2	2.4	2.0	2.2	1.7	2.0	1.6
α_T [dB/reflexión]												
0.1	1.0	1.3	1.0	1.3	1.0	1.3	1.0	1.3	1.0	1.3	1.0	1.3
0.2	1.3	1.7	1.3	1.7	1.3	1.7	1.3	1.7	1.3	1.7	1.4	1.7
0.4	1.6	2.2	1.6	2.2	1.6	2.2	1.6	2.2	1.7	2.4	2.2	3.0
0.8	1.8	2.5	1.8	2.5	1.9	2.6	2.2	3.0	2.4	3.8	2.9	4.0
1.0	1.8	2.7	1.9	2.7	2.1	2.9	2.6	3.7	2.9	4.1	3.1	4.3
2.0	2.0	3.0	2.4	3.5	3.1	4.4	3.3	4.7	3.5	5.0	3.7	5.2
4.0	2.3	3.6	3.5	5.2	3.7	5.5	3.9	5.8	4.1	6.2	4.3	6.4
8.0	3.6	5.3	4.3	6.3	4.5	6.7	4.7	6.9	5.0	7.3	5.1	7.5
10.0	4.0	5.9	4.5	6.8	4.8	7.2	5.0	7.5	5.2	7.8	5.3	8.0

Tabla 6.1. Valores de k_L y α_T en función de la frecuencia, estado del mar y tipo de fondo: A arena, B fango F

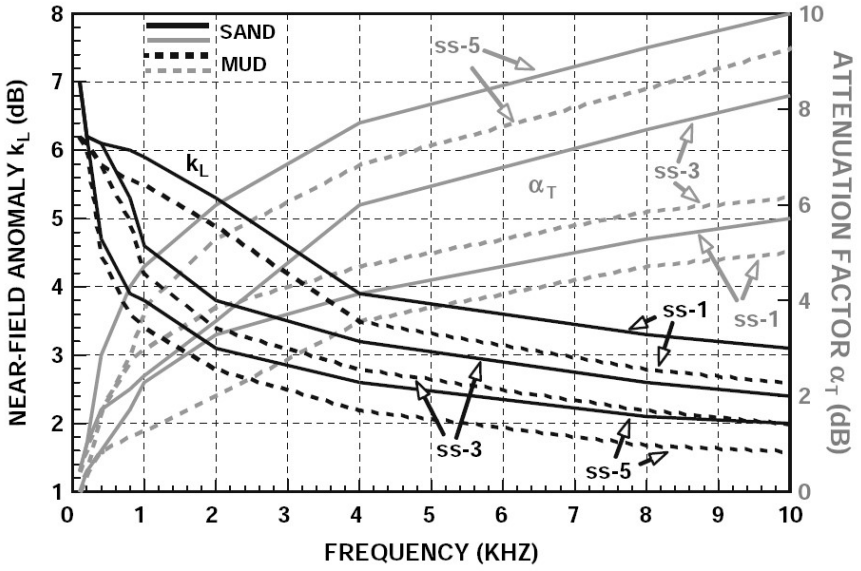


Figura 6.4. K_l y α_T en aguas poco profundas en función de la frecuencia para fondos de arena (sand) y fango (mud). (Whitlow, Mardi, 2008).

Para el cómputo de TL dado por las expresiones (6.2a, b y c), se propone el siguiente código de simulación. La elección de cuál de las expresiones se usa, se determina automáticamente partir del cómputo de H de acuerdo a los datos de entrada.

```
function [TL,r] = capp_ms(D,L,rr,f,at,kl)
%Cálculo de TL en canales de agua poco profundas de acuerdo al modelo de %Marsh-Schulkin
%Conversion de r a kiloyardas. 1 yarda =3pies=0.914 metros,
%1 kiloyarda=0.914km
%Conversion de km a kiloyardas
rr=rr*0.914;
r=1:1:rr;
%Conversión de D,L a pies
fac2=.301; D=D/fac2; L=L/fac2;
%Calculo de H en kiloyardas
H=sqrt(.125*(D+L));
%Cte de atenuacion por absorsion alfa
a=0.1*f^2/(1+f^2)+40*f^2/(4100+f^2)+2.75*10^-4*f^2;
%Computo de TL de acuerdo a la relacion de r con H
if rr<H,
    disp('Ecu 6.2a')
  TL=20*log10(r)+a*r*10^-3+60-kl;
elseif rr>8*H,
   disp('Ecu 6.c')
    TL=15*log10(r)+a*r*10^-3+at*(r./H-1)*10^-3+5*log10(H)+60-kl;
    elseif H<rr<8*H
    disp('Ecu 6.2b')
   TL=10*log10(r)+a*r+at*((r./H)-1)*10^-3+10*log10(H)+64.5-kl;
end
[max(r) H min(TL) max(TL)]
end
```

Figura 6.5. Código de simulación para la estimación de TL

Ejemplo 6.1

Se tiene un CAPP con las siguientes características: D=100 m, L=4 m, Determinar TL para frecuencias de 0.1, 1 y 10 kHz, estado de mar SS=2 y SS=5 para fondo de arena, suponiendo que la distancia emisor-receptor R es de 5 Kiloyardas (4700 m). En este caso, H será igual a 6,57 kiloyardas, por lo tanto R<H debiendo usarse la expresión (6.2a). De la tabla 6.1, se tiene para SS=2 y f=0.1, 1, 10 kHz, k_L= 7, 5,7 y 2,7. Debido a que la Ecu. (6.2a) no necesita de α_T, *en el lugar de los argumentos de entrada del código que le corresponde, se pone un 0*

```
[TL,r] =capp_ms(D,L,rr,f,at,kl)
[TL01,r] = capp_ms(200,4,5,0.1,0,7);
[TL1,r] = capp_ms(200,4,5,1,0,5.7);
[TL10,r] = capp_ms(200,4,5,10,0,2.7);
```

De la misma forma para SS=5, se tiene

```
[TL01,r] = capp_ms(200,4,5,0.1,0, 7);
[TL1,r] = capp_ms(200,4,5,1,0,3.8);
[TL10,r] = capp_ms(200,4,5,10,0,5.3);
```

En la Fig.6.6 se tiene el resultado

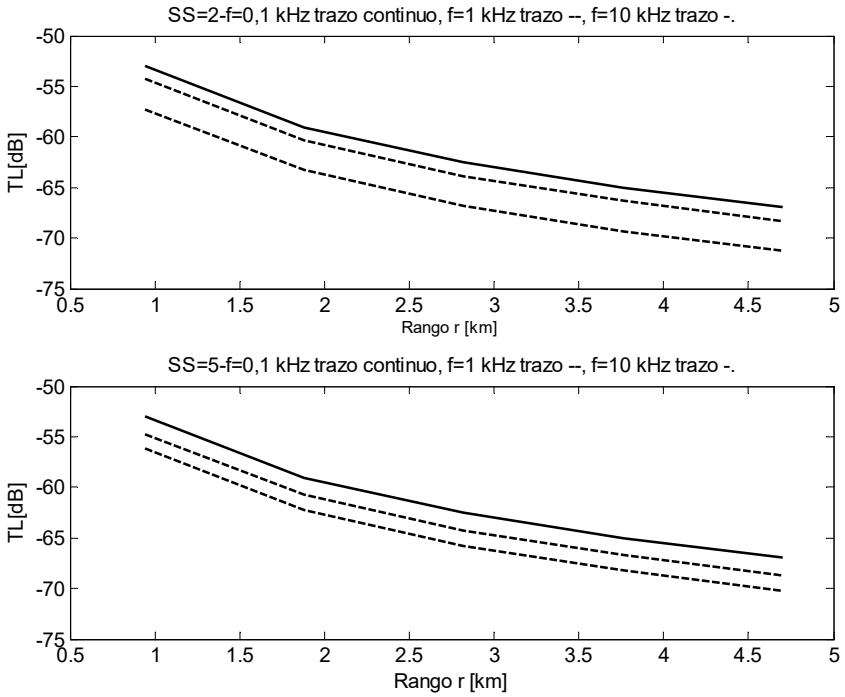


Figura 6.6. TL fondo de arena y f=0.1, 1 y 10 kHz
D=200 m, L=4 m

SS=2		
f[kHz]	TL[dB]min	TL[dB]max
0,1	-53	-66,97
1,0	-44	-68,2
10,0	-57	-71,28
SS=5		
0,1	-53	-66,97
1,0	-56,2	-70.17
10,0	-54	68,88

Tabla 6.2. Valores límites de TL en función de la frecuencia y SS

Ejemplo 6.2

Repetir el ejemplo anterior con D=80 m para un rango R>8H. En este caso se usará la Ecu. (6.2c). Debido a que H=5,9 kiloyardas, R tiene que ser mayor a 47,2 kiloyardas, se adopta R=60 kiloyardas. Además, se supone que para las condiciones dadas, existirán 4 reflexiones en el fondo.

De la tabla 6.1 se tiene para SS= 2 y f=0,1, 1 y 10 kHz: k_L= 7, 5,7 y 2,7 α_T=1, 2,1 y 4,88, por lo tanto α_T=4* α_T=4, 8,4 y 19,2

```
[TL,r] =capp_ms(D,L,rr,f,at,kl)
[TL01,r] = capp_ms(80,4,60,0.1,4,7);
[TL1,r] = capp_ms(80,4,60,1,8.4,5.7);
[TL10,r] = capp_ms(80,4,60,10,19.2,2.7);
```

Para SS=5, k_L=7, 3,8 y 2. α_T=1, 4,3 y 5,3. Por lo tanto 4*α_T=4, 17,2 y 21,2

```
[TL01,r] = capp_ms(80,4,60,0.1,4,7);
[TL1,r] = capp_ms(80,4,60,1,17.2,3.8);
[TL10,r] = capp_ms(80,4,60,10,21.2,2);
```

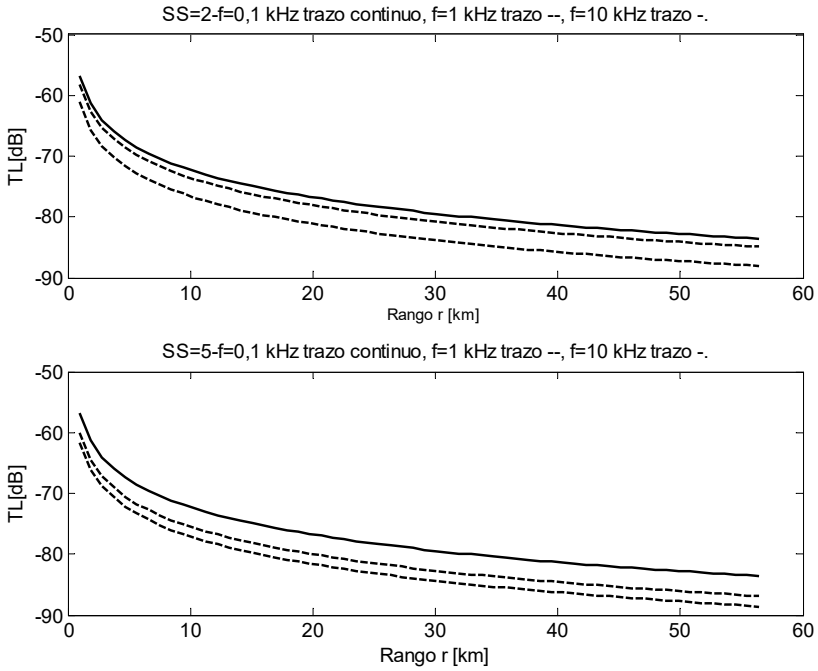


Figura 6.7. fondo de arena y f=0.1, 1 y 10 kHz
D=80 m, L=4 m

SS=2		
f[kHz]	TL[dB]min	TL[dB]max
0,1	-56,8	-83,53
1,0	-60,0	-84,9
10,0	-61,14	-88,05
SS=5		
0,1	-56,85	-83,56
1,0	-60,04	-86,89
10,0	-61,84	-88,78

Tabla 6.3. Valores límites de TL en función de la frecuencia y SS

Como se observa, este modelo penaliza relativamente poco el estado del mar SS. Las variables más importantes son la profundidad D y la frecuencia f.

6.2.2. Modelo de Roger

El modelo de M-S representa al caso de gradientes negativos, cubre solamente perfiles en los cuales la velocidad del sonido decrece monótonamente con la profundidad y con un gradiente promedio de -0.2 s^{-1}. (Marsh, Schulkin, 1962) En suma, el modelo M-S cubre solamente situaciones sin dispersión (scattering) sobre la superficie del mar. Roger (Roger, 1981) - (APL-UW 8508, 1985) propuso curvas de pérdida de propagación a partir de la siguiente función:

$$TL[dB] = 15logR + Ar + B + Cr^2 \cdots (C \approx 0) \tag{6.3}$$

donde R es el rango en km (5 a100 km). Los coeficientes A y B son necesarios para ajustar la ecuación entre los límites de R. Roger estimó los coeficientes A y B resolviendo la

ecuación de onda para modos normales para un set de condiciones específicas, ajustando las curvas resultantes mediante el método de los mínimos cuadrados.
Antes de continuar, es importante hacer la siguiente aclaración: como hemos visto, el modelo de M-S utiliza la variable H como distancia de salto, D como la profundidad y L la altura de la capa de sedimento. El modelo de Roger emplea H para indicar la profundidad de la capa de agua. Con la finalidad de unificar la nomenclatura, se empleará la de M-S, salvo las unidades de D, L que se expresaran en metros (modelo de Roger). Este modelo se pensó para pérdidas en agua con un estricto gradiente de velocidad negativo, cuyas expresiones finales en función del rango y de la distancia de salto son las siguientes:

para H<R<8H

$$TL[dB] = 10logR + 10\log\left(\frac{D}{2\theta_L}\right) + \frac{\beta R\theta_L^2}{4D} + \alpha_w R \quad (6.4a)$$

para R>8H

$$TL[dB] = 15logR + 5\log(D\beta) + \frac{\beta R\theta_L^2}{4D} - 7.18 + \alpha_w R \quad (6.4b)$$

Expresiones equivalentes a la Ecu. (6.2b) y (6.2c).

15logR o 10logR son términos que representan las pérdidas de transmisión en la región de estudio. H es la profundidad de la columna de agua en metros, β representa las pérdidas en dB/radián (se desprende de la expresión para el coeficiente de reflexión de Rayleigh para una interfaz de dos fluidos y pequeños ángulos rasantes) y α_w coeficiente de absorción de agua de mar en dB/km, f la frecuencia de emisión en Hz, α_w el coeficiente de absorción de agua de mar en dB/km. Expresión similar a la Ecu. (6.2b), θ_L es el mayor de θ_g o θ_c, donde θ_g es el máximo ángulo rasante para la distancia de salto (en Fig. 6.9 trayectoria 3) y θc el ángulo crítico. La definición de θ_g y θ_c es:

$$\theta_g[rad] = \sqrt{\frac{2g_N}{c_{w0}}} \quad (6.5)$$

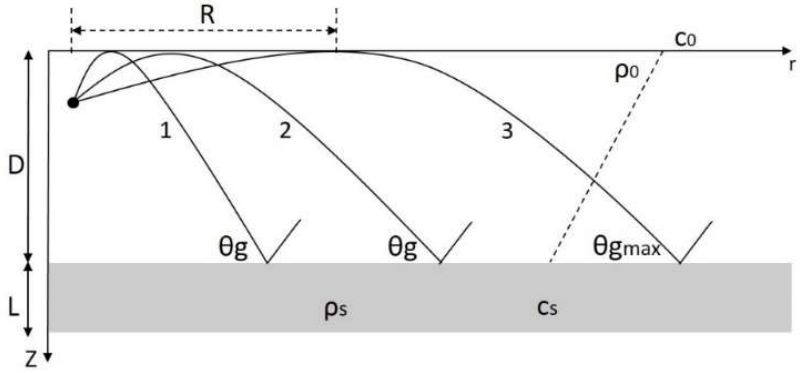


Figura 6.8. Angulo θg y distancia de salto

donde c_w es el valor máximo de la velocidad del sonido sobre la superficie del agua y g_N es el gradiente negativo de la velocidad del sonido en s^{-1}, θ_c es el ángulo efectivo de la onda plana para el modo de propagación más baja:

$$\theta_c[rad] = \frac{c_{w0}}{2fD} \quad (6.6)$$

donde f está en Hertz.

$$c_w = c_{w0} + g_N\left(\frac{L}{D}\right) \tag{6.7}$$

El gradiente se obtiene:

$$g_N = \frac{c_s - c_w}{D} \tag{6.8}$$

Finalmente, la expresión para obtener el coeficiente de reflexión β, es (APL-UW 8508, 1985):

$$\beta[\frac{dB}{rad}] = \frac{0.477 M_0 N_0 k_p}{\left(1-N_0^2\right)^{3/2}} \tag{6.9}$$

donde N_0 es la relación de velocidades superficie-sedimento c_w/c_s, M_0 la relación de densidades sedimento-superficie ρ_s/ρ_0 y k_p el coeficiente de atenuación del sedimento en dB/m/kHz.

Finalmente, para completar las expresiones (6.4a) y (6.4b), la constante de atenuación volumétrica α_w, se expresa, en función de la frecuencia f[Hz] como:

$$\alpha_w = 0.001936\left[\frac{0.1f^2}{1+f^2} + \frac{40f^2}{4100+f^2}\right] \tag{6.10}$$

A continuación se muestra el código propuesto para determinar TL según Roger.

```
function [TL,r] = capp_ro(rr,D,L,cwo,cs,rhow,rhos,f,kp)
r=1:1:rr;
%-----------------------------
gn=abs((cs-cwo))/D;
cw=cwo+gn*(L/D);
titac=cwo/(2*f*D);
titag=sqrt(2*gn/cw)
%-----------------------------
Mo=rhos/rhow; No=cw/cs;
%calculo de beta
beta=0.447*Mo*No*kp/((1-No^2)^(3/2));
%Calculo de Cte de atenuacion volumetrica dB/km
aw=.001936*((0.1*f^2)/(1+f^2)+40*f^2/(4100+f^2))/1000;
%-----------------------------
if titag>titac,
    tital=titac;
    disp('titag>titac')
tital=titac;
   TL=15*log10(r)+5*log10(D*beta)+(beta*r*tital^2/(4*D))-7.18+αw*r;
  TL=real(TL);
elseif titag<titac
   tital=titag
    disp('titag<titac')
   TL=10*log10(r)+10*log10(D/(2*tital))+beta*r*tital^2/(4*D)+αw*r;
   TL10=real(TL);
   [min(TL) max(TL)]
   end
end
```

Figura 6.9 Código para el cómputo de TL según Roger

Ejemplo 6.3

Se tiene un CAPP con las siguientes características (Schulkin, 1986): Kp=0.51, f=100 Hz, L=4 m, cw_0=1528 m/s, c_s=1749m/s, rhos=1941 kg/m^3, rhow=1023 kg/m^3. Graficar TL para D=60 m, 80 m y180 m y rango de 50 km. Se trata de un caso de sedimento de arena fina.

```
[TL,r] = capp_ro(rr,D,L,cw0,cs,rhow,rhos,f,kp)
[TL60,r] = capp_ro(5*10^4,60,4,1528,1749,1023,1.941,100,0.51);
[TL80,r] = capp_ro(5*10^4,80,4,1528,1749,1023,1941,100,0.51);
[TL180,r] = capp_ro(5*10^4,180,4,1528,1749,1023,1941,100,0.51);
```

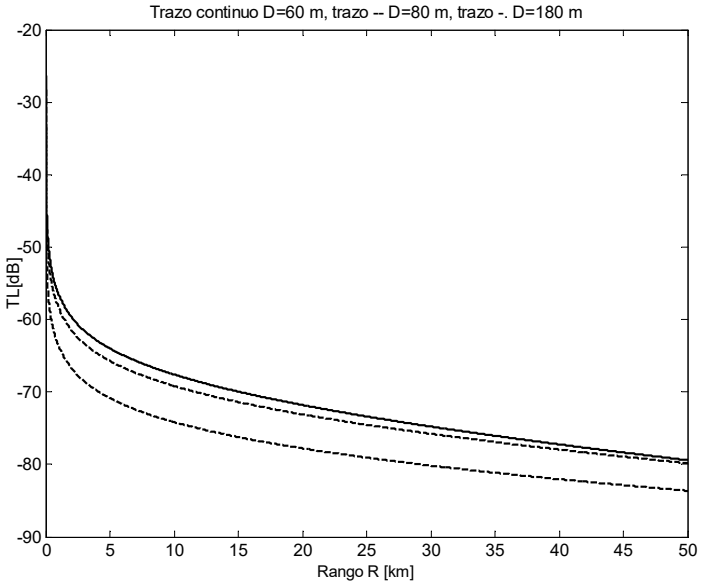


Figura 6.10. Resultado TL ejemplo 6.3

Los límites de TL para los tres valores de D se muestran en la siguiente tabla.

TL[dB]min	TL[dB]max
D=60 m	
-26,35	-79,4
D=80 m	
-28,22	-79,83
D=180 m	
-33,51	-83,62

Tabla 6.4. Valores límites de TL en función de D

Ejemplo 6.4

A los fines de comparación del efecto del tipo de sedimento, graficar TL del ejemplo anterior para D=80 m y TL para fondo de fango arenoso con las siguientes características (Schulkin, 1986): K=0,76, cs=1549 m/s, ρs=1549 kg/m^3.

```
[TL,r] = capp_ro(rr,D,L,cw0,cs,rhow,rhos,f,kp)
Definimos TL80af para el fondo de arena fina y TL80fa para el fango arenoso.
[TL80af,r] = capp_ro(5*10^4,80,4,1528,1549,1027,1941,100,0.51);
[TL80fa,r] = capp_ro(5*10^4,80,4,1528,1549,1027,1549,100,0.76);
```

En la tabla 6.5 se muestran los límites de TL para los dos tipos de fondo analizados. Se observa claramente que la atenuación para el fondo fango arenoso es mayor que para el fondo de arena fina.

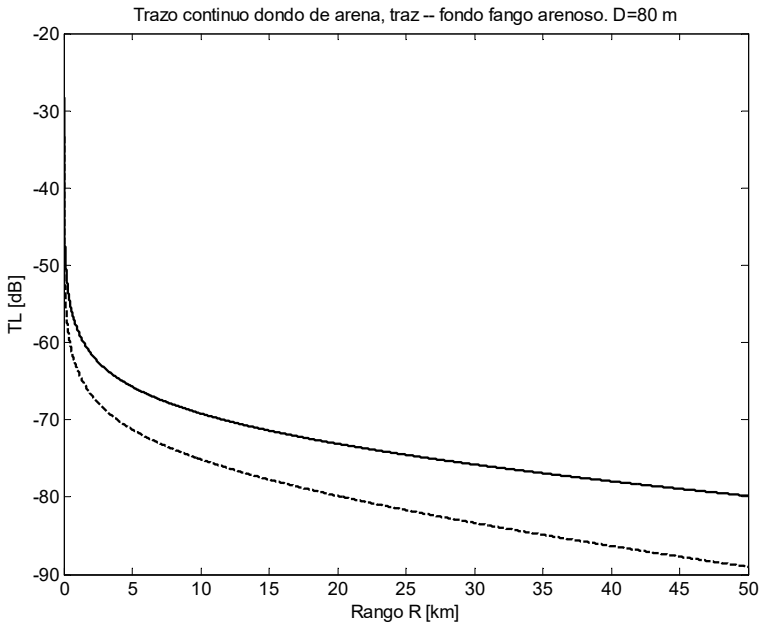


Figura 6.11. Resultado TL ejemplo 6.4

TL[dB]min	TL[dB]max
Arena fina	
-28,22	-79,82
Fango arenoso	
-33,34	-89,23

Tabla 6.5. TL en función del tipo fondo para D=80m

En la siguiente tabla se comparan los resultados obtenidos por M-S y Roger en función del rango y del tipo de sedimento (APL-UW 8508, 1986)

Rango	Arena Fina Roger	Arena M-S	Δ	Arcilla Roger	Lodo M-S	Δ
[km]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]
5	60	69	+9	68	69	+1
10	66	74	+8	76	75	-1
20	72	81	+9	89	82	-7
40	81	90	+9	108	93	-15
60	87	97	+10	126	101	-25
80	93	103	+10	143	108	-35
100	99	108	+9	160	115	-45

Tabla 6.6. Comparación M-S con, Roger

Si bien es complicado explicar con certeza las diferencias de los resultados de ambos métodos, dado que la comparación se realiza con sedimentos diferentes. Además de los

criterios en la clasificación del sedimento, debido a las técnicas de predicción empleadas o por ambas.

6.2.3. Extensión del Modelo de Marsh-Schulkin

El modelo de M-S usa siempre el mismo valor, -0,035s^{-1} para todos los gradientes negativos. Se desarrolló una extensión del modelo manteniendo un gradiente arbitrario de -0,2s^{-1}, tal como Roger. Además, se tuvo en cuenta el esquema de la Fig. 6.12:

- Se determinó con mayor exactitud la constante K_I en función con el número n de reflexiones fondo-superficie, (SRBR). Se determinó que el Angulo crítico

$$\theta_c = arc\cos N_o \tag{6.11}$$

- En situaciones de gradiente negativo y estado de mar bajo, el coeficiente de reflexión de la superficie es igual a 1. Definiendo Rc como el rango entre el contacto con el fondo de un rayo no refractado a través de del θc, se deduce de la Fig.6.12 que el rango del ángulo crítico es:

$$R_c = 2Lcos\ _c. \tag{6.12}$$

- En función de esto, el número de rayos reflejados en el fondo que contribuye a la anomalía de campo cercano es un número entero:

$$n = H/R_c \tag{6.13}$$

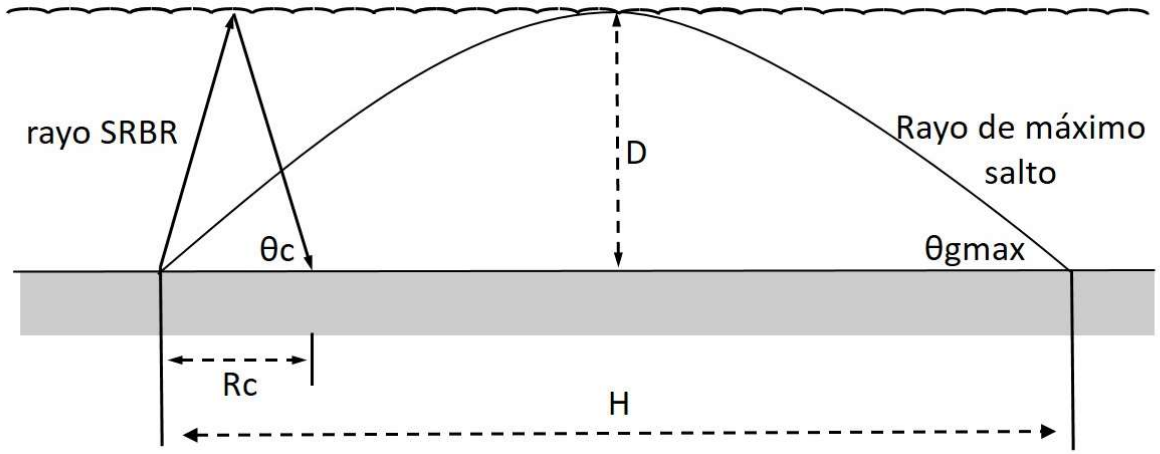


Figura 6.12. Determinación del número n de rayos SRBR
en la zona de radiación directa (APL-UW 8508, 1986)

- *Distancia de salto*

A partir de lo visto (estricto gradiente de velocidad negativa), hay dos expresiones útiles que se desprenden de ello: 1-maximo ángulo de salto θgmax y 2-distancia de salto H:

$$\theta_{gmax}(rad) = \sqrt{\frac{2Dg_N}{c_2}} \tag{6.14}$$

y

$$H = 2\sqrt{\frac{2Dc_n}{g_N}} \tag{6.15}$$

donde c_2 y c_n son las velocidades del sonido en el fondo y superficie, respectivamente. g_N es la magnitud del gradiente negativo.

- *Región lejana*

Un aporte importante del modelo de Roger al modelo de Marsh-Schulkin, es tener en cuenta con mayor precisión el inicio de la zona de propagación de ondas cilíndricas. Para ello definió el parámetro denominado R_{10} (10 para indicar la propagación cilíndrica), ya que en general, la atenuación de las ondas cilíndricas, es 10logR, respecto a la propagación esférica 20logR):

$$R_{10} = \frac{27H^2f^2}{\beta C^2} \tag{6.16}$$

función de H, f y c. De acuerdo a este parámetro, el entorno de aplicación de las expresiones (6.2b) y (6.2c) queda:

Expresión	Modelo M-S	Modelo Royer
(6.2b)	H < R < 8H	H ≤ R ≤ R_{10}
(6.2c)	R > 8H	R ≥ R_{10}

La expresión (6.2a) no es afectada por R_{10} debido a que se trata del campo cercano.

El modelo original M-S estuvo compuesto de tres zonas de pérdidas de propagación resultante de un proceso de medición. La primera zona es la debida al camino directo (20logR) la que se extiende hasta la distancia de salto. Esta puede ser expresada por el trazado de rayos o desde la ecuación de gradientes bilineales:

$$H = (8c_m)^{1/2}\left[\frac{L}{g_p} + \frac{2(D-L)}{gn}\right]^{1/2} \tag{6.17}$$

donde c_m es la máxima velocidad del sonido, g_p y g_n gradiente positivo y negativo, respectivamente.

La segunda zona o zona intermedia (15logR) función del coeficiente de atenuación α_T, depende del ángulo rasante del salto del rayo en el fondo y del estado de la superficie.

La tercera zona es la que predomina la propagación cilíndrica (10logR), en la que solo existe un modo de propagación, que como vimos se modela con la Ecu. (6.10), esto es, con R_{10}. Finalmente, en la siguiente tabla se muestran las predicciones de pérdidas por trasmisión para dos fondos típicos según el modelo de Roger y el M-S extendido.

En la Tabla. 6.7 se muestran los resultados para fondo de arena fina y fango arcilloso para una frecuencia f=200 Hz, por el método de Roger y de M-S extendido (Schulkin, 1986).
En el caso de fondo de arena fina las cifras coinciden para el rango de 5 y 10 km. Para fondo fango arcilloso, las coincidencias se encuentran para rango de 60 a 100 km. Claramente, ambos modelos entregan resultados simulares.

Rango	Arena Fina			Fango Arcilloso		
[km]	Roger	M-S extendido	Δ	Roger	M-S extendido	Δ
	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]
5	60	60	0	68	66	-2
10	66	66	0	76	75	-1
20	72	73	+1	89	89	-2
40	81	82	+2	108	108	0
60	87	89	+3	126	126	0
80	93	96	+3	143	143	0
100	99	102	+3	160	160	0

Tabla 6.7. Diferencias entre M-S extendido y Roger, fondo arena fina/fango, f=200 Hz

6.3. Canal de aguas poco profundas de isovelocidad

6.3.1. Introducción

Hay muchas formas por las cuales el sonido emitido por una fuente acustica puede arribar al receptor en el caso CAPP. De los más importantes son los mostrados en la Fig. 6.12 y que corresponden a (Tate, 1946):

PQ Camino directo
PSB Reflexión en la superficie
PBQ Reflexión en el fondo

PS1B1Q
PB2S2Q Reflexiones múltiples (superficie-fondo)
PS3B3S4Q

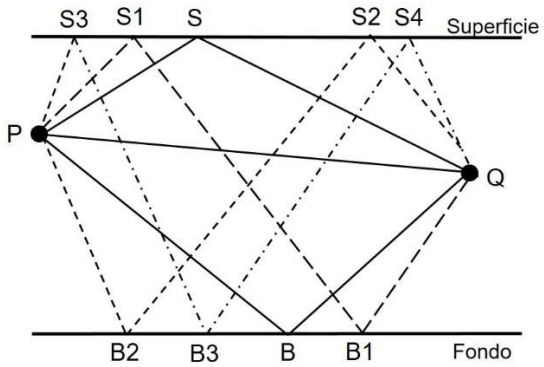


Figura 6.13. Posibles caminos entre la fuente y el receptor en ambiente CAPP

El trayecto PSQ se descarta para el presente estudio debido que solo hay reflexión en la superficie. El trayecto directo PQ no se tendrá en cuenta debido a que no hay reflexiones fondo-superficie. Por lo tanto, quedan cuatro trayectos: PBQ, PS1B1Q, PB2S2Q y PS3B3S4Q. Hay trayectos adicionales involucrados. Afortunadamente, el sonido arribando por caminos diferentes a los citados, es despreciable. Entonces el estudio se puede simplificar calculando el promedio de la intensidad acústica resultante de los cuatro trayectos arriba citados. Si se calcula la intensidad del sonido arribando al receptor vía PBQ (camino directo) y se lo multiplica por cuatro, se obtiene el promedio. Si la profundidad del

canal es comparable con la distancia entre P y Q, es posible una simplificación adicional para los rayos PB y BQ dado que está inclinados hacia la horizontal, pudiendo despreciar todos efectos de refracción. Con esas simplificaciones, la longitud del trayecto es aproximadamente:

$$PBQ = (r^2 + 4s^2)^{1/2} \tag{6.18}$$

donde r=PQ y s la profundidad del fondo a partir del emisor o del receptor. La intensidad total de energía del sonido reflejado en el fondo arribando por los cuatro caminos puede ser calculado a partir de la ley de la inversa del cuadrado,

$$I = \frac{4I_1\mu^2}{r^2+4s^2} \tag{6.19}$$

donde I_1 es la intensidad a distancia unidad desde la fuente y μ el coeficiente de amplitud de reflexión del fondo, el que se expresa como (Tate, 1946):

$$\mu = \left[\frac{1-Z_f cos\theta}{1+Z_f cos\theta}\right] \tag{6.20}$$

Z_f es la impedancia acústica del fondo y θ está dado por

$$tan\theta = \frac{r}{2s} \tag{6.21}$$

6.3.2. Concepto de Imagen Acústica

Hemos visto que si el sonido se propaga en un medio en el cual el fondo es horizontal y está caracterizado por una velocidad constante, la señal transmitida por una fuente al receptor por una serie de caminos rectos pasando por múltiples reflexiones sobre la superficie y el fondo. Estos caminos diferentes corresponden a la transmisión desde fuentes de imagen geométricamente obtenidas por simetrías sucesivas de la actual fuente relativa a la superficie y fondo. La Fig. (6.14) muestra un esquema de lo citado (Luxton, 2010).

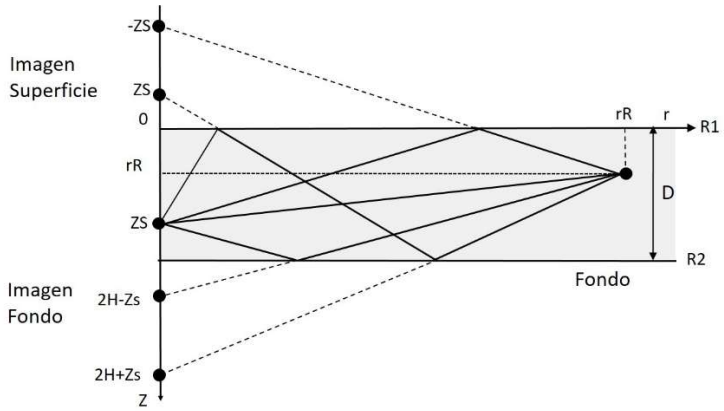


Figura 6.14. Formación de imágenes acústicas

Como consecuencia de la multiplicidad de reflexiones que tienen lugar tanto en la superficie, como en el fondo, las predicciones de la pérdida de transmisión, son más complicadas en aguas poco profundas que para el caso de aguas profundas. De acuerdo a la teoría del método de las imágenes, la superficie y el fondo de una capa de agua de isovelocidad, pueden tratarse como un conjunto de interfaces a través de las cuales el sonido se propaga

con la amplitud de presión reducida por el coeficiente de reflexión para esas superficies y ángulos de incidencia. Esto da como resultado un espacio de multicapas (Fig. 6.15) en donde las diferentes imágenes de la fuente contribuyen al punto de campo a lo largo de trayectorias de líneas rectas. Se supone que la superficie del océano es un reflector perfecto y que las homogeneidades en el agua y la aspereza de la superficie y el fondo son suficientes como para que las fases de las diferentes imágenes sean aleatorias, ocurre una combinación incoherente de las diversas contribuciones y pueden ignorarse las fases relativas. Además se puede suponer que cada conjunto de cuatro imágenes cuyas contribuciones hacen i intersecciones con el fondo yacen a una distancia efectiva del punto del campo. Se pueden obtener modelos de perdida de transmisión simples si se hacen algunas aproximaciones. La Ecu. (6.18) puede escribirse como (Kinsler et al., 1995):

$$r_t = \sqrt{r^2 + (2iD)^2} \tag{6.22}$$

donde r_t es la distancia efectiva y D la profundidad de la columna de agua.

Esto permite que las imágenes se sumen en grupos de cuatro, resultando a partir de la expresión (6.13), la relación de intensidades toma la forma:

$$\frac{I(r)}{I(1)} = \frac{2}{r^2} + 4\sum_{i=1}^{\infty} \frac{\mu^{2i}(\theta_i)}{r^2+(2i\ )^2} \tag{6.23}$$

Sacando factor común r^2 en el denominador, se tiene:

$$\frac{I(r)}{I(1)} = \frac{2}{r^2} + \frac{4}{r^2}\sum_{i=1}^{\infty} \frac{\mu^{2i}(\theta_i)}{1+\left(\frac{2iD}{r}\right)^2} \tag{6.24}$$

Definiendo a

$$S = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\mu^{2i}(\theta_i)}{1+\left(\frac{2iD}{r}\right)^2} \tag{6.25}$$

La expresión (6.23) queda:

$$\frac{I(r)}{I(1)} = \frac{2}{r^2}(1 + 2S) \tag{6.26}$$

y cada ángulo de incidencia θi, se evalúa como:

$$\cos\theta_i = \frac{1}{\sqrt{1+i^2\left(\frac{2D}{r}\right)^2}} \tag{6.27}$$

Si la distancia entre el emisor al receptor es mucho más grande que la profundidad del canal, D/r<<1 y haciendo algunos cambios de variables para resolver la integración, la suma S puede ser reemplazada por una integral,

$$S = \frac{r}{2D}\int_{tan^{-1}(2D/r)}^{\pi/2} D^{(r/D)tan\theta}\, d\theta \tag{6.28}$$

Dependiendo del coeficiente de reflexión del fondo, pueden darse tres casos: *fondo perfectamente rígido, fondo lento, fondo rápido*

6.3.2.1. *Fondo Perfectamente rígido*

Si el coeficiente de reflexión de presión sobre el fondo es la unidad para todo θ, el integrando de la Ecu. (6.22) es la unidad para todo r>>D,

$$S = \frac{r}{2D}\int_{2D/r}^{\pi/2} d\theta = \frac{\pi}{4}\frac{r}{D} - 1 \tag{6.29}$$

Reemplazando el resultado en el segundo miembro de la Ecu. (6.23),

$$\frac{I(r)}{I(1)} = \frac{2}{r^2}\left[1 + 2\left(\frac{\pi r}{4D} - 1\right)\right]$$

Operando y teniendo en cuenta la definición de TL(geométrica), se llega a,

$$TL(geométrica)[dB] = 10logr + 10\log\left(\frac{D}{\pi}\right) \tag{6.30}$$

La divergencia es cilíndrica y hay una contribución a TL similar a r_t para el canal superficial. A continuación se muestra el código de simulación.

```
function [] = fondo_rig(rr,D)
%rr máximo rango
r=1:100:rr;
TL=10*log10(r)+10*log10(D./pi);
[min(TL) max(TL)]
end
```

Figura 6.15. Código de simulación para fondo perfectamente rígido

Ejemplo 6.5 Determinar TL para D=50 m, 100 m y 200 m y r=50 km
fondo_rig(rr,D). La Tabla 6.7 muestra los valore límites de TL en función de D

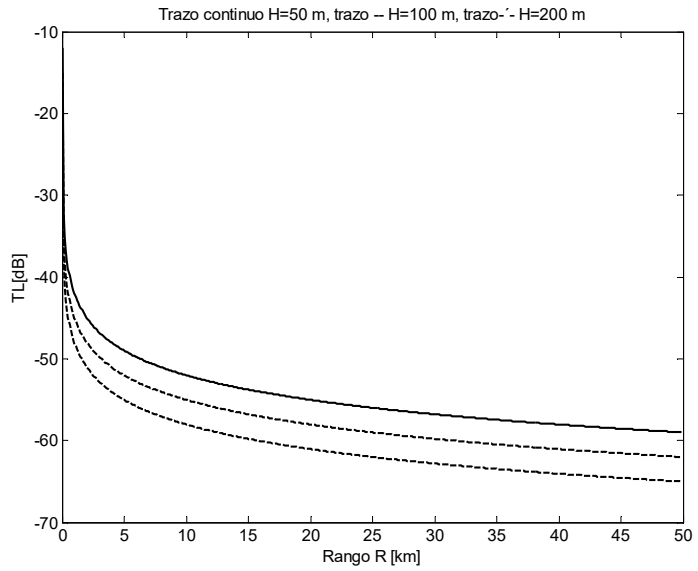


Figura 6.16. TL para D=50 m, 100 m y 150 m

TL[dB]min	TL[dB]max
D=50 m	
-12,01	-58,99
D=100 m	
-15,02	-62,00
D=200 m	
-18,03	-65,01

Tabla 6.7. TL en función de D

6.3.2.2. *Fondo lento*

Si el fondo tiene una velocidad del sonido inferior a la correspondiente al agua, el coeficiente de reflexión de presión es pequeño a ángulos de incidencia grandes y aumenta hasta la unidad a incidencia rasante. Por lo tanto, la mayor contribución a S provendrá del límite inferior de la integración. Para ángulos de incidencia pequeños se puede escribir el coeficiente de reflexión de presión como R(θ)~exp(-ɣθ) donde ɣ es un parámetro que se determina a partir de la características del fondo que puede expresarse como sigue (Tate, 1946):

$$\gamma = \frac{\rho_1 c_1 - \rho c\sqrt{1+tg^2\theta\left(1-N_0^2\right)}}{\rho_1 c_1 + \rho c\sqrt{1+t\ \ ^2\theta\left(1-N_0^2\right)}} \tag{6.31}$$

donde ρc es la impedancia acústica de la superficie, $\rho_1 c_1$ la impedancia acústica del fondo, θ es el ángulo de incidencia y No=c/c_1. γ_c=1 cuando el ángulo de incidencia supera al ángulo critico para reflexión total Puesto que la mayor parte del valor de S proviene de θ~2D/r, se reemplaza tanθ por θ y se hará que el límite superior de la integración se vuelva infinitamente grande,

$$S = \frac{r}{2D}\int_{2D/r}^{\alpha} e^{-(r/D)\gamma\theta^2 d\theta} \tag{6.32}$$

Haciendo un cambio de variables de θ a x=(ɣr/D)$^{1/2}$ se obtiene,

$$S \sim \frac{1}{2}\left(\frac{r}{\gamma H}\right)^{1/2}\int_{2\sqrt{D\gamma/r}}^{\infty} e^{-x^2} dx \tag{6.33}$$

Para r grandes el límite infinito tiende a cero y la integral tiende a (π/2)$^{1/2}$. Sustituyendo este valor en la expresión (6.28),

$$\frac{I(r)}{I(1)} = \frac{2}{r^2}\left(1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi r}{\gamma D}}\right) \tag{6.34}$$

En el caso de ángulos de incidencia rasantes, ɣ de la Ecu.(6.31) puede ser simplificado de acuerdo a:

$$\gamma = 2\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)\sqrt{\left(\frac{c_0}{c_1}\right)^2 - 1} \tag{6.35}$$

y en el límite de grandes distancias, se tiene que:

$$TL_{geometrica}[dB] \sim 15 log r + 5 log(\gamma D/\pi) \tag{6.36}$$

De lo anterior, el efecto de un fondo lento es la combinación entre una propagación esférica y una cilíndrica. A continuación, el código de simulación.

```
function [] =fondo_lento(rr,D,c,c1,rho,rho1)
r=1:100:rr;
No=c/c1;
Mo=rho1/rho;
gamma=2*Mo*sqrt(No^2-1);
TL=15*log10(r)+5*log10(gamma*D./pi);
[min(TL) max(TL)]
r=r/1000;
end
```

Figura 6.17. Código de simulación para fondo lento

Ejemplo 6.6 Determinar TL para D=50 m, 100 m y 200 m, c_0=1548 m/s, c_1=1500 m/s, ρ_0=1023 kg/m^3, ρ_1=1300 kg/m^3 para un rango de 50 km.

```
fondo_lento(rr,D,c,c1,rho,rho1);
fondo_lento(50*10^3,100,1548,1500,1.023,1.3);
```

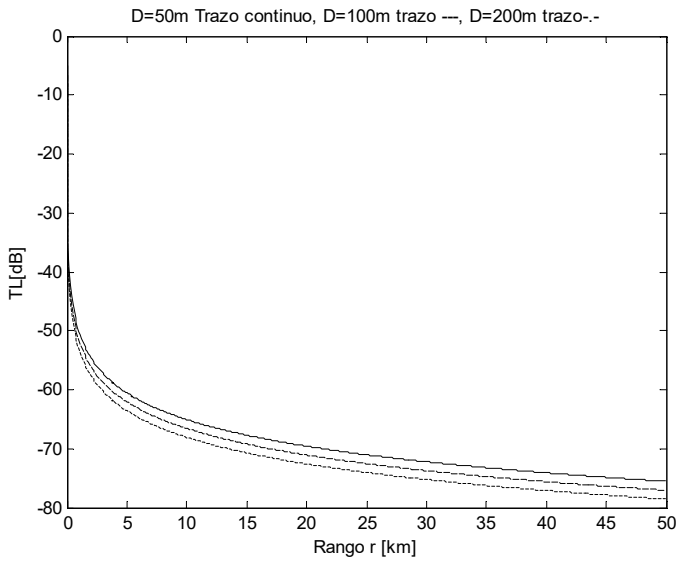


Figura 6.18. TL fondo lento, D=50m, 100m y 200m

La Tabla 6.8 muestra los valore límites de TL en función de D

TL[dB]min	TL[dB]max
D=50 m	
-12,01	-58,99
D=100 m	
-15,02	-62
D=200 m	
-18,03	-65,01

Tabla 6.8. TL en función de D

6.3.2.3. *Fondo rápido*

En este caso, el coeficiente de reflexión de presión es igual a la unidad para todos los ángulos rasantes menores que el ángulo crítico θc. Todas las trayectorias que se reflejan

en el fondo con ángulos que exceden a θc sufren pérdidas y se atenúan más rápidamente que en forma cilíndrica. Las trayectorias más rasantes que θc serán atrapadas y es esparcieran cilíndricamente a distancias grandes. Debido a estas consideraciones la (6.32) puede evaluarse integrando del límite inferior a θc y haciendo μ(θ)=1 dentro de esa distancia, con la restricción de r>>2D/θc, para que el límite inferior pueda ser reemplazado con cero, S queda:

$$S = \frac{r}{2D}\int_0^{\theta c} d\theta = \frac{r}{2D}\theta_c \qquad (6.37)$$

Entonces,

$$TL_{geometrica}[dB] \sim 10logr + 10log(D/2\theta_c) \qquad (6.38$$

Es importante observar que θc juega el mismo papel que el ángulo límite θo juega en la capa mezclada de la teoría de los rayos, el ángulo tendido por los rayos atrapados sería 2θc, y por el mismo tipo de argumento geométrico usado en la sección sobre la capa mezclada la distancia de transición sería D/(2θc).

```
function [TL,r] = fondo_rap(rr,D,co,c1)
%TL Fondo rapido
r=1:100:rr;
titac=asin(co/c1);
TL=10*log10(r)+10*log10(D/(2*titac));
[min(TL) max(TL)]
end
```

Figura 6.19. Código de simulación para fondo rápido

Ejemplo 6.7 Determinar TL para D=100 m, c_0=1500 m/s, c_1=1580 m/s para un rango de 50 km.

```
function [TL,r] = fondo_rap(rr,D,co,c1);
function [TL,r] = fondo_rap(50*10^3,100,1500,1580);
```

Los valores límites de TL fueron: TL(min)= -16,04dB, TL(max)=-62,99dB

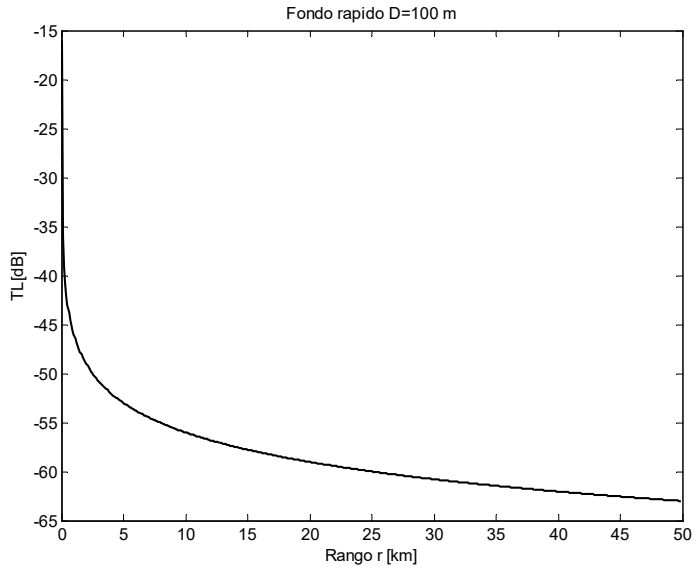


Figura 6.20. TL fondo rápido, D=100 m

Ejemplo 6.8 Determinar TL para D=100 m, c_0=1500 m/s, c_1=1580 m/s y c_2=1800 m/s para un rango de 50 km.

TL[dB]min	TL[dB]max
c_1=1580 m/s	
-16,01	-62,99
c_2=1800 m/s	
-17,05	-64,04

Tabla 6.9. TL en función de c para D=100 m

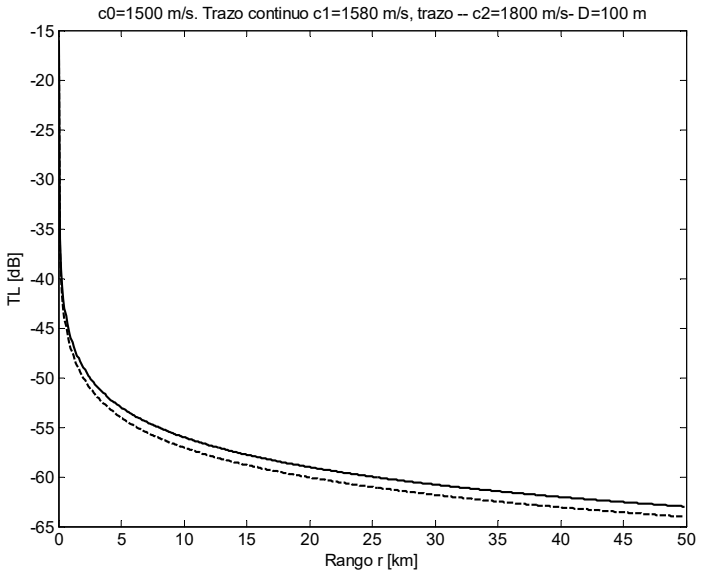


Figura 6.21. TL para c_0=1500 m/s, c_1 =1580 m/s y c_2=1800 m/s
D=100 m

En el caso de fondo rápido, la variación de la velocidad de propagación da TL similares.

6.4. Método de los Modos Normales

6.4.1. Introducción

Una expresión alternativa del campo de sonido en aguas poco profundas puede ser dada en términos de los modos normales. Estas son funciones mucho más complicadas que las vistas, cada una representa una onda viajando hacia afuera desde la fuente con una amplitud que es una función de la profundidad a que se encuentran la fuente y el receptor (Fig. 6.12).

En muchas situaciones de propagación, particularmente para bajas frecuencias en ambientes tales como capa mezclada o aguas poco profundas, la teoría del rayo falla y es necesario usar el método de los modos normales.

Este método se basa en los principios de propagación de una onda acústica en el interior de una cavidad o guía de ondas de paredes rígidas y sección transversal constante. A continuación se seguirá en forma muy escueta a la referencia (Kinsler et al, 2000).

Ya que la sección transversal es rectangular y las fronteras rígidas, se puede verificar que

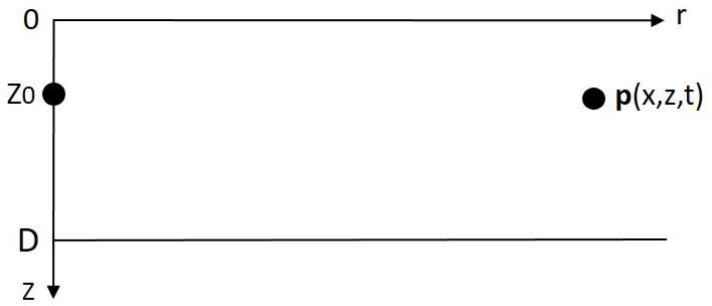


Figura 6.22. Capa de fluido con fuente a la profundidad z_0 entre dos planos perfectamente paralelos

$$p(x,z,t) = e^{jwt} \sum_n R_n(r) Z_n(z) \tag{6.39}$$

donde Zn satisface la solución de la ecuación en una dimensión de Helmholtz

$$\frac{d^2 Z_n}{dz^2} + \left[\left(\frac{w}{c}\right)^2 - k_n^2\right] Z_n = 0 \tag{6.40}$$

y

$$R_n(r) = -j\pi Z_n(z_0) H_0^{(2)}(\kappa_n r) \tag{6.41}$$

donde H es la función de Hankel, Zn forma un conjunto ortonormal de eigenfunciones y κ_n es la constante de separación.

El campo de presión compleja está dado por

$$p(r,z,t) = -j\pi e^{jwt} \sum_n Z_n(z_0) Z_n(z) H_0^{(2)}(\kappa_n r) \tag{6.42}$$

Para distancias suficientemente grandes la función de Hankel puede ser reemplazada por su forma asintótica, entonces la expresión de la presión toma la forma:

$$p(r,z,t) = -j \sum_n \left(\frac{2\pi}{\kappa_n r}\right)^{1/2} Z_n(z_0) Z_n(z) e^{j(wt - {}_n r + \pi/4)} \tag{6.43}$$

Cada término corresponde a un modo normal con una velocidad de fase $c_{pn}=w/K_n$. Los valores de K_n son fijos, pero $K_{(z)} = w/c_{(z)}$, es una función del espacio y de la frecuencia. Las diferentes contribuciones a la presión en algún punto del espacio, pueden sumar en forma coherente o no, de acuerdo a como afecten la fase de cada modo normal. Si la contribución es coherente, la TL(geométrica), toma la forma:

$$Tl(geom)[dB] = -20log\left[\sum_n \sqrt{\frac{2\pi}{K_n r}} Z_n(z_0) Z_n(z) e^{-jK_n r}\right] \tag{6.44}$$

En el caso contrario,

$$Tl(geom)[dB] = -20log\left[\sum_n \sqrt{\frac{2\pi}{K_n r}} Z_n^2(z_0) Z_z^2(z)\right] \tag{6.45}$$

A diferencia de las pérdidas de transmisión vistas, en este caso es muy complejo incorporar de forma simple, las perdidas por absorción y dispersión.

- *Fondo Rígido*

Para obtener una estimación de las pérdidas por transmisión para una capa de fluido sobre un fondo rígido:

1. Se asume un canal suficientemente no lineal para que se puedan suponer fases aleatorias, quedando la Ecu.(6.45)

$$TL(\text{geom})[dB] = -10log\left[\frac{4}{D^2}\sum_{n=1}^{N}\left(\frac{2\pi}{k_n r}\right) sen^2 k_{zn} z_0 sen^2 k_{zn} z\right] \qquad (6.46)$$

2. Se supone que la fuente y el receptor están lo sufrientemente alejados del fundo y de la superficie, como para que los valores de los términos sen^2 fluctúen entre 0 y 1 seudo aleatoriamente conforme n varia de 1 a N, entonces:

$$TL(\text{geom})[dB] = -10log\left[\frac{4}{D^2}\sum_{n=1}^{N}\frac{1}{k_n}\right] \qquad (6.47)$$

Si el número de modos permitidos es muy grande, el límite superior de N está dado por (Dw)/(πc$_0$), de manera tal que Kn=(w)/(c$_0$)(1-(n/N)^2, y la sumatoria puede reemplazarse por una integral: Realizando los correspondientes reemplazos, calculando la integral y reemplazado el resultado en la Ecu.(6.32), obtenemos:

$$TL(geométrica)[dB] = 10logR + 10\log\left(\frac{D}{\pi}\right)$$

Es decir, la Ecu.(6.30). Cerca de la frontera superior los valores esperados de los términos sen2 serán menores que ½, por lo que la TL será mayor que lo obtenido con la expresión anterior. De la misma manera, TL deberá decrecer si la fuente y el receptor se encuentran cerca del fondo, donde sen2 tiende más hacia 1.

- *Fondo Lento*

Aplicando el mismo procedimiento anterior, las pérdidas por transmisión para un CAPP de fondo lento con la asunción de fase incoherente, *es similar a la Ecu.(6.38),salvo senθc*.

$$TL_{geometrica}[dB] \sim 10logR + 10log(D/2sen\theta_c) \qquad (6.48)$$

donde senθc=[1-(c$_1$/c$_2$)^2]$^{1/2}$.

6.5. Resumen del capítulo

Como hemos visto, es este capítulo se analizaron las pérdidas por transmisión en canales de poca profundidad y en algunos casos en condiciones de isovelocidad, donde ocurre una interacción muy importante entre la superficie del agua y el fondo del lecho acuoso. Además, no es posible, para estudiar los aspectos de interferencia que ocurre, tratarlos en forma independiente y luego agruparlos para arribar a un resultado final. A este tipo de ambiente lo denominamos con las siglas CAPP. A diferencia de las pérdidas por transmisión analizadas en el capítulo anterior, las analizadas en este, resultan de una mayor

complejidad debido a la iteración simultánea de superficie y fondo. Por esta razón, se ha simplificado el desarrollo de las ecuaciones que permiten modelar los ambientes estudiados, centrándonos en algunos casos, en los resultados conceptuales de los mismos.

Durante aproximadamente seis décadas se emplearon diversas metodologías para obtener resultados que coincidieran con la realidad, los que se citaron a lo largo del capítulo. El primer método fue el realizado por Marsh-Schulkin que consistió en registrar (método semi empírico) alrededor de 100.000 mediciones usando como variables:

- frecuencias de emisión
- altura de las olas
- tipo de fondo
- profundidad de la columna de agua
- perfil de la velocidad del sonido

y determinar un modelo empírico de las pérdidas por transmisión (geométricas y de absorción). Este modelo se generalizo en tres ecuaciones según la relación entre la distancia de salto H (que depende de la profundidad de la columna de agua, el espesor del sedimento) y el rango R. Cuando R<8H, las pérdidas por transmisión se consideran en el entorno de propagación esférica. Cuando H<r<8H se está ante la presencia de pérdidas en un entorno esférico-cilíndrico, Finalmente, se considera R>>8H, es decir, propagación cilíndrica.

A continuación se estudió el modelo de Roger que aumentó en algunos casos, la precisión de los trabajos de Marsh-Schulkin, sobre todo en el entorno de propagación cilíndrica, a partir de un factor que lo denominó R_{10}. Para el desarrollo del modelo, se basó en la teoría de los modos normales. Además uso la expresión de Euller para obtener un coeficiente de reflexión que mejoró en ciertos aspectos la el modelo de Marsh-Schulkin. Además de lo citado, el Modelo de Roger, mejora la distancia de salto H, incorporando gradiente positivo, en el caso de gradiente bilineal.

En tercer lugar, se citó el método de las imágenes acústicas para determinar las pérdidas por transmisión. La bases de la imagen acústica se vio en el capítulo anterior, cuando se estudiaron las perdidas de transmisión cercanos a la superficie. En esa oportunidad se trabajó con la imagen del doblete acústico y con el método del espejo de Lloyd. Cuando se trabaja en ambientes CAPP debido a las múltiples reflexiones que existen en el camino fuente-receptor-superficie-fondo, se debe afrontar la solución con imágenes acústicas. El método es válido para todas las frecuencias y la solución se expresa como una suma infinita de las contribuciones de todas las imágenes. A diferencia de lo visto, este método diferencia tres tipos de fundo en función del coeficiente de reflexión: fondo rígido, lento o rápido.

Finalmente, el método de los modos normales calcula la integral de la ecuación de onda o la expande en función de un conjunto finito de "modos normales". Cada uno de estos modos supone que la solución de la ecuación es el producto de una función dependiente de la profundidad y de una función dependiente del alcance. Es una manera apropiada para calcular la propagación de ondas acústicas producidas por Fuentes de bajas frecuencias bajo el agua y este método tiene su mejor eficiencia cuando el medio se considera como estratificado horizontalmente. Conceptualmente, este método está basado en la propagación de ondas acuáticas en el interior de una guía de ondas, estando la energía

confinada, salvo en el sentido de propagación (Madrigal, Robledo, 2008. De forma similar al método de las imágenes acústicas, las expresiones de las pérdidas por transmisión se separan según el tipo de fondo, en este caso, fondo rápido y fondo lento. Los resultados obtenidos son similares al de las imágenes.

6.6. Problemas propuestos

6.7.1. Graficar la constante β (Ecu.(6.9)) para cs=1580 m/s, cw=1480 m/s, rhos=1941 kg/m^3, rhow=1023 kg/m^3 y kp entre 0.008 y 0.8. Obtener conclusiones.

6.7.2. Se tiene un CAPP con las siguientes características: D=80 m, 6=4 m, Determinar TL para f= 0.1 kHz, estado de mar SS=5 para fondo de arena fina y fango arenoso, suponiendo que la distancia emisor-receptor R es de 4 Kiloyardas.

6.7.3. Para un canal con D=120 m, L=6 m, co=1500 m/s, cs=1480 m/s, 1841 kg/m^3, rhow=1023 kg/m^3, la frecuencia de emisión f=5 kHz y k_P=0.54, R=50 km. Determinar TL usando la expresiones (6.2b) y (6.2c) con el criterio de H<R<8H y H<R<R_{10}. Comparar los resultados.

6.7.4. Repetir el problema anterior par R=100 km

6.7.5. Repetir el problema 6.7.2 para TL por M-S y Roger.

6.7.6. Repetir el problema anterior para TL por M-S extendido y Roger con el término R_{10}.

6.7.7. Para D=80 m, 100m, 150 m y 200 m, L=4 m, c_n= 1480 m/s y $|g_n|$ =0.2s^{-1}, comprar los resultados usando la expresión (6.2) y la expresión (6.15).

6.7.8. Comparar los resultados de TL para para D=100 m, c_0=1500 m/s, c_1=1580 m/s para un rango de 50 km, empleando la expresión (6.38) con los resultados de la expresión (6.48).

6.7.9. Demostrar que para ángulos rasantes, la Ecu.(6.31) puede ser reemplazada por la Ecu.(6.35).

6.7. Referencias

Kinsler, L. E., Frey, A. R., Coppens, A. B., Sanders, J. V. (1995). Fundamentos de Acustica. Editorial Limusa, México.

Luxton, X. (2010). An Introduction to Underwater Acoustics. Principles and Aplications. http://www.springer.com/978-3-540-78480-7.

Marsh, H. W., M. Schulkin. (1962). Colossus II Shalow water Acoustics Propagation Studies, USL Report No. 550.

Marsh, H. W., M. Schulkin. (1967). Shallow water transmission. J. Acoust. Soc. Am. 34,863-864.

Roger, H.D. (1981). On Board Predictions of Propagation Loss in Shallow Water. Naval Research Laboratory, Washington D. C.AD A104738.

Schulkin, M. (1969). The propagation of sound in imperfect ocean surface ductts. USL Report No. 1013.

Schulkin, M. and Mercer, J.A. (1986). Colossus Revisited: A Review and Extension of the Marsh-Schulkin Shallow Water Transmission Loss Model", Applied Physics Laboratory, University of Washington, APL-UW 8508.

Urick, R. J. (1967). A Prediction Model for Shallow Water Sound Transmission. MNOLTR 67-12

Tate, J. (1946). Principles and Applications of Underwater Sound Summairy. Technical Report of Division 6, NDRC. Volume 7**.** C Resarch and Development. National Defense Research Committe. Washinton D. C.

Capitulo VII

Efecto Doppler, Ruido y Reverberación

SUMARIO

7.1. Introducción
7.2. Efecto Doppler
7.3. Ruido
7.4. Reverberación
7.5. Resumen del capitulo
7.6. Problemas propuestos
7.7. Referencias

7.1. Introducción

El efecto Doppler, descubierto por Cristian Doppler en 1842 tiene una aplicación muy importante en todas las áreas de la acustica. El ejemplo clásico, dado en los cursos básicos de física es el de la locomotora que se acerca a una estación emitiendo sonido de una frecuencia determinada. Un observador parado en el andén, escucha que la frecuencia de emisión va aumentando a medida que la locomotora se acerca a él y una vez que pasó, percibe que el sonido emitido va disminuyendo la frecuencia a medida que la locomotora se aleja de él, tal como lo muestra la Fig. 7.1.

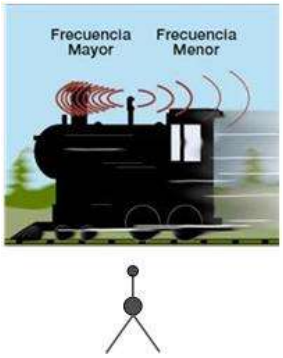


Figura 7,1. Concepto de efecto Doppler

Otro ejemplo clásico del efecto Doppler que se da en la naturaleza es el caso del murciélago persiguiendo a una presa (mariposa). Suponiendo que el murciélago se encuentra en vuelo estacionario (emisor en reposo) emitiendo sonido de una frecuencia f y a una cierta distancia de él, hay una mariposa que se dirige al murciélago. Al murciélago se lo denominará fuente “E” y a la mariposa blanco “R”, tal como se observa en la Fig.7.2.

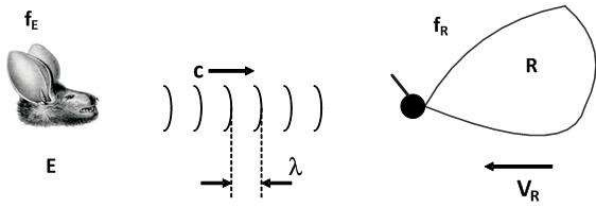


Figura 7.2. Emisor en reposo, blanco en movimiento hacia el emisor

En este caso particular, la frecuencia diferencia que calcula el murciélago es $f_r = 2\frac{V_R}{c} f_e$, donde el factor 2 corresponde al camino de ida y vuelta de la emisión, V_R es la velocidad de la mariposa, c la velocidad del sonido en el aire y fe la frecuencia de emisión del murciélago. De acuerdo al valor de f_r, el murciélago sabe si la mariposa se acerca o se aleja, pudiendo de esta forma optimizar la trayectoria que lo llevará hacia ella, en el menor tiempo posible. A continuación, estos conceptos los aplicaremos en el ámbito de la acustica subacuática.

El Ruido es toda información no deseada que interfiere o enmascara la información que se espera recibir. El ruido total puede provenir de diversas fuentes. Cada una de ellas imprime características en el ruido que aporta, por ello existe un modelo empírico para cada tipo de fuente.

En el entorno subacuático confluyen diversas fuentes posibles: turbulencias, tráfico marino, olas, lluvia, ruido térmico y combinaciones de las mismas. El ruido puede por medios pasivos o activos disminuirse pero no eliminarse ya que, en general, comparte el mismo ancho de banda de la información. En la parte superior de la Fig. 7.3 se observa la señal recibida por un sonar con una relación señal/ruido SNR de 50dB (ausencia de ruido). En la parte inferior, la misma señal con una SNR de 10dB.

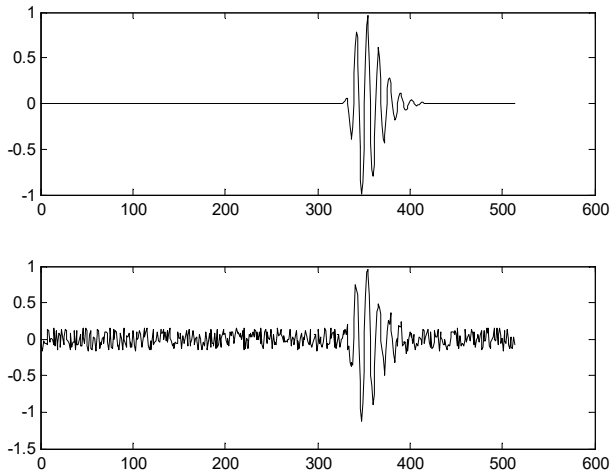


Figura 7.3. Señal recibida por un sonar en ausencia de ruido y con ruido

Existen casos donde el ruido puede modelarse, es decir, determinar un patrón. Si esto es posible, el patrón puede emplearse en el reconocimiento de un objeto o medio. Un ejemplo de ello es la denominada figura de ruido producida por el rozamiento del casco de un submarino en movimiento.

Reverberación es la energía dispersada en otras direcciones como resultado de la interacción de las ondas acústicas con el medio, como las reflexiones en las superficies o el encuentro de las ondas con partículas en suspensión en el agua. Se pueden considerar dos tipos de reverberación: volumétrica y superficial. La reverberación volumétrica se produce en el volumen de agua donde tiene lugar la propagación acústica y se debe fundamentalmente a las partículas en suspensión y a la existencia de vida marina. La reverberación superficial procede del *scattering* producido por la interacción de las ondas acústicas con las superficies y partículas próximas a ellas, como sedimentos o capas de burbujas introducidas por las olas o el paso de los barcos. La Fig. 7.4 muestra el concepto de reverberación. Durante la propagación de las ondas emitidas, estas se reflejan en burbujas cercanas a la superficie y en las irregularidades del fondo.

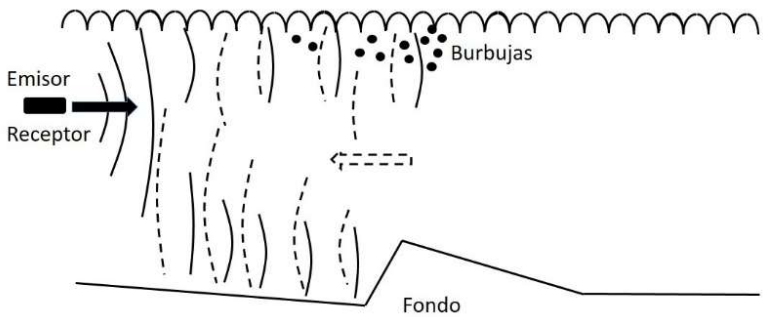


Figura 7.4. Concepto de reverberación. Señal emitida línea continua, señal reflejada línea a trazos

Estas reflexiones retornan al receptor interfiriendo con la señal emitida. Normalmente la fuente emisora es un sonar que trabaja como un sistema pulso-eco, esto es, envía al medio un pulso de presión y pasa a recibir la señal eco. En estas condiciones, el eco que recibe está compuesto por la señal enviada y las reflexiones, haciendo inteligible la información. En lo que respecta a la superficie del mar, el nivel de dispersión (*scattering*) dependerá de la frecuencia, el ángulo de incidencia y la irregularidad de dicha superficie, donde esta irregularidad dependerá de la velocidad del viento en la superficie. La reverberación puede considerarse como un tipo especial de ruido.

7.2. Efecto Doppler, conceptos Básicos

Cuando una fuente emisora de ondas independiente de su naturaleza, un receptor o ambos, están en movimiento respecto a un sistema de referencia, la frecuencia percibida por el receptor no es, en general, la misma que cuando ambos están en reposo. Pueden darse tres situaciones (Sears, 1985), (Evans, 1995):

- Emisor y receptor en movimiento en la misma dirección y sentido.
- Emisor y receptor en movimiento en la misma dirección, pero sentidos contrarios.
- Emisor en reposo, receptor en movimiento

- *Emisor y receptor en movimiento en la misma dirección y sentido.*

La Fig. 7.1 muestra la posición del emisor y receptor en movimiento respecto, de un sistema de coordenadas fijo. El emisor, emite ondas acústicas con velocidad de propagación V. Las ondas se propagan con una velocidad V_m que depende del medio y es independiente de la velocidad del emisor. La línea punteada exterior, está indicando el medio donde se están moviendo los puntos emisor y receptor. La línea punteada alrededor de S, indica el entorno del medio perturbado por el emisor que se desplaza a velocidad V_S. La velocidad en el receptor se representa por V_R. La velocidad de las ondas emitidas por la fuente hacia la derecha es:

$$V + V_m \tag{7.1}$$

En un tiempo t, la onda que se desplaza hacia la derecha ha recorrido una distancia:

$$(V + V_m)t \tag{7.2}$$

Llamando con f_0 a la frecuencia de las ondas que emite el emisor, durante ese tiempo t, el emisor ha recorrido una distancia $V_S t$ y ha emitido $f_0 t$ ondas, entonces,

$$(V + V_m - V_s)t = f_0 t \tag{7.3}$$

Por definición de longitud de onda $\lambda = \frac{Velocidad}{Frecuencia}$ se tiene:

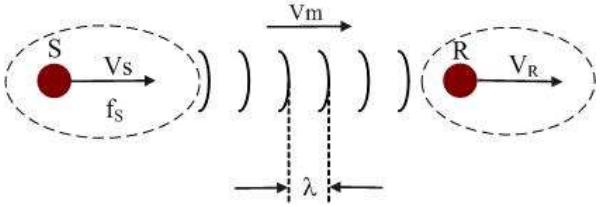


Figura. 7.5. El emisor y receptor de ondas acústicas se encuentran en movimiento y en la misma dirección y sentido.

$$\lambda = \frac{V+V_m-V_s}{f_0} \tag{7.4}$$

Haciendo el mismo análisis para el receptor,

$$\lambda = \frac{V+V_m-V_l}{f} \tag{7.5}$$

donde: V_l es la velocidad del punto receptor. En consecuencia la diferencia de frecuencias emisor-receptor está dada por:

$$\frac{f}{f_0} = \frac{V+V_m-V_l}{V+V_m-V_s} \tag{7.6}$$

- *Emisor y receptor en movimiento en la misma dirección pero sentidos contrarios.*

Haciendo el mismo análisis que en el caso anterior, teniendo en cuenta que ahora el receptor viaja en sentido contrario al emisor (Fig. 7.6), se tiene que:

$$\frac{f}{f_0} = \frac{V+V_l}{V} \tag{7.7}$$

No queda duda que la velocidad V_m se anula debido a que es la misma pero de sentido contrario.

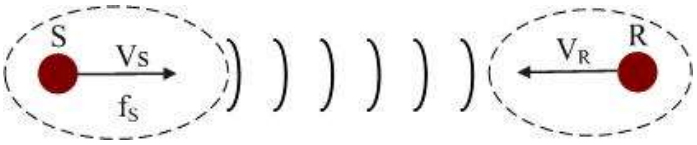


Figura. 7.6. El emisor y receptor de ondas acústicas se encuentran en movimiento y en la misma dirección y sentido opuesto.

- *Emisor en reposo, receptor en movimiento*

Ya que el emisor se encuentra en reposo (Fig. 7.7), V_S=0, la relación de frecuencias es:

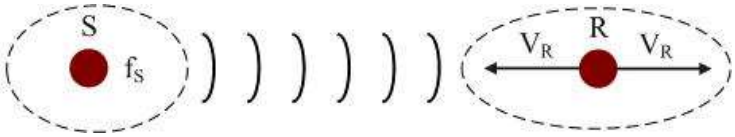


Figura. 7.7. El emisor emite ondas en reposo. El receptor se mueve hacia el emisor

$$\frac{f}{f_0} = \frac{V-V_l}{V} \tag{7.8}$$

Reemplazando en todas las expresiones anteriores V por c, f por fe, fr igual a la frecuencia recibida en el receptor, V_R= la velocidad del receptor y teniendo en cuenta todos los casos posibles, se obtienen las siguientes expresiones finales de la frecuencia resultante f_r:

	Emisor y receptor se acercan	Emisor y receptor se alejan
Emisor en reposo Receptor en reposo	$f_r = f_e \frac{c}{c - V_R}$	$f_r = f_e \frac{c}{c + V_R}$
Emisor en reposo Receptor en movimiento	$f_r = f_e \frac{c + V_R}{c}$	$f_r = f_e \frac{c - V_R}{c}$
Emisor y Receptor en movimiento	$f_r = f_e \frac{c + V_R}{c - V_R}$	$f_r = f_e \frac{c - V_R}{c + V_R}$

Tabla 7.1. Resumen de los casos posibles

El cálculo de fr puede resumirse con la siguiente expresión que considera todas las combinaciones de la Tabla 7.1.:

$$f_r = f_e \frac{c \pm V_R}{c \pm V_S} \tag{7.9}$$

donde V_S es la velocidad del emisor. Si el observador se mueve con un ángulo respecto a la dirección de propagación de la onda, se reemplazará a V por su componente en la dirección de propagación de la onda, $V_R \cos\theta$:

$$f_r = f_e \frac{c + V_R \cos\theta}{c} \tag{7.10}$$

Si el receptor está en reposo y el emisor se mueve con velocidad V_S, en la dirección de la onda emitida, las longitudes de onda serán comprimidas, resultando como frecuencia observada:

$$f_r = f_e \frac{c}{c - V_S \cos\theta} \tag{7.11}$$

Ejemplo 7.1
Se dispone de una fuente emisora fija operando en 500Hz. Si la velocidad del receptor que se acerca al emisor es de 10m/s y la velocidad de propagación del ultrasonido en el medio de 1.500 m/s, calcular f_r.
Se trata del caso emisor en reposo, receptor en movimiento acercándose. De acuerdo a la Tabla 7.1, se tiene:

fr=500*(1500+12)/1500=503.3 Hz
Resultado que valida lo visto, la frecuencia fr aumenta debido al acercamiento emisor-receptor.

Ejemplo 7.2
Con los mismos datos del ejemplo anterior, determinar fr para el receptor alejándose.

fr=500*(1500-12)/1500=496.6Hz
En este caso el receptor se aleja, la frecuencia disminuye.

La presencia de un corrimiento Doppler de la señal que se recibe con respecto a la fuente impone un límite inferior en el ancho de banda del receptor ya que su filtro pasa banda no

debe ignorar las señales emitidas de blancos que se mueven rápidamente. Si se conoce la máxima rapidez, el ancho de banda debe ser el doble del corrimiento Doppler asociado, ya que el blanco puede acercarse o alejarse. Se puede demostrar (Kinsler, et al.,2000) que el receptor de un sistema activo debe tener un ancho de banda total bW_a:

$$bW_a = 2.67 * Rf \tag{7.12}$$

donde w y f están en kHz y R es la denominada rapidez de alcance en m/s.

En el caso de un sistema pasivo, el ancho de banda total bW_p igual a la mitad del anterior,

$$bW_p = 1.33 * Rf \tag{7.13}$$

7.2.1. Procesamiento de la frecuencia diferencia

Se dispone de las ecuaciones con las que se puede determinar, según el caso, la fr. Surge una pregunta ¿Cómo se estima la velocidad del receptor a partir de la fr?

En la Fig. 7.8 se muestra el concepto físico del efecto Doppler, donde se mapea el universo del objeto en movimiento al universo del sistema de medición (Veca, et al., 2019b) El universo del objeto está caracterizado por la detección y conversión del movimiento del objeto al sub espacio de la frecuencia. En el universo del sistema, se procede de forma inversa, del espectro de frecuencias recibidas se estima la velocidad y sentido del movimiento del objeto bajo estudio.

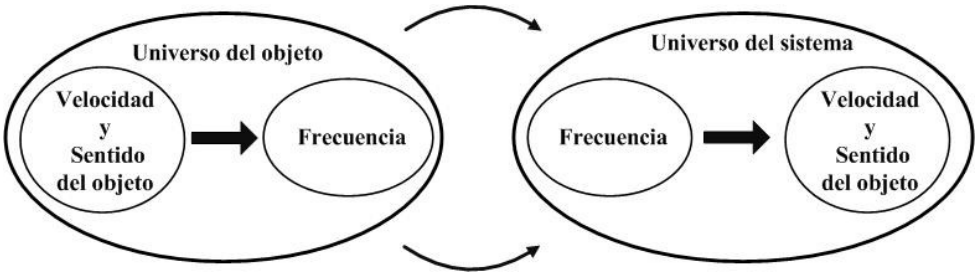


Figura 7.8. Universo del objeto – universo del sistema

La Expresión (7.14) modela en forma sintética la representación analítica de lo expresado en la Fig. 7.8

$$\begin{gathered} U_0 \Longrightarrow U_s \\ V \Longrightarrow f \Longrightarrow A \\ V \Longrightarrow A \end{gathered} \tag{7.14}$$

donde: Uo y Us, representan al universo del objeto y del sistema, respectivamente. V la velocidad del objeto incluyendo el sentido del movimiento (directo e inverso), f el cambio de frecuencia y A la amplitud proporcional a la velocidad. La inversa no es válida.

El sistema que recibe la señal acústica (universo del sistema), determina en primer lugar, el espectro de frecuencias de la misma como indica la Fig. 7.9. Las componentes de frecuencia fo+Δf y fo-Δf, representan fr para el objeto que se acerca a fuente y la que se aleja, respectivamente.

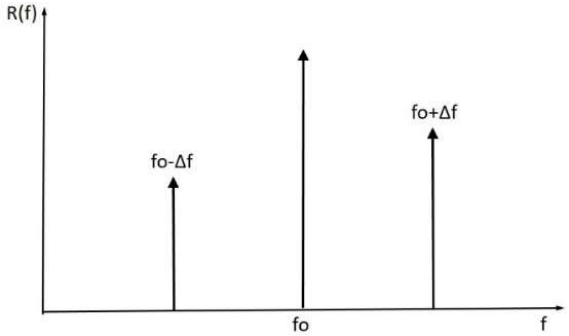


Figura 7.9. Espectro de frecuencias

A continuación, por un proceso que se denomina demodulación (o translación a banda base), se elimina fo y se obtiene la amplitud en función de la frecuencia y finalmente la velocidad. En general, en todas las áreas de la tecnología donde se emplea el efecto Doppler, se lo clasifica en primer lugar como Doppler continuo (en inglés CW) y Doppler pulsado (PW). Estos a su vez pueden clasificarse en direccionales y no direccionales. Los direccionales son capaces de detectar el sentido de movimiento de un cuerpo sólido o líquido, a diferencia de los no direccionales, los cuales sólo son capaces de detectar los cambios de amplitud y de frecuencia, pero no el sentido del movimiento.

En la Fig. 7.10 se muestra la correspondencia física entre el universo del objeto y el universo del sistema según se trate de Doppler direccional o no. En la parte izquierda de la figura, se representa el espectro de frecuencias que genera el objeto que se mueve en una ventana de velocidades cuando se lo "ilumina" con una fuente de sonido de frecuencia f_0. En el receptor (universo del sistema), según sea el principio de funcionamiento, podrá discernir o no, el sentido de las velocidades. En la parte derecha de la Fig. 7.10 se tiene el denominado "espectro trasladado".

En el caso direccional (superior derecho), a ambos lados de la frecuencia de trabajo del palpador (f_0), se obtiene información de velocidad. En el registro inferior, se muestra cómo es el espectro trasladado cuando no puede determinar el sentido de la velocidad del objeto, este es el caso del Doppler no direccional (Christensen, 1988).

De lo anterior, se desprende un importante concepto básico: el receptor Doppler es el que define si se trata de direccional o no.

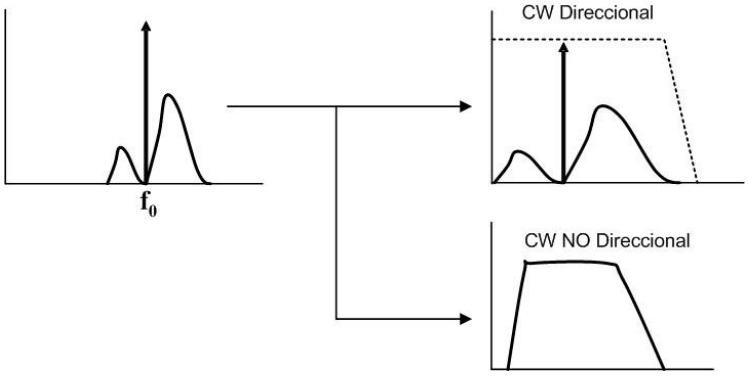


Figura 7.10. Concepto de Doppler direccional y no direccional

Independientemente del tipo de Doppler, el resultado esperado es la estimación de la velocidad del objeto iluminado, entonces, la información a la entrada del receptor debe ser transformada a velocidad proporcional a la frecuencia. Esto se muestra en la Fig. 7.11. Una vez realizada esta transformación, debe cuantificarse para poder ser evaluada. Para esta tarea se utiliza un cuantificador específico relativo (depende de la aplicación), a la precisión con que se quiera indicar la velocidad del objeto. En la figura que se está tratando se ha elegido un cuantificador discreto por tonos de grises.

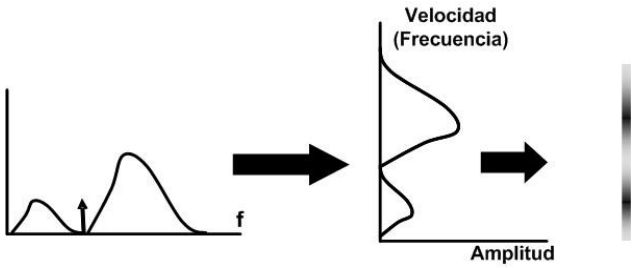


Figura 7.11. Conversión de frecuencia a velocidad y cuantificación de la velocidad

En esta obra se trabajara solo con el concepto de Doppler direccional. El capítulo XI dedicado al sonar, hidrófonos, sonoboyas y ecoboyas, se profundizaran y se utilizaran estos conceptos.

7.3. Ruido

7.3.1.Ruido en el medio

El ruido total presente en el medio puede provenir de diversas fuentes. Cada una de ellas imprime sus características en el ruido que aporta; así es que existe un modelo empírico para cada fuente. El entorno subacuático más general, sin dudas es el oceánico. En él confluyen todas las fuentes posibles: turbulencias (N_t), tráfico marítimo (N_s), estado del mar (N_w) y por último, el ruido térmico (N_{th}). Sus modelos se expresan en la ecuación:

$$N_t(f)[dB] = 17 - 30\log(f)$$

$$N_s(f)[dB] = 10log\left(\frac{3.10^8}{1+10^4.f^4}\right)$$

$$N_w(f)[dB] = 40 += 40 + 10log\left(\frac{v_w^2}{1+f^{5/3}}\right) \quad (7.15)$$

$$N_{th}[dB] = -15 + 20\log(f)$$

donde v_w representa la velocidad del viento en km f la frecuencia en kHz.

Por lo tanto el ruido total:

$$(N(f) = N_t(f) + N_s(f) + N_w(f) + N_{th}(f) \quad (7.16)$$

Con esta expresión es posible estimar la densidad espectral de potencia las cuatro fuentes de ruido citadas, expresadas en dB (referencia 1μPa) por Hz. En función de la frecuencia expresada en kHz. Como describir el tráfico marítimo presenta evidentes dificultades, dada la variación de la periodicidad e impacto del mismo, su modelado con dicho factor está acotado entre 0 y 1 en función de si es tráfico es bajo o intenso, respectivamente. Por otra parte, el modelado del viento se hace mediante el parámetro w, que representa la velocidad del viento en [m/s]. Sin embargo, la incidencia de cada una de las fuentes se acentúa en distintas partes del espectro de frecuencias. Así, la Fig. 7.12 da una idea general de la contribución de cada fuente al ruido global del medio, según la frecuencia que se considere (Wenz, 1962). En la Tabla 7.2 se observa la relación entre banda de frecuencias y fuentes de ruido. La Fig. 7.13 muestra el nivel espectral de ruido NSL en función de la frecuencia, estado del mar (SS), viento, tráfico marítimo y ruido propio (Kinsler et al., 2000).

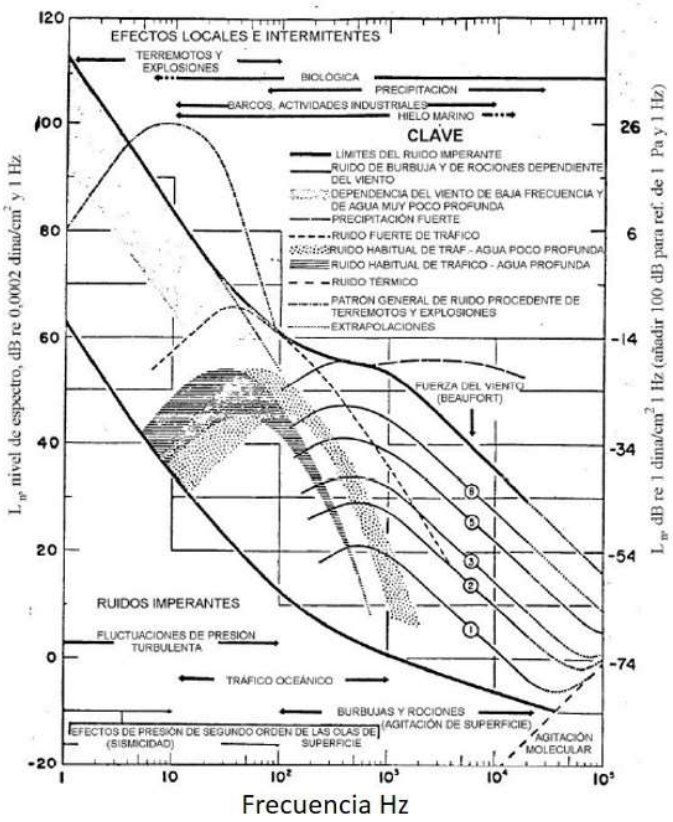


Figura 7.12. Valoración de las contribuciones de las fuentes de ruido dB re 0,0002 dina/cm^2 1

Banda de frecuencia	Fuente de ruido dominante
<20Hz	Interacción entre olas y turbulencias
10Ha a 1kHz	Ruido distante de barcos
100 Hz a 100kHz	Ruido de superficie debido al viento
>100kHz	Ruido térmico

Tabla 7.2. Relación entre banda de frecuencias y la fuente de ruido

Por lo visto, concluimos que es posible distinguir distintos umbrales de frecuencia para los cuales se reduce el número de fuentes de ruido predominantes. De acuerdo a la frecuencia de ruido, se tiene:

- Para frecuencias < de 1 Hz (infrasonidos) las fuentes de ruido que predominan entre otras: son de origen hidrodinámico e hidrostático, mareas, oleaje y actividad sísmica.
- Para frecuencias comprendidas entre 1 Hz<f<20 Hz (parte alta de infrasonidos), se los puede dividir en dos zonas:
- Para frecuencias iguales o inferiores a 20 Hz predomina la turbulencia oceánica y el ruido sísmico.
- Para frecuencias comprendidas entre 80 Hz y 20 Khz, las fuentes de ruido más influyentes son las turbulencias y el ruido producido por el tráfico marítimo y decae aproximadamente 17 dB/década.
- Por encima de 20 kHz, la agitación térmica de las moléculas de agua se vuelve la fuente predominante de ruido y el nivel de ruido decae 6dB/octava. En el caso de aguas poco profundas, los niveles de ruido arriba citados pueden incrementase considerablemente debido al tránsito marino, actividad biológica, etc.
- Hasta frecuencias cercanas a 100 kHz, la fuente predominante es el viento.
- Para altas frecuencias, el ruido que predomina es el térmico.

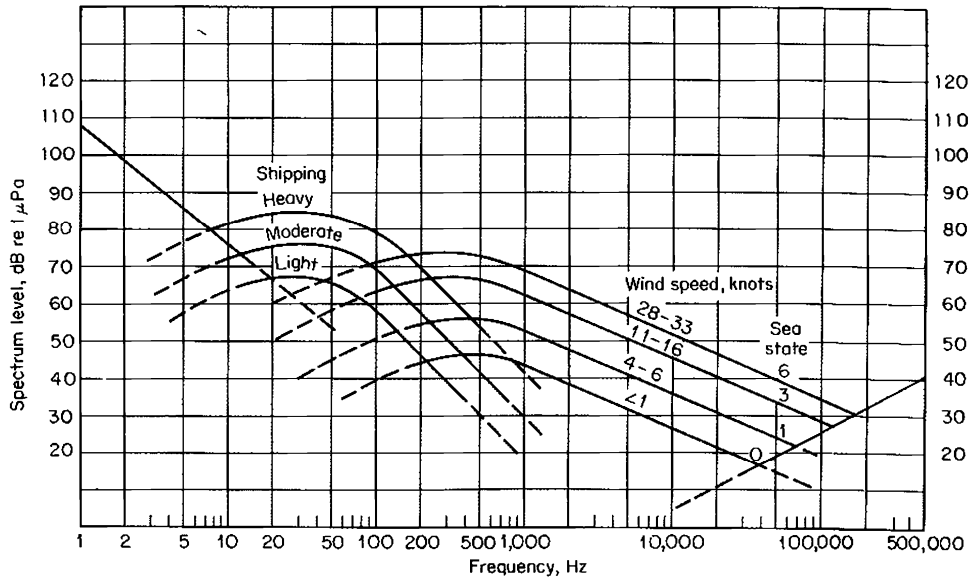


Figura 7.13. Nivel espectral de ruido en función de la frecuencia, trafico, SS y viento

7.3.2. Detección de señales en presencia de ruido

Conociendo las características del medio sub-acuático para la transmisión, en cuanto a las pérdidas de la señal emitida por una fuente acústica, y de la densidad espectral de ruido, es necesario determinar el impacto de dichos factores en una comunicación dada. Para ello, se deberá tomar una señal representativa de las transmisiones acústicas, para llevar a cabo esta tarea, se partirá de la ecuación básica de un sonar. El sonar (capítulo X en adelante) está basado en la técnica denominada pulso-eco. Esto es, se envía al medio un pulso acústico y se espera que en el caso que exista un obstáculo o un elemento reflector, el haz reflejado en él (eco), retorne después de un tiempo a un receptor ubicado en el mismo lugar que el emisor. Midiendo el tiempo transcurrido entre la emisión y la recepción del pulso y conociendo la velocidad del sonido, se determina la distancia entre el emisor y el reflector.

La detección de una señal en presencia de ruido se reduce a un problema estadístico. Supongamos que disponemos de una señal de eco que ha sido detectada y filtrada dentro un ancho de banda determinado, durante el tiempo tao. Independientemente del sistema de detección que se trate, la decisión que se tome, está representada por A. Si la salida Ai

del sistema de procesamiento, para cada tiempo tt=ti-1+τ se graba por un largo de un periodo de tiempo, se puede determinar la frecuencia de ocurrencia de cada valor y hacer un histograma que de la probabilidad de cualquier valor de A que se observa. En la Fig.7.14 se ha representado (a la izquierda) la función ρ_N de densidad de probabilidad si únicamente está presente el ruido (a). A la derecha (b), se encuentra la función de densidad de probabilidad $\rho_{S,N}$ para una señal con ruido P(D). En la parte inferior (c), la probabilidad de detección y la probabilidad de falta alarma para un criterio de umbral dado P(FA). Cada una tiene su propio promedio A_n y $A_{S,N}$ una desviación estándar σ_N y $\sigma_{S,N}$. La probabilidad de que ocurra cualquier valor de A_T, debe ser la unidad, de manera tal que:

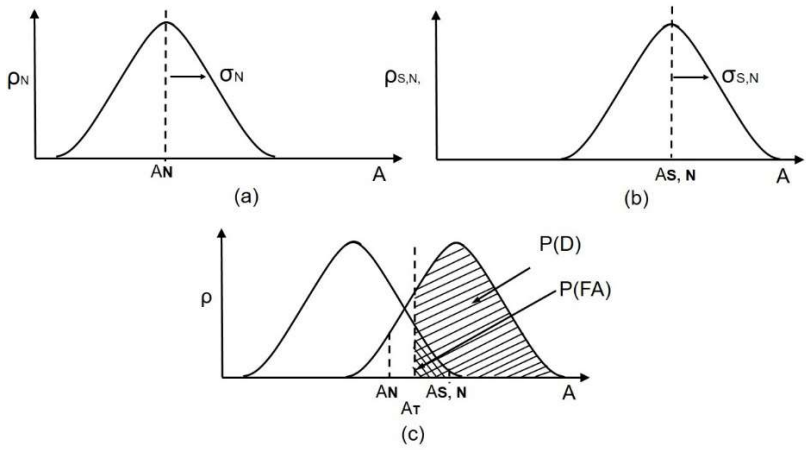


Figura 7.14. Funciones de densidad de probabilidad
(ver texto)

$$\int_0^\infty \rho_N dA = \int_0^\infty \rho_{S,N} dA = 1 \tag{7.17}$$

Para cualquier intervalo de tiempo τ, la única manera de decidir si está presente una señal es seleccionar un criterio de umbral A_T y suponer que si $A_t > A_T$, hay una señal, pero si $A_t < A_T$, no hay señal. Esto da una decisión independiente para cada intervalo de tiempo, y cada decisión tiene una cierta probabilidad de ser correcta o incorrecta.

Como observamos en la Fig. 7.14c, el área bajo la curva de la señal con ruido a la derecha de A_T da la probabilidad de una decisión acertada P(D),

$$P(D) = \int_{A_T}^\infty \rho_{S,N} dA \tag{7.18}$$

y el área bajo la curva de ruido a la derecha de A_T da la probabilidad de falsa alarma P(FA),

$$P(FA) = \int_{A_T}^\infty \rho_N dA \tag{7.19}$$

Por lo tanto, la decisión de que si una señal esté presente durante cada tao es de naturaleza estadística y el escoger un criterio particular A_T equivale a encontrar un balance adecuado entre la probabilidad de una detección y la de una falsa alarma. A medida que A_T aumenta de cero a un valor arbitrariamente grande, P(D) y P(FA) decrecen de la unidad a cero. Si bien el tema supera ampliamente los alcances de esta obra, se puede citar el empleo de las curvas COR. Las curvas características de operador-receptor (COR) de un sistema de detección, dependen de la separación entre las dos funciones de probabilidad. En la Fig.

7.15a y Fig. 7.15b se tienen las curvas de la probabilidad acertada P(D) en función de la probabilidad de falsa alarma P(FA), teniendo como variable el nivel de detectabilidad d'

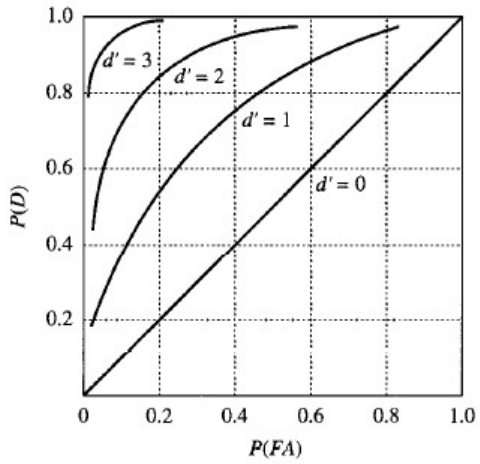


Figura 7.15a. Curvas características COR

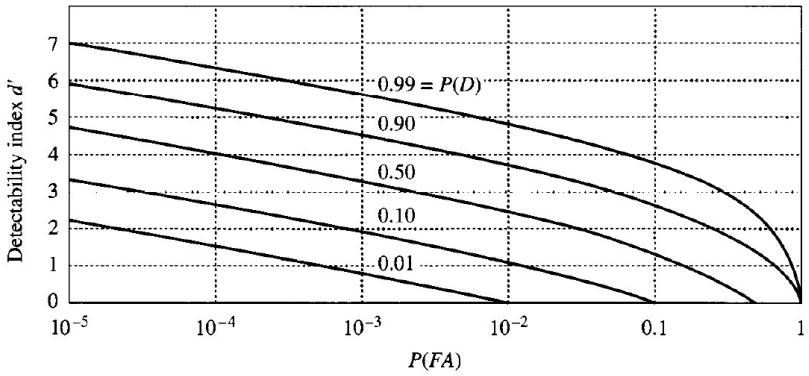


Figura 7.15b. Curvas características COR, continuación

Si se mantiene constante el valor de AT y se permite que la señal aumente, la curva de ρ para la señal con ruido se moverá hacia la derecha y P(D), desplazando el punto de operación del sistema hacia arriba. En el caso especial donde ρ_N y $\rho_{S,N}$ son gaussianas con la misma desviación normal. En estas circunstancias, el nivel de detectabilidad d' que mide el número de desviaciones normales que separan a los promedios, está dado por:

$$d' = \frac{A_{S,N} - A_N}{\sigma} \tag{7.20}$$

7.3.3. Umbral de detección

Interesa conocer cuál es la relación S/N mínima de la potencia promedio de la señal respecto al ruido, que después de todo el procesamiento, garantizará una P(D) para una P(FA) especificada. A se lo denomina umbral de detección DT. Valor por el cual el eco debe exceder el nivel ruido detectado para dar una probabilidad del 50% de detección para una probabilidad de falsa alarma. Se define como:

$$DT = 10log\frac{S}{N} = DT_1 - 10\log bW \tag{7.21}$$

donde DT_1 es el umbral de detección con un ancho de banda de 1 Hz y bW es el ancho de banda de la señal a detectar. En el caso de que el sistema de detección trabaje en base a

funciones de distribución gaussianas con iguales σ que corresponden a dos extremos, pueden darse dos formas de determinar el umbral, según:

- *Si se conoce exactamente la señal*

El sistema de procesamiento busca mediante la correlación cruzada, la similitud entre la señal y el ruido. En este caso el índice de detectabilidad está dado por:

$$d' = \sqrt{2bW\tau\, S/} \tag{7.22}$$

y el umbral de detección,

$$DT = 10log[(d')^2/2bW\tau] \tag{7.23}$$

- *Se conocen completamente las propiedades de la señal*

En este caso el sistema de detección trabaja en base a la ley de cuadrado. El sistema eleva al cuadrado la presión acústica de la señal recibida para determinar la energía acústica en cada intervalo de observación. En este caso, el índice de detectabilidad esta dado por:

$$d' = \sqrt{bW\tau}\,\frac{S}{N} \tag{7.24}$$

y DT dependiendo si la señal es de banda ancha o banda angosta:

$$DT = 5log[(d')^2/bW\tau] \tag{7.25a}$$

$$DT = 5log[(d')^2 bW/\tau] \tag{7.25b}$$

Con respecto a d', puede determinarse a partir de la gráfica superior de la Fig. (7.15a), P(D) =f(P(FA)), o de las expresiones (7.22) o (7.24), según la información que se disponga. Para el uso de estas expresiones es necesario conocer la relación señal a ruido SNR que se define a partir del umbral de detección DT:

$$DT = 10log\,\frac{S}{N} \tag{7.26}$$

Ejemplo 7.3

Se tiene un sistema de detección primario compuesto de dos subsistemas (Fig.7.16): una de detección por correlación y otro por ley cuadrada. La salida consiste en comparador que elige la mejor DT. Se sabe que la señal desconocida a detectar tiene P(D)=0.5 y P(FA)=0.02. El ancho de banda bW del sistema =100 Hz. El tiempo de procesamiento es de $\tau = 0.5s$

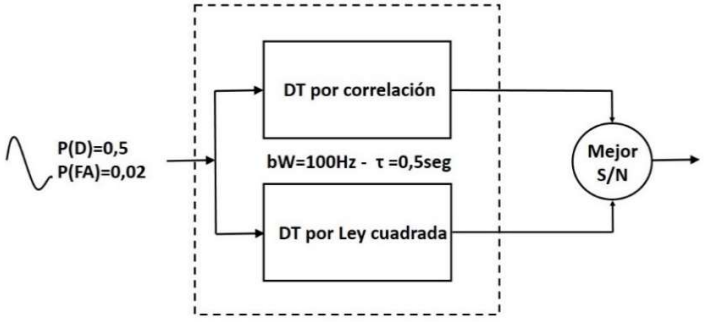


Figura 7.16. DT por correlación y por ley cuadrada, toma de decisión

Como se dispone de los valores de P(D) y P(FA), ingresando con P(D)=0.5 y P(FA)= 0.02 en el gráfico de la Fig.(7.15a), se obtiene d'=2.

DT por correlación
De la Ecu.(7.23), se tiene:
$DT=10\log[2^2/2*100*0.5]=-14dB$
Por la expresión (7.26)
$SNR=\exp(DT/10)=\exp(-14/10)=0.246$

DT por ley cuadrada
De la Ecu.(7.25), se tiene:
$DT=5\log[2^2/100*0.5]=-5dB$
$SNR=\exp(-5/10)=0.6$

Por lo tanto, la mejor relación SNR se obtiene en este caso con la ley cuadrada.

Dependerá del sistema de decisión implementado, la robustez de la toma de decisión. En el área de las comunicaciones y de la probabilidad y estadística, se encuentra la teoría y las aplicaciones de los sistemas de detección, entre otros, (Carlson, 1975), (Papulis, 1991), (Canavos, 1988), (Lathi, 1974), (Veca, 2019a). El registro superior de la Fig. 7.17 muestra la señal que se debe recibir, el inferior, la señal recibida que está contaminada con ruido. La pregunta es:¿la señal recibida es la que se debe recibir?

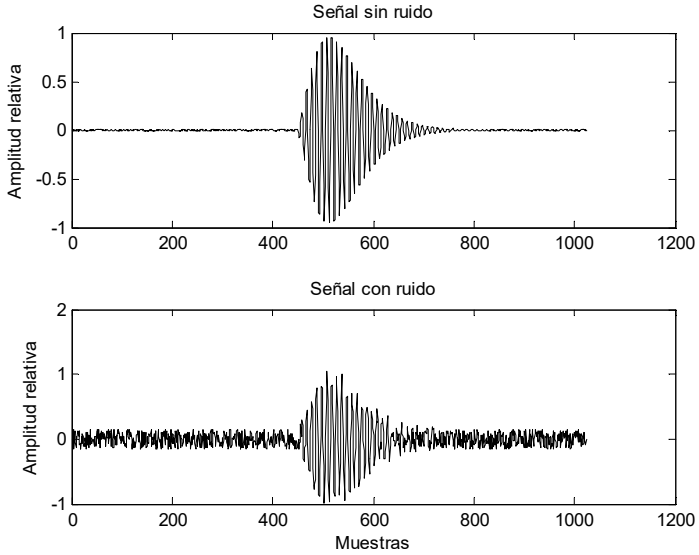


Figura 7.17. Ejemplo de Señal y señal + ruido para SNR=20dB

7.3.3.1. Aplicación del concepto umbral de detección a sistemas subacuáticos

Todas las aplicaciones del sonido en medio subacuático, consisten en la detección de objetos bajo el agua en presencia de ruido. Existen dos tipos de sistemas orientados a la emisión y recepción de señales acústicas, que se diferencian por la naturaleza de su funcionamiento: los que emiten y reciben y los que sólo reciben. Los primeros se basan en la técnica denominada pulso-eco, que consiste en emisión de un pulso y esperar un eco. Los segundos, están preparados sólo para recibir. Los primeros son activos y los segundos, se denominan pasivos. El ejemplo clásico de los primeros es el sonar y de los segundos, las sonoboyas y eco boyas. Lo similar a ambos es el sistema de recepción. El análisis de

ambos sistemas se desarrollará en el capítulo IX en adelante. Mientras los sistemas activos operan emitiendo y recibiendo (modo pulso-eco), los pasivos solo reciben. Por lo tanto, el término eco, solo puede aplicarse a los sistemas activos, ya que, por definición, no existe tal fenómeno en los pasivos. En el caso que se trabaje con la técnica pulso-eco (sonar), se define como nivel del eco recibido (EL), el nivel de ruido detectado (DNL) y el umbral de detección (DT), entonces, para que la detección sea cierta, se debe cumplir:

$$EL \geq DNL + DT \tag{7.27}$$

Como hemos visto, el nivel de detección DT, es el valor al cual el nivel de la señal recibida debe exceder el nivel de ruido detectado para dar una probabilidad P(A) del 50 por ciento de detección para una P(FA) dada.

- *Sistemas pasivos*

El sonido irradiado por un blanco a un nivel de fuente SL experimenta una perdida por transmisión TL en su camino a receptor con un nivel de fuente SL, experimenta hasta llegar al receptor, una pérdida de transmisión TL, resultando un nivel de eco:

$$EL = SL - TL \tag{7.28}$$

El nivel combinado de todas las fuentes de ruido posibles, se denomina nivel espectral de ruido NL, que se obtiene de la Fig. (7.13). El nivel SNR requerido para detectar un sonido, está dado por (Urick, 1983):

$$SNR[dB] = SL - NL + DI - TL \tag{7.29}$$

donde DI es el índice de directividad del sensor acústico. Un sensor omnidireccional puede detectar una señal en todas la direccione y tiene un DI=0. Un sensor direccional detecta mejor en ciertas direcciones y tiene un DI > 0dB.

Si el receptor es direccional (recibe la señal acustica solo en su eje axial), el nivel de ruido detectado es:

$$DNL = NL - DI \tag{7.30}$$

Combinando las expresiones (7.27), (7.28) y (7.30),

$$SL - TL \geq DNL + DT \tag{7.31}$$

La Ecu.(7.26) queda:

$$EL \geq DNL + DT \tag{7.32}$$

Para un dado sistema pasivo, cuanto más SNR supere el umbral de detección, la señal de arribo podrá ser detectada. En función de lo anterior, la Ecu.(7.31) toma la forma:

$$SL - TL \geq NL - DI + DT_N \tag{7.33}$$

donde DT_N es el umbral de detección para ruido limitado.

- *Respecto del ancho de banda del receptor*

Debido a que el sistema receptor de un sistema pasivo puede ser de banda ancha para detectar la energía total emitida por el blanco o de banda angosta para que la detección se realice por tonos. Entonces, la ecuación del sistema pasivo Ecu.(7.33) puede escribirse de dos maneras, según el tipo de detector que se cuente:

- Detector de banda ancha. En este caso los tonos no contribuyen significativamente al nivel de la fuente, pero son lo suficientemente significativos para tener un nivel aceptable de señal y se puede usar la Ecu.(7.33), denominando a SL con $SSL_{(cont)}$, esto es:

$$SSL_{cont} - TL \geq NSL - DI + DT \tag{7.34}$$

- Detector de banda angosta. Si el ancho de banda del receptor es lo suficientemente pequeño, se tiene:

$$SL_{tono} - TL \geq NSL + 10log\ w - DI + DT \tag{7.35}$$

Ejemplo 7.4

Un submarino que navega sobre la superficie, con estado del mar SS=3, sobre una capa mezclada cuya profundidad es de d=100 m. El nivel espectral de fuente (SSL) para f=1 kKz es de 120dB re1μPa. ¿A qué distancia será detectado el submarino por un hidrófono ubicado a 36m de profundidad, usando detección de banda ancha con un filtro de 100 Hz, centrado en 1 Khz? El índice de directividad del hidrófono (DI) es 20dB y el umbral de detección (DT) es 0dB. Datos:

h	d	SSL	DT	DI	f
100m	36m	120dB	0dB	20dB	1kHz

Ingresando a la Fig. (7.13) con f=1kHz e interceptado la curva de SS=3, se obtiene el nivel espectral de ruido NSL= 62dB re 1μPa. Sustituyendo estos valores en la Ecu.(7.34),

$120dB - TL[dB] \geq 62dB - 20dB + 0dB$

Despejando TL, se tiene: TL ≤ 78dB

Como se trata de la propagación del sonido en una capa mezclada (capitulo IV), la distancia de salto (r_s) y la de transición (r_t) calculada a la profundidad que se encuentra el hidrófono, se obtienen a partir de la Ecu.(4.9, capitulo IV) y Ecu.(4.10).

$$r_s = 2 * \sqrt{2 * R * h}$$

$$r_t = \frac{1}{8} r_s \sqrt{\frac{h}{h-d}}$$

El radio de curvatura R depende de la velocidad del sonido y del gradiente, ambos valores no están incluidos en el enunciado. Sabiendo que el valor nominal de R en la capa mezclada es de alrededor de $9.4*10^4$ metros (capitulo IV),

$r_s = 2 * \sqrt{2 * 9.4 * 10^4 * 100} = 8600\ m$

$r_t = \frac{1}{8} 8600 \sqrt{\frac{100}{100}}$=1355 m

Si cuando se detecta el blanco, este se encuentra más allá de la distancia de transición, se tiene por la Ecu.(5.40b, capítulo V):

$$TL[dB] = 10 \log r + 10 log r_t + \left(a + \frac{b}{r_s}\right) r$$

donde b = (SS)$f^{1/2}$ es la perdida por reflexión (capítulo V, Ecu.(5.41). En esta oportunidad, b=3dB/reflexión y α la constante de atenuación en función de la frecuencia. Por Tabla 2.2, (capitulo II), α=0.06dB/m. Entonces,

$$TL[dB] = 10 \log r + 10 log r_t + (4.3 * 10^{-4}) r$$

En la Fig.(7.18) se obtiene por simulación r=13.400 m valor mayor que la distancia de transición de 1.310 m.

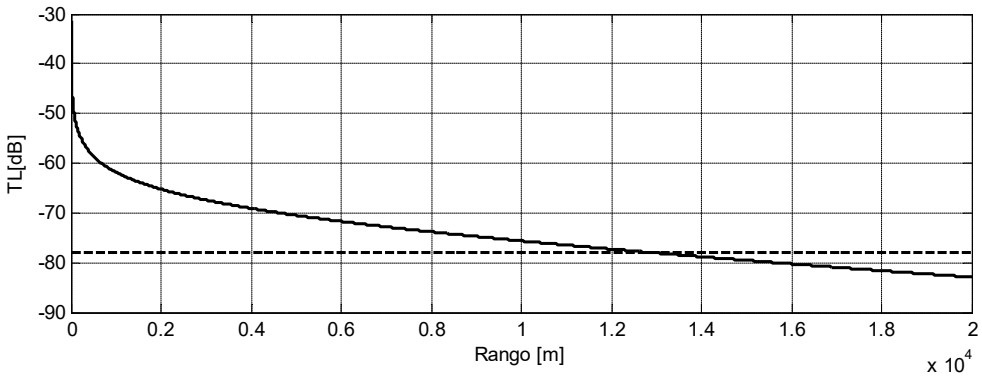


Figura 7.18. Estimación de r

7.3.2.2. Ruidos y ancho de banda que afectan a los sistemas pasivos y activos

El funcionamiento de los sistemas pasivos puede mejorarse si se reduce el nivel de ruido detectado. Esto puede lograse si se conoce el espectro de frecuencias del ruido ambiente y del blanco para seleccionar el ancho de banda del sistema de recepción. Para esto se definen dos tipos de ruido: ruido ambiente y ruido propio.

- *Ruido ambiente*

A este tipo de ruido se lo ha caracterizado a partir de la Fig. 7.13. Si se emplea un receptor direccional (DI>0), se verá que el ruido de la superficie del mar llega predominantemente de la dirección vertical, mientras que el ruido de tráfico marítimo proviene de la dirección horizontal. Por ello, el nivel de ruido detectado por el receptor depende de su orientación. En este caso, el nivel de ruido detectado es el ruido ambiental Ecu.(7.30) y, si el ancho de banda es lo suficientemente pequeño, se puede demostrar que si la pendiente del espectro de densidad de ruido ambiente NSL puede ser asumido como cte., la Ecu.(7.30) toma la forma:

$$DNL = NSL + 10 log\ w - DI \qquad (7.36)$$

- *Ruido propio*

Es el ruido propio generado por el sistema de recepción que interfiere con la señal deseada. Este ruido puede llegar al receptor a través de la estructura mecánica y por transmisión a través del agua, ya sea directamente por el sistema de emisión o por reflexión en la superficie del agua. El ruido propio tiende a incrementarse con la velocidad de translación del sistema. A bajas frecuencias y bajas velocidades predomina el ruido de las máquinas, mientras que a altas frecuencias el ruido de las hélices y del flujo adquieren mayor importancia. A medida que la velocidad de translación del sistema aumenta, estas fuentes de ruido se tornan más importantes a todas las frecuencias. A muy bajas velocidades, el ruido propio es menos importante que el ruido ambiental o que la reverberación. Como ejemplos de fuentes de ruido propio, tiene a las vibraciones generadas por la maquinaria, por las hélices y la por la fricción hidrodinámica del navío.

En este caso, la Ecu. (7.36) puede utilizarse para estimar el DNL correspondiente. Para mejorar la estimación proporcionada por la citada expresión, se utilizan métodos de procesamiento de señales tales como convolución, correlación, procesamiento adaptable, etc. En estos casos se dispone del patrón de ruido propio del navío, que ayuda a reducir o eliminar este tipo de ruido.

- *Sistemas activos*

En el caso de los sistemas activos (sonar) se conoce SL, hay una fracción de la señal incidente en el blanco que se refleja hacia el transmisor (TS) y hay que considerar una perdida por transmisión el doble que en los sistemas pasivos, es decir, camino acústico de señal de ida más la señal de vuelta (eco). Las expresiones (7.29) y (7.30), toman la forma:

$$SL - 2TL + TS \geq NL - DI + DT \tag{7.37}$$

$$SNR[dB] = SL - NL + DI - 2TL - TS \tag{7.38}$$

- *Fuerza del blanco*

La señal que el sistema envía al medio es un pulso de intensidad I(r). El blanco puede dispersar el sonido en varias direcciones, resultando que la intensidad del eco que retorna al emisor Is(r'), siempre es inferior a la emitida. Los subíndices r y r' representan las distancias que recorren el pulso desde el emisor al blanco y la que recorre el eco hasta el emisor, respectivamente.

Si la señal Is(r') se extrapola del campo lejano a 1m del centro acústico del blanco (r'=1), la razón Is(r'=1)/I(r) mide la capacidad del blanco para reflejar en sonido incidente hacia el receptor. Evidentemente, la señal reflejada por el blanco dependerá entre otras, de la sección transversal que este presente. El caso más desfavorable es que la sección trasversal tenga forma esférica. La potencia aparente Π radiada por el blanco vista en el receptor es Is(r'=1) multiplicada por el área de una esfera unitaria centrada sobre el centro del blanco. Entonces se tiene Π=4πIs(1). Se puede demostrar que la sección acústica transversal σ observada por el receptor es σ=Π/I(r). Entonces σI(r)=4πIs(1), o:

$$\frac{I_s(r'=1)}{I(r)} = \frac{\sigma}{4\pi} \tag{7.39}$$

El nivel del eco en el receptor, es:

$$EL[dB] = 10log\left[\frac{I_s(r'=1)}{I_{ref}}\right] - TL' \quad (7.40)$$

o

$$EL[dB] = 10log\left[\frac{I(r)}{I_{ref}}\frac{\sigma}{4\pi}\right] - TL' \quad (7.41)$$

Debido a que 10log[(I(r)/Iref)] = SL-TL, la elación entre σ y T, es:

$$TS = 10log\left(\frac{\sigma}{4\pi}\right) \quad (7.42)$$

El primer término del lado derecho de la Ecu.(7.41) se interpreta como un aparente nivel de fuente sL (señal reflejada en el blanco), entonces el nivel del eco puede expresarse como:

$$sL = 10\log\left[\frac{I(r)}{I_{ref}}\right] + TS \quad (7.43)$$

y el nivel del eco enviado al receptor es:

$$EL = sL - TL' \quad (7.44)$$

donde sL es el nivel de fuente aparente.

Conclusión: la fuerza de blanco de un objeto reflector, está determinada principalmente por su tamaño, forma, orientación respecto a la fuente y receptor, y a la frecuencia de la onda de sonido incidente.

En el caso que exista reverberación (como se verá a continuación),

$$DNL = RL \quad (7.45)$$

donde RL es el nivel de reverberación. En este caso la Ecu.(7.31) queda:

$$SL - 2TL + TS \geq RL + DT_R \quad (7.46)$$

Ejemplo 7.5

Demostrar que la fuerza del blanco de una esfera perfectamente reflectora de radio r_o metros, que radia energía sonora uniformemente en todas las direcciones ($kr_o << 1$), es $TS=r_o^2/4r^2$.

Denominando con I_{inc} la intensidad incidente, con I_{dif}, la reflejada,

$TS=10log(I_{dif}/I_{inc})|r=r_{ref}$

La presión incidente $P_{inc}=\pi r_o^2 I_{inc}$

Suponiendo que la $P_{dif}=P_{inc}$, $I_{dif}=P_{dif}/4\pi r^2=r_0^2 I_{inc}/4r^2$

Para $r=r_{ref}=1$ metro

$TS=10log(r_0^2/4)$

Si r_0 = 2 metros, entonces TS=0dB

7.4. Reverberación

7.4.1. Generalidades

Cuando un pulso de sonido es emitido en el interior de un recinto vacío, se producen ecos en el piso, paredes y techo durante un cierto intervalo de tiempo denominado tiempo de reverberación. A este fenómeno se lo denominó reverberación (Beranek, 1969). Ha sido muy estudiado porque interfiere con la compresion de habla y de la música. Cubriendo las superficies del cuarto con un material adecuado, es posible disminuir el efecto de la reverberación.

Cuando esto sucede en el interior del océano, se está en la presencia del mismo fenómeno. Sin embargo, si bien el océano tiene un fondo y una interfaz aire-agua, no puede aplicarse la misma técnica que en el cuarto, debido a que las causas que determinan el fenómeno de reverberación, son diferentes. Existen muchas irregularidades sobre el fondo y la superficie que contribuyen a ecos individuales. La contribución de todas ellas resulta en la dispersión del sonido emitido en todas direcciones y retornan como ecos al emisor. Un ejemplo de ello son los ecos producidos por peces, burbujas de aire y sólidos en suspensión y la combinación de los mismos.

7.4.2. Reverberación en ambiente subacuático

La intensidad I(r) de la fuente que irradia la sección en estudio está relacionada con el nivel de la fuente SL,

$$SL - TL = 10log\frac{I(r)}{I_{ref}} \tag{7.47}$$

Cada dispersor con el volumen de reverberación tiene un nivel de fuente aparente, si se tienen en cuenta todos los dispersores involucrados:

$$sL_i = 10log\left[\frac{I(r)}{I_{ref}}\right] + 10log\left[\sum_V \frac{\sigma_i}{4\pi}\right] \tag{7.48}$$

donde la sumatoria tiene en cuenta todos los dispersores de sección transversal σ_i contenidos en el volumen V. La fuerza de la dispersión para un volumen unitario se define como:

$$S_V[dB] = 10log\left[\sum_V \frac{\sigma_i}{4\pi}\right] - 10logV \tag{7.49}$$

entonces:

$$sL[dB] = 10log\left[\frac{I(r)}{I_{ref}}\right] + S_V + 10logV \tag{7.50}$$

De forma análoga, si la reverberación proviene de una superficie de área A, se puede definir la fuerza de la dispersión para un área unitaria S_A. El nivel de dispersión del sonido desde una superficie es:

$$sL[dB] = 10log\left[\frac{I(r)}{I_{ref}}\right] + S_A + 10logA \tag{7.51}$$

Finalmente, se tiene:

$$TS_R[dB] = \begin{cases} S_V + 10logV \\ S_A + 10logA \end{cases} \quad (7.52)$$

Si el emisor y la fuente están juntos (sonar), el nivel de reverberación RL sobre el receptor es:

$$RL = SL - 2TL + TS_R \quad (7.53)$$

Otra forma de expresar lo mismo es:

$$TS \geq TS_R + DT \quad (7.54)$$

Por lo visto, claramente se observa que la interferencia proveniente de la reverberación con la señal deseada, no es más que la competencia de blancos no deseados e independientes de la fuerza de la señal. En el caso de la capa de dispersión profunda, zona de gran actividad biológica, tiene una Sv mucho mayor que en el resto de las capas, razón por la cual es bastante más complicada.

Se dispone de un sistema acústico activo (sonar) que envía al medio un pulso de duración tao en t=0. La reverberación causada por los elementos dispersores a ubicados a una distancia r, llegará al receptor entre el instante t=2r/c y t+τ. La reverberación en el receptor a la distancia r+L será recibida entre los tiempos t'=2(r+L)/c y t'+τ. En la Fig.(7.19) se muestra un esquema que resume lo citado. A representa el instante en que se emite el pulso.

Cuando este llega al sector de dispersores 1, parte se refleja, retornando al receptor (B, C y E). De acuerdo al balance de los coeficientes de reflexión y transmisión que el pulso encuentra en dicho sector, parte se trasmite hacia el sector 2 (D) reflejándose en el (F) y retornando al receptor. El receptor primero recibe la reflexión en el sector 1 (E) y cuando esta ha finalizado, la reflexión en el sector 2 (G). La reverberación en el rango de r se recibirá en el receptor, durante el tiempo 2r/c<t<2r/c+τ y la correspondiente a la distancia r+L, 2(r+L)/c<t'<2(r+L)/c+τ. Por lo tanto, t'=t+τ.

Esto significa que 2r/c+τ=2(r+L)/c. De lo que se desprende que L=cτ/2. Si el área de la sección transversal del volumen de reverberación es A_T, entonces la fuerza del blanco reverberante es:

$$TS_R[dB] = 10\log\left(\frac{A_T c\tau}{2}\right) + S_V \quad (7.55)$$

Si la directividad del emisor es la misma que la del receptor es DI, entonces el ángulo sólido de la emisión y recepción es aproximadamente $\Omega = \frac{4\pi}{DI}$. Debido a que todos los rayos enviados hacia el ángulo sólido, pasan a través de AT, la perdida por transmisión geométrica, es la razón de AT al área que subtiende el ángulo omega a la distancia de 1m,

$$TL(geom)[dB] = 10log\left(\frac{A_T}{\Omega}\right) \quad (7.56)$$

Por lo tanto, TRs toma la forma:

$$TR_S[dB] = S_V + TL(geom) + 10log\frac{\Omega c\tau}{2} \quad (7.57)$$

Evidentemente, TR_S crece como crece la pérdida por transmisión.

Al combinar las expresiones (7.53) con (7.57), se obtiene la dependencia con la distancia del nivel de reverberación:

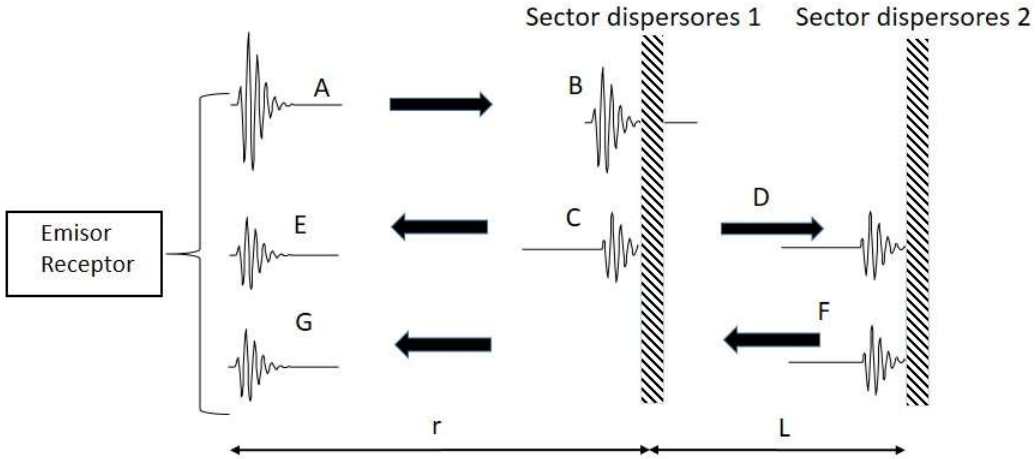


Figura 7.19. Esquema reverberación por volumen

$$RL[dB] = SL - TL(geom) + 2TL(pérdidas) + S_V + 10log\left(\frac{\Omega c}{2}\right) \qquad (7.58)$$

El nivel de reverberación disminuye como lo hace TL(geom)+2TL(perdidas), en tanto que el nivel del eco disminuye como 2TL(geom)+2TL(perdidas). Si se combina la Ecu.(7.54) con la (7.57), se obtiene una forma de la ecuación del sonar que muestra la dependencia con la distancia para un rendimiento limitado por la reverberación :

$$TS_R[dB] \geq S_V + TL(geom) + 10\log\left(\frac{\Omega c\tau}{2}\right) + DT \qquad (7.59)$$

- *<u>Reverberación superficial</u>*

Si la reverberación surge de las irregularidades en el plano horizontal, tal como sucede en la superficie o en el fondo del mar, la fuerza reverberante del blanco TS_R a partir de la Ecu.(7.52), es:

$$TS_R[dB] = 10logA + S_V \qquad (7.60)$$

Debido a que los rayos se desvían muy poco sobre la horizontal, el área superficial de estos que rayan la superficie con ángulos muy pequeños es:

$$A = \frac{ct}{2}r\theta \qquad (7.61)$$

donde θ es la menor amplitud del haz del emisor o del receptor. Al combinar estas dos expresiones se obtiene:

$$TS_R[dB] = 10logr + 10log\left(\frac{ct}{2}r\theta\right) + S_A \qquad (7.62)$$

TS_R aumenta con la distancia como 10log de r El nivel de reverberación para el caso superficial, es obtenido por la combinación de la Ecu.(7.53) y la Ecu.(7.62):

$$RL[dB] = SL - 2TL + 10logr + 10log\left(\frac{ct}{2}r\theta\right) + S_A \quad (7.63)$$

En función de lo anterior, la fuerza del blanco queda:

$$TS_R[dB] \geq 10logr + 10log\left(\frac{ct}{2}r\theta\right) + S_A + DT \quad (7.64)$$

- *Reverberación del fondo*

En este caso, la fuente de dispersión depende de la frecuencia, ángulo de incidencia, rugosidad y composición del fondo (ver capítulo VI). S_A tiende a aumenta con la frecuencia. Conforme el ángulo de incidencia tiende a 0°, S_A depende rápidamente hasta llegar a ser despreciable. Para angulosa de incidencia entre 20° y 60° S_A puede variar entre -40dB y -10dB. A continuación en la Tabla 7.3 se muestra un resumen de las fuerzas de dispersión por reverberación para aguas profundas, aguas superficiales y para el fondo.

	Dispersión por volumen	Reverberación Superficial	Reverberación del Fondo
Rango de frecuencias afectado	1kHz a 20kHz	300Hz a 4kHz	kHz
S_V	-100dB a -70dB	-55dB a -45dB	Muy variable
S_A		-40dB y -30dB	-40dB a -10dB Depende del ángulo de disparo
Componentes característicos	Actividad biológica	SS y existencia de burbujas de gas	Material del fondo

Tabla 7.3. Resumen de las fuerzas de dispersión en el océano

Ejemplo 7.5

Un sonar en estado estacionario opera a 1 kHz con un nivel de fuente de SSL = 220dB re 1 µPa, DI= 20dB, con un ancho de haz de 10°, una longitud de pulso de 0.1seg y estado del mar SS=3. Se debe usar detección por correlación y que las probabilidades de detección y falsa alarma sean P(A)=0.50 y P(FA) = 10^{-4}, respectivamente. El sistema detector es de banda ancha. Se espera que la fuerza del blanco de un submarino que se desea de detectar es TS_R=30dB a una velocidad de v=38 k/h. Tanto la fuente emisora como el blanco se están ubicados en el interior de una capa mezclada de profundidad h=100m, encontrándose a una profundidad d=36m (Fig.7.20). La fuerza de dispersión para dispersores superficiales es de S_A=-30dB y la dispersión por volumen es despreciable. Encontrar el máximo alcance de detección. Como el submarino se encuentra en movimiento, es necesario realizar correcciones por efecto Doppler. Datos:

h	d	SSL	SS	DI	S_A	TS_R	tao
100m	36m	220dB	3	20dB	-30dB	30dB	0.1seg
f	P(A)	P(FA)	SS	v			
1kHz	0.5	10^{-4}	3	38 k/h			

En esta oportunidad, las ecuaciones que pueden usarse son la Ecu.(7.37) o la Ecu.(7.46) dependiendo si la detección está limitada por el ruido o por la reverberación. En este caso

se debe investigar ambos casos. Las condiciones de propagación, son las mismas que del ejemplo 7.4, por lo tanto si se hace la detección para una distancia mayor que la de transición r>r_t. Por la Ecu. (5.40b, capítulo V):

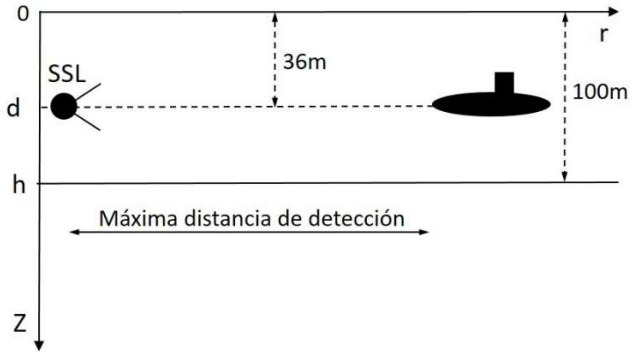


Figura 7.20. Esquema del ejemplo

$$TL[dB] = 10logr + 10logr_t + \left(a + \frac{b}{r_s}\right)r$$

Reemplazando valores:

$$TL[dB] = 10logr + +31.3 + (4.3 * 10^{-4})r$$

El ancho de banda total por la Ecu.(7.12):
bW_a=2.67RF=2.67*10.8*1=28.83.

Ingresando a la Fig.(7.14b) con P(PFA) = 10^{-4} y P(D) = 0.5, se encuentra que el umbral de detectabilidad es de 4dB. Como se pide detección por correlación, debe emplearse la Ecu.(7.23),

$$DT_N[dB] = 10log[(d')^2/2bW\tau]$$

Reemplazando valores, se obtiene:
$DT_N[dB] = 10log[(4)^2/(2 * 28 * 0.1] = 4.55dB$

El nivel de ruido detectado DNL de obtiene por la Ecu.(7.36)
$DNL = NSL + 10logw - DI$

El único dato que falta es NSL. Para obtenerlo, se ingresa en la Fig. (7.13). con f = 1 kHz y hasta la interceptar la curva de SS=3, dando como resultado NSL=62dB re1μPa, en consecuencia,

$$\mathrm{DNL[dB]} = 62 + 10\log 28 - 20$$
DNL[dB]=56.4dB

De la Ecu.(7.37)
$$\mathrm{SSL} - 2\mathrm{TL} + \mathrm{T}S_R \geq \mathrm{DNL} - \mathrm{DI} + \mathrm{D}T_N$$
$$220 - 2\mathrm{TL} + 30 \geq 56.5 - 20 + 4.55$$
$$TL = 87.16dB$$

Por lo tanto,
$87.16dB = 10logr + (8.6 * 10^{-4})r$+31.3

El factor 8.6*10^{-4} es el doble que 4.6*10^{-4}, debido que se trata de un camino de ida más vuelta, por lo tanto las pérdidas por absorción son el doble. Resolviendo para obtener r por simulación,

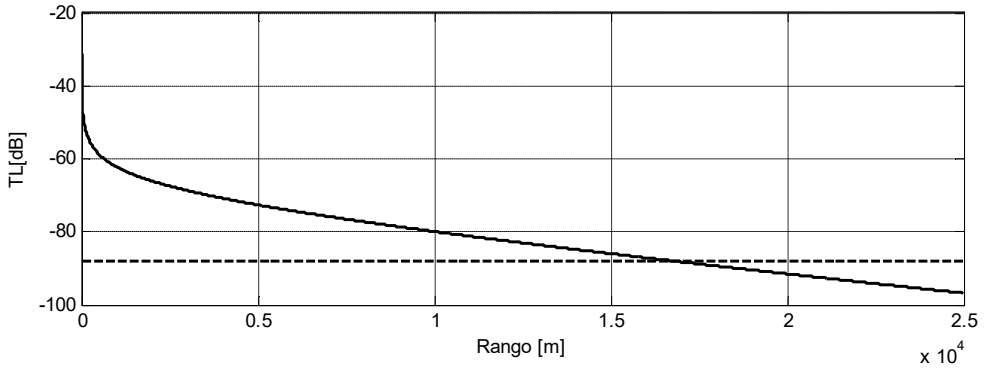


Figura 7.21. Estimación de r para el caso de ruido limitado

Se tiene que r≅16.181m, máximo rango de detección para la condición de ruido limitado. Si se asume que la detección está limitada por reverberación,

De la Ecu.(7.53)
RL=SL-2TL+TS_R
Rl=220-2*87.16+30=75.68dB

La Fig.7.22 muestra para este caso, que la estimación de r por simulación está en el orden de 6.990m.

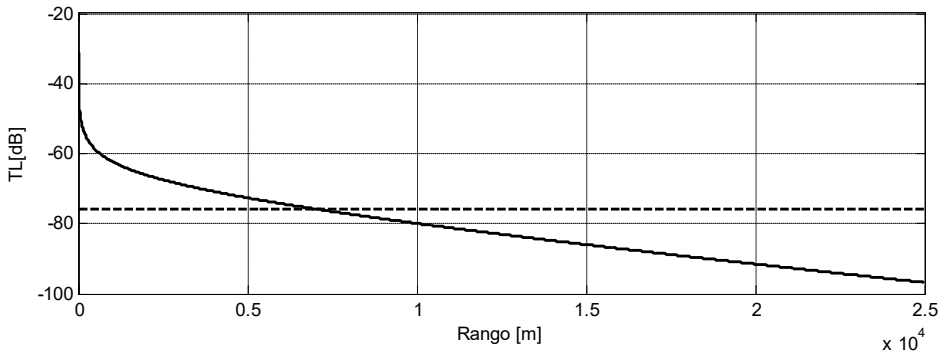


Figura 7.22. Estimación de r para el caso de reverberación

Como conclusión, a esta distancia (RL+DT_R)=(75,68+3,8)=79,48dB re 1μPa y [DNL(ruido)+DT_N]= (56,4+4,55)=60,95dB re 1 μPa.

La detección por reverberación supera a la detección limitada por ruido en 18,53dB. La Fig. 7.23 muestra la diferencia entre los dos tipos de detección.

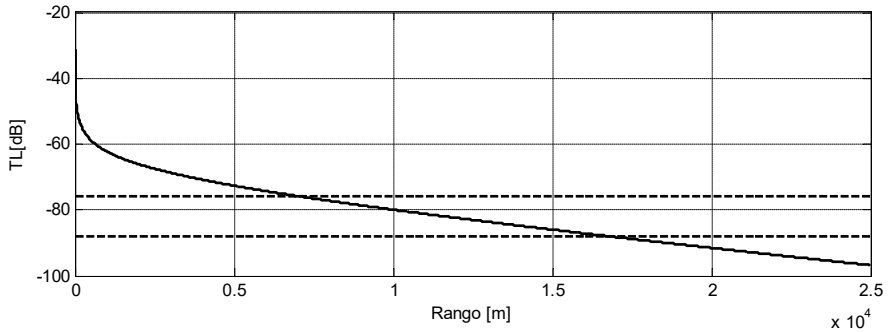


Figura 7.23. Comparación de la estimación de r para los casos de ruido limitado y reverberación

7.5. Resumen del capítulo

En acustica subacuática uno de los desafíos más importantes consiste en poder determinar la velocidad y/o distancia de un objeto, el espesor de una capa para obtener sus características, el mapeo del volumen que se encuentra delante de una fuente acústica o en la determinación de la velocidad y sentido de desplazamiento de un objeto o blanco.

El efecto Doppler permite determinar la posición de un objeto que se está moviendo a una cierta velocidad, respecto de la fuente acústica. Además, permite estimar el sentido en que se está moviendo, esto es, si se acerca o se aleja de la fuente, se encuentre en reposo o en movimiento, independientemente este sumergida o navegando sobre la superficie. Dentro de las aplicaciones más importantes se encuentra en los ámbitos militares y en la detección de cardúmenes en la actividad pesquera.

Por ruido se entiende toda información no deseada que interfiere o enmascara la información que se espera recibir. El medio subacuático se encuentra afectado por las condiciones meteorológicas sobre la superficie, movimiento de material biológico a distintas profundidades, flujo marítimo, temperatura y movimiento sísmico. Todos estos factores afectan la información que se envía o se recibe del medio. Casi todas estas contribuciones son de baja frecuencia, generalmente inferiores a 100-500 Hz, excepto la ruptura de olas y burbujas, que pueden llegar a 30 kHz, y el ruido térmico, que puede llegar a los 100 kHz. Existen dos contribuciones más. Una es común a las aguas profundas y poco profundas, y consiste en el ruido provocado por las gotas de lluvia al chocar contra la superficie del mar.

Este ruido puede llegar a frecuencias de hasta 10 Hz. La otra contribución es específica de regiones polares, donde la pesca y el viento afectan en menor medida debido a la capa de hielo que cubre la superficie del mar, pero la ruptura de estas capas es una fuente de ruido importante y que puede llegar hasta frecuencias de 1 kHz. El ruido es de naturaleza aleatoria, por ello, los sistemas para la detección de señales acústicas en medio subacuáticos, están basados en modelos probabilísticos.

Finalmente, la reverberación es la energía dispersada en otras direcciones como resultado de la interacción de las ondas acústicas con el medio, como las reflexiones en las superficies o el encuentro de las ondas con partículas en suspensión en el agua. Se pueden considerar dos tipos de reverberación: volumétrica y superficial. La reverberación volumétrica se produce en el volumen de agua donde tiene lugar la propagación y se debe fundamentalmente a las partículas en suspensión y a la existencia de vida marina. La

reverberación superficial procede de la dispersión (scattering) producida por la interacción de las ondas acústicas con las superficies y partículas próximas a ellas, como sedimentos o capas de burbujas introducidas por las olas o por el transito marino. De la misma manera que sucede con el ruido, la reverberación puede interferir con las señales que se espera recibir. En algunos casos, el efecto de la reverberación se vuelve más importante que el efecto del ruido. La reverberación combinada con desplazamiento Doppler presenta aspectos positivos en la detección de blancos por medio del análisis de los ecos recibidos. Si bien este tema está fuera de los alcances de esta obra, en (Tate, 1946) puede encontrase los primeros estudios y mediciones relacionados con este tema.

7.6. Problemas propuestos

7.6.1. Suponiendo que se tiene una fuente acústica emite sonidos a una frecuencia de 5 kHz. Si la velocidad del receptor que se acerca al emisor es de 1 m/s y la velocidad de propagación del sonido en el medio de 1.500 m/s, calcular f_r.

7.6.2. Determinar la fr para: fe = 100 Hz a 10k Hz en pasos de 100 Hz. V_R = 1 m/s, c = 1650 m/s, Graficar fr = f(f_E).

7.6.3. Una forma similar de obtener la expresión (7.1) es a partir de fr=fe+Vr/λ. Donde λ representa la longitud de onda de la señal recibida. Determinar fr teniendo en cuenta que λ=c/f.

7.6.4. Un sonar que opera en 1 kHz con un nivel de fuente SL=200dB re 1μPa recibe un eco con nivel de 110dB re 1μPa de un blanco situado a una distancia de 1 km. Calcular la fuerza del blanco.

7.6.5. Estimar el nivel de ruido ambiental en agua profunda para un estado de mar SS=4 y poco tránsito para aun receptor con las siguientes frecuencias centrales y amplitud de banda. a) 20 Hz, 0.1 Hz. b) 200H, 1 Hz. c) 2Kz, 10 Hz. d) 200 Hz, 100 Hz.

7.6.6. Un sistema pasivo opera a 500 Hz con una amplitud de banda de 100 Hz, DI=10dB. Encontrar el NL para un estado de mar SS=4.

7.6.7. Un sistema de detección pasivo usa detección por energía. Si la amplitud de banda es de 200 Hz y el tiempo de procesamiento es de 10 seg, encontrar P(A) para P(D)=0.5 y un umbral de detección de -10dB.

7.6.8. Un submarino que navega con una velocidad de 14 m/s, con un estado de mar SS=4, opera a 250 Hz con un nivel de fuente de 150dB re 1μPa. Estimar el ancho de banda necesario.

7.6.9. Determinar para el problema anterior: a-¿Cuál es el nivel de ruido detectado?, b-Si se desea tener detección a 10 km ¿cuál es el umbral de detección máximo posible?

7.6.10. Con los datos del problema anterior: ¿si se acepta un grado de falsa alarma de 0.2/100 y una probabilidad del 50% de detección, encontrar el tiempo de observación requerido, suponiendo procesamiento por energía.

7.7. Referencias

Beranek, L. L. (1969). Aústica. Editorial Hispano Americana S. A.

Canavos, G. C. (1988). Probabilidad y Estadística, Aplicaciones y Métodos. McGraw-Hill.

Carlson, B. A. (1975). Comunication Systems. McGraw-Hill.

Christensen, D. A. (1988). Ultrasonic Bioinstrumentation. Jhon Wiley & Sons

Evans, H.D., Norman McDichen, W. (1995). Doppler Ultrasound. John Wiley & Sons, LTD.

Lathi, B. P. (1974). Introducción a la teoría y Sistemas de Comunicación. Limusa

Papulis, A. (1991). Probability, Randosm Variables, and Stochastic Processes. McGraw-Hill.

Sears, F. W. (1985). Fundamentos de Física, Tomo I: Mecánica, Calor y Sonido. Editorial Aguilar.

Tate, J. (1946). Principles and Applications of Underwater Sound. Summairy. Technical Report of Division 6, NDRC. Volume 7**.** C. Resarch and Development. National Defense Research Committe. Washinton D. C.

Urick, R.J. (1983).*Principles of Underwater Sound*: *Third Edition*. Los Altos Hills, CA Peninsula Publishing

Veca, A. C. (2019a). Arquitecturas circuitales para la Emisión y Recepción del Ultrasonido, orientadas a la determinación del tiempo de tránsito.

Veca, A. C, Ruzzante, J., Pumarega, M., Accolti, E. (2019b). Ultrasonido y Emisión Acústica para Ingenieros y Estudiantes de Ingeniería. http.//dea/.unsj.edu.ar/principal/oferta-academica/biblioteca-libre-del dea/

Wenz, G. M. (1962). Acoustic Ambient Noise in the Ocean: Spectra and Sources, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 34, no. 12, pp. 1936–1956.

Capitulo VIII

Fuentes Acústicas de Alta Energía

SUMARIO
8.1. Introducción
8.2. Fuentes Impulsivas
8.3. Ondas de Choque
8.4. Transmisión de señal
8.5. Resumen del capítulo
8.6. Problemas propuestos
8.7. Referencias

8.1. Introducción

Explosiones químicas bajo el agua son fuentes de sonido efectivas para experimentar en el mar. En el caso de usar TNT, la energía disponible de la explosión es de aproximadamente 1,4 x 10^3 Joules/gm. La explosión comienza con una muy rápida reacción química que genera gases a temperaturas del orden de $3*10^3$°C y presiones del orden de $50*10^3$ atmosferas. La presión de la interfaz gas-agua es aliviada por el rápido movimiento del agua, y discontinuas ondas de choque son formadas. Hay dos fuentes de sonido en el agua circundante a la profundidad de la explosión: las ondas de choque, que transportan la mitad de la energía de la explosión que se propaga esféricamente a velocidades mayores que la normal (1500 m/s) y grandes oscilaciones de burbujas de gas. Las ondas de choque muestran una elevación instantánea en la presión a un valor máximo y luego la presión decae exponencialmente. El estudio y caracterización de los fenómenos causados por las ondas de choque en medio subacuático es muy compleja, se basa en la realización de pruebas a partir de las cuales se generan modelos semiempiricos que finalizan con ecuaciones que se acercan a la realidad. En este capítulo se realizara un escueto estudio sobre este tema que se basará fundamentalmente en los trabajos de Cole y Urick (Cole, 1948), (Urick, 1983).

8.2. Fuentes Impulsivas

Cuando se produce una detonación en el interior de un material explosivo, una onda de presión se propaga dentro del medio circundante. Esta onda de presión es parte de una serie de complejos fenómenos que ocurren durante la conversión del material explosivo en productos gaseosos de la reacción. El proceso de conversión, y el acompañamiento de la onda de presión, que precede a la detonación, produce en el material a una velocidad que depende del tipo de material explosivo. En explosivos como TNT, la velocidad de detonación está dentro del orden de 4.500 m/s a 10.000 m/s produciéndose una onda de choque que se propaga en todas las direcciones del medido circundante. Si el material explosivo es pólvora negra, el proceso de la explosión es denominado de quemado rápido. En este caso, la velocidad de detonación está en el orden de 0,0300 a 0,301 m/s. Los pulsos de presión producidos por los dos procesos citados es muy diferente, como se observa en la Fig. 8.1 (Urick, 1983). Se trata de comparar la forma de la presión en función del tiempo a una distancia de 1 m. En acustica subacuática se emplea explosivos basados en TNT, porque producen mucha más energía acústica a altas frecuencias.

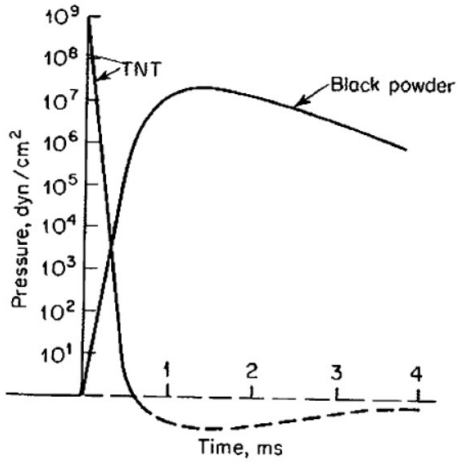


Figura 8.1. Comparación de la evolución de la presión producida por una carga de TNT y pólvora negra. (Urick, 1983)

Las explosiones químicas que se usan como fuentes de corta duración, se denominan impulsivas. El término impulsivo se emplea para representar la excitación de una fuente de sonido de una duración muy corta (pocos milisegundos o microsegundos). Como respuesta a la excitación, la fuente de sonido responde con una amplitud muy grande que decae rápidamente en forma exponencial. Esta tipo de respuesta está indicando, desde el punto de vista de las señales, que se trata de una señal de energía, ya que presenta potencia promedio cero. Para modelar este tipo de fuente, se emplea la función delta de Dirac δ(t). También podría emplearse otros tipos de funciones exponenciales. En la Fig. 8.2 se muestra la forma de la función δ(t) y la evolución de la presión en función del tiempo.

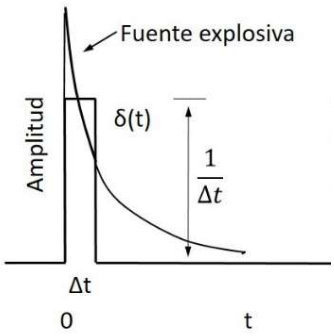


Figura 8.2. Fuente impulsiva

La definición en tiempo discreto de la función δ(t) usada en el ámbito del procesamiento digital de señales que se define como:

$$\delta(t) = {}^{1}/_{\Delta t} \; para \; 0 \leq t \leq \Delta t$$

y $\delta(t) = 0$ para otro t. También,

$$\int_0^{\Delta t} \frac{dt}{\Delta t} = 1 \qquad (8.1)$$

Dado que la integral sobre el tiempo es 1, δ(t) tiene unidades de s^{-1}. Normalmente Δt es un paso de tiempo, en el intervalo de muestreo. La Fig. 8.2 está basada en la evolución de una función exponencial decreciente cuando se la genera con un delta de Dirac. En la Fig. 8.3 se muestra la evolución real de la presión ante una excitación impulsiva (López Rubio, 2017).

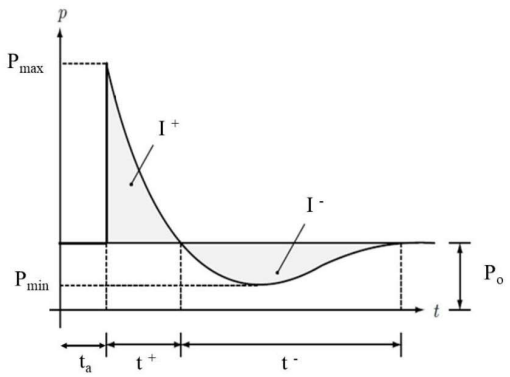


Figura 8.3. Perfil real de la evolución de la presión ante una excitación δ(t)

donde t^+ es la duración de la fase positiva, t^- duración de la fase negativa, P_o presión del ambiente en reposo, P_{max} sobrepresión máxima o de pico, P_{min} presión mínima, τ_s tiempo de llegada de la onda de choque (hasta el punto de estudio), I^+ impulso de la fase positiva y I^- impulso de la fase negativa. La duración de la fase negativa es mayor que la duración de la fase positiva. La evolución de p en función de t, puede modelarse a partir de $p(t)/p(0)=[1-(t/\tau)]e^{-b(t/\tau)}$. Donde τ es una cte. de duración que depende de la distancia desde la fuente explosiva al receptor. La constante b depende solamente del número de Mach M, siendo M=u/c (u es la velocidad del sonido del frente de la onda de choque y c la velocidad del sonido en el medio) (Kinsler et al., 2000).

8.3. Ondas de choque

La liberación violenta de energía procedente de una detonación convierte el material explosivo en un gas de alta presión y temperatura, generando una onda expansiva. Un frente de presión, asociado con el gas a alta presión, se propaga en forma esférica en el medio circundante como una fuerte onda de choque, conducida y apoyada por los gases calientes. Al frente esférico se lo denomina “burbuja”. Inicialmente la alta presión en la burbuja de gas decrece rápidamente después de la detonación, pero es mucho más alta que la presión hidrostática de equilibrio (a la profundidad de la explosión). El agua en la región inmediata de la burbuja presenta gran velocidad hacia el exterior de la misma y el diámetro de la burbuja, se incrementa rápidamente. Esta expansión continúa por un tiempo relativamente largo, la presión interna del gas decrece rápidamente, pero el movimiento persiste debido a la inercia del agua que fluye hacia afuera. La presión del gas decae por debajo de la presión hidrostática atmosférica. La caída de presión detiene el flujo hacia el exterior y la burbuja comienza a contraerse con una tasa creciente.

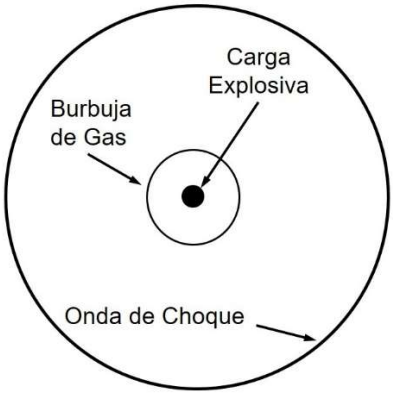


Figura 8.4. Esquema burbuja de gas y onda de choque

El movimiento hacia adentro continúa hasta que la compresibilidad del gas, que insignificante en la fase de expansión, actúa como un poderoso freno para invertir el movimiento bruscamente. La inercia del agua junto con las propiedades elásticas del gas y del agua proveen condiciones necesarias para un sistema oscilante y las burbujas experimentan repetidos ciclos de expansión y contracción. Ordinariamente, el estado original de las burbujas es aproximadamente esférica y de naturaleza radial más tarde el fluido resulta en una oscilación asimétrica alrededor del diámetro medio, permaneciendo la burbuja la mayor parte del tiempo en estado expandido. Las fases en las oscilaciones de la burbuja en función del tiempo se muestran esquemáticamente en la Fig. 8.5.

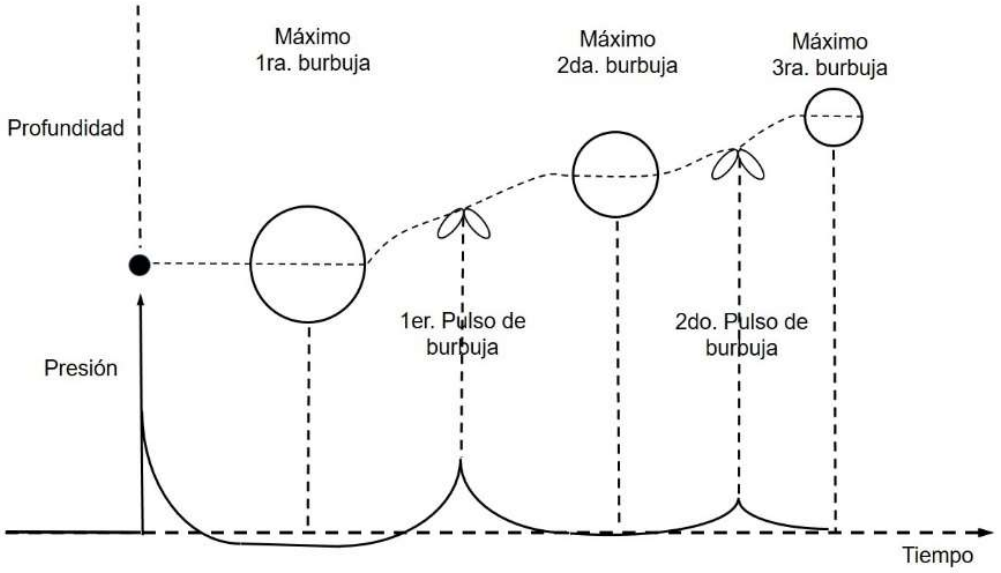


Figura 8.5. Onda de choque y pulsaciones

El periodo de oscilación, en ausencia de efectos debido a las condiciones de contorno, resulta ser bastante simple relativo a la energía interna del gas y de la presión hidrostática (y por lo tanto de la profundidad debajo de la superficie del agua) siendo proporcional a la energía e inversamente proporcional a la presión de la burbuja. El número de oscilaciones de la burbuja de gas, puede persistir por 10 o más ciclos. El movimiento de la burbuja de gas está asociada con la emisión de energía en forma de ondas de presión avanzando radialmente hacia fuera de la burbuja. Si se asume que el movimiento del agua alrededor de la burbuja es incompresible, se puede mostrar (Cole, 1948) que la presión en el agua depende de la relación de la expansión o contracción de la burbuja. Como resultado, los pulsos sucesivos son progresivamente más débiles y sólo los primeros, tienen significado práctico.

Resumiendo
La onda de choque es seguida por una serie de pulsos denominados ***pulsos de burbujas***, que son causados por sucesivas oscilaciones de la masa de materiales gaseosos llamados picos de gas que se mantienen después que la detonación es completada. En un instante posterior, un pulso de presión positivo es generado; sucesivas pulsaciones generan pulsos adicionales, más débiles que los anteriores. A profundidades cercanas a la superficie del agua, no se producen pulsos debido a la interfaz agua-aire. Finalmente, se denomina firma de una explosión, a una onda de choque seguida de un número pequeño de picos de pulsos como se observa en la Fig. 8.5. A rangos cortos, la firma es complicada por refracción y efectos de propagación multi-camino (Snay, 1957). Respecto a la energía total del explosivo, alrededor del 40% es radiado como energía acústica a distancias más allá de 1 km para cargas con un peso de 0,450 kg.

8.3.1. Características de las Ondas de choque
Arons, Yennis y Cotter(1948,1949 y 1953) usaron cargas con un peso comprendido entre 0,225 a 25 kg, a 12 metros de profundidad y distancias de hasta 1.800 m. Encontraron que la onda de choque, expresada como una relación entre la presión y el tiempo, puede ser aproximada por la siguiente ecuación:

$$p = p_0 e^{-t/t_0} \tag{8.2}$$

donde p es la presión instantánea al tiempo t, y t_0 la constante de tiempo del pulso, o el tiempo para que la presión decaiga al 1/e =0,368 del valor inicial p_0 (exponencial decreciente). Encontraron que para una carga de peso w en libras (lb) a una distancia de r pies (ft), el pico de presión p_0 en libras por pulgadas cuadradas (PSI), puede ser modelado:

$$p_0 = 2{,}16 * 10^4 \left(\frac{w^{1/3}}{r}\right)^{1.13} \tag{8.3}$$

y la cte. de tiempo en us como:

$$t_0 = 58 * w^{1/3} \left(\frac{w^{1/3}}{r}\right)^{-0.22} \tag{8.4}$$

Ejemplo 8.1
Determinar p_o y t_o para una carga explosiva basada en TNT de peso w=0,370 lb, situada a una distancia de r de la fuente = 30 ft.
Por Ecu.(8.3)
$p_o=2{,}16*10^4*(0{,}370^{1/3}/30)^{1.13}$ = 316,93 PSI
Por Ecu.(8.4)
$t_o=58*0{,}370^{1/3}*(0{,}370^{1/3}/30)^{-0{,}22}$ = 94,6us

La aparición del factor w1/3 , resulta de la aplicación del principio de similitud para ondas de choque, que establece que los parámetros de las ondas de choque son los mismos para distintas masas de carga cuando las distancias se calculan en unidades de radio, o en unidades de w1/3 para cargas esféricas.

Los exponentes 1,13 y -0.22 son debidos a los excesos de atenuación del pico de presión con la distancia (rango), La atenuación excesiva de la presión máxima con la distancia, asi como el ensanchamiento de la caída de la onda de choque se deben a una combinación de efectos de no linealidad del medio y mayor atenuación a altas frecuencias.

8.3.1.1. Gráficos normalizados para la estimación de p_o y t_o

Con la finalidad de estimar el computo de p_0 y t_0 para diferentes pesos de la carga explosiva w se generaron gráficos normalizados de ambas variables para w = 1, (Arons et al., 1949), (Urich, 1983). El lector debe recodar que en el periodo 1945 al 53, no se disponía de los métodos de cómputo y graficación actuales, el empleo de ábacos era de uso común. Las figuras 8.5 y 8.6 muestran p_0 y t_0 como una función del rango para una carga de 1 libra (w=1), usando las unidades de presión bajo el agua en dinas/cm^2 y el rango en yardas, se tiene que la presión p_o [dinas/cm^2]:

$$P_0 = \frac{4.83*10^8}{r^{1.13}} \tag{8.5}$$

y la cte. de tiempo t_o en us:

$$t_0 = \frac{74}{r^{-0.22}} \tag{8.6}$$

A partir de lo anterior, para pesos de la carga diferentes a 1 libra, el pico de presión a un rango dado r y la cte. de tiempo, pueden ser encontrados desde la Fig. 8.5 multiplicando el valor de r por $w^{-1/3}$ (rango reducido) y el valor de t_o se obtiene multiplicando el rango reducido de la Fig. 8.7 por $w^{-1/3}$.

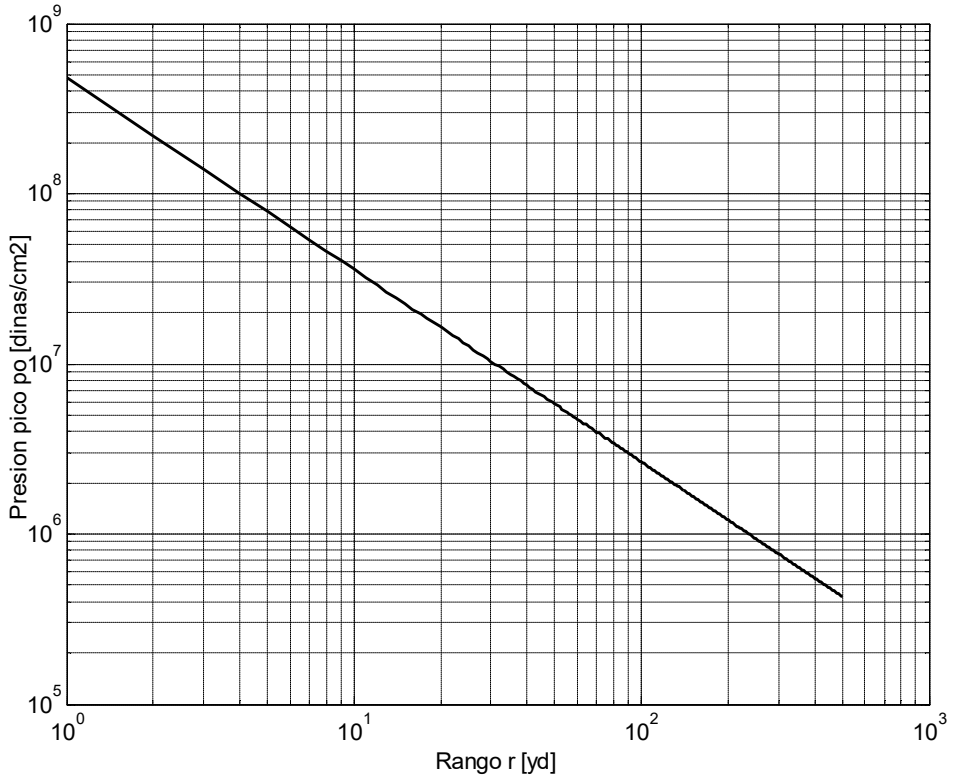


Figura 8.6. Presión pico p_0 de una carga de TNT en función del rango para w=1.

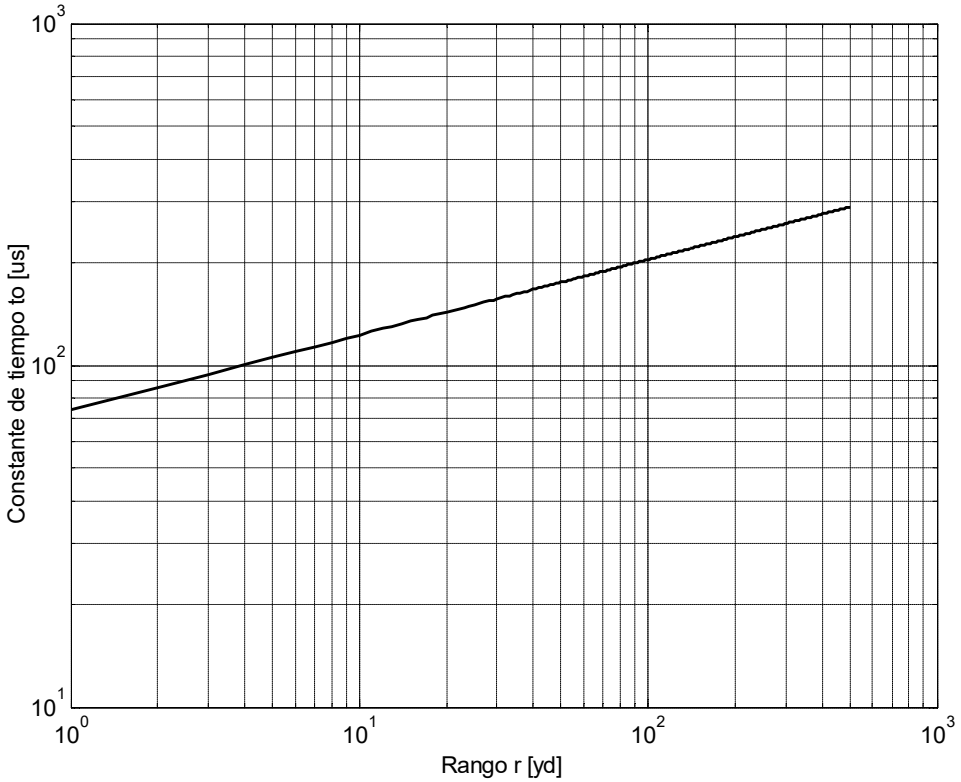


Figura 8.7. Constante de tiempo t_0 de la onda de choque para w=1.

La Fig. 8.8 muestra el código de simulación que se usó para generar los gráficos normalizados de acuerdo a las expresiones (8.5) y (8.6).

```
function [po,to] =ecu8586(r)
%r= vector [1:Nro total de yd]
cte1=4.83*10^8; cte2=1.13; cte3=74; cte4=-.22;
for i=1:max(size(r))
   po(i)=cte1/r(i)^cte2;
   to(i)=cte3/r(i)^cte4;
end
end
```

Figura 8.8. Código para generar p_o y t_o normalizados

Ejemplo 8.2
Para los mismos datos del ejemplo anterior, aplicar el método grafico para obtener p_o y t_o
1-Conversión de pies a yardas
r= 30 ft, entonces, r=30*0,333=9.99 yd, r=10 yd
2-Determinación del rango reducido
$r=r*w^{-1/3} = 10*(0,370)^{-1/3} = 9$ yd
3-Determinación de p_o a partir de la Fig. 8.5
Ingresando con rango igual a 9 yd e interceptando la recta de Po, se obtiene $p_o \cong 2.2*10^7$ dinas/cm^2.
4-Determinación de to a partir de la Fig 8.6
Ingresando con un rango igual al rango reducido multiplicado por w-1/3, tiene to=114 us
De las Expresiones (8.3) y (8.4), se tiene:
p_o = 316,93 PSI y t_o = 94,6 us
Usando gráficos
$p_o = 2,2*10^7$ dinas/cm2 y t_o =114 us

Conclusiones
En lo que respecta a la cte. de tiempo to, la diferencia entre el método gráfico y el analítico es de 19,4 us. Si a p_o obtenido por el método gráfico (dinas/cm^2) se convierte a PSI, sabiendo que 1dina/cm^2 equivale $1.45*10^{-5}$ PSI, entonces $2.2*10^7*1.45*10^{-5}$ = 314 PSI, que corresponde al obtenido en el ejemplo 1.

Por lo tanto, el método grafico presenta buena aproximación para el cómputo de la presión y un error del orden del 12% para la constante t_o.

Dado el avance de la tecnología en lo que respecta al desarrollo software de cálculo y simulación, esta metodología ha dejado es usarse. El lector interesado en el tema, puede consultar la referencia (Urich, 1983) al final del capítulo.

8.3.1.2. Cargas TNT de Referencia
Con la finalidad de normalizar la carga explosiva basada en TNT, se desarrolló un dispositivo denominado SUS (Signal, Underwater Sound). Se trata de un torpedo en cuyo interior está alojado el explosivo y que detona a una determinada profundidad, que es programada mediante un sensor de presión hidrostática.

Al comienzo, la carga de TNT en kg se especificó anteponiendo a las siglas SUS, el peso de explosivo en su interior. Por ejemplo, 0,82 kg SUS. Posteriormente, se las renombró con las siglas Mk seguidas de un número que especifica sus características principales, por ejemplo (Jones et al., 2004):

SUS	TNT	Po pico [Pa] a1 m	t_0 [ms] a 1 m
Tipo	Peso de la carga [kg]		
Mk 64	0,031	$1,4*10^7$	0,037
Mk 61	0,83	$4,9*10^7$	0,088
Mk 54	103	$3*10^8$	300

Tabla 8.1. Especificaciones de algunas fuentes tipo SUS

Los primeros estudios se realizaron con una carga de 0,82 kg. Posteriormente, Chapman (1988) readapto la relación original de Slifko (Slifko, 1967), obteniéndose finalmente la expresión de la presión pico (Shin, 2004):

$$p_0 = 5.24 * 10^7 \left(w^{1/3}/r\right)^{1.13} \tag{8.7}$$

donde p_0 esta en Pa cuando el peso de la carga w está en kilogramos y el rango de propagación r en metros. Expresión que reemplaza a la Ecu.(8.3). El decaimiento exponencial después del shock está dado por:

$$t_0 = 9{,}25 * 10^{-5} w^{\frac{1}{3}} \left(w^{1/3}/r\right)^{-0.22} \tag{8.8}$$

donde t_o está en segundos. Las expresiones (8.7) y (8.8) son equivalentes a la Ecu. (8.3) y (8.4). La diferencia reside en el sistema de unidades utilizado, las primeras está basadas en el sistema de unidades Inglesas y las segundas en el sistema SI-MKS.

Ejemplo 8.3
Verificar p_0 y t_0 para los pesos de TNT de las cargas SUS de la Tabla 8.1, con las expresiones (8.7) y (8.8).

Mk 64
$p_o = 5,24*10^7*(0,031^{1/3}/1)^{1.13} = 1,41*10^7$ Pa
$t_o = 9,25*10^{-5}*0,031^{1/3}*(0,031^{1/3}/1)^{-0,22} = 0,037$ s
Mk 61
$p_o = 5,24*10^7*(0,83^{1/3}/1)^{1.13} = 4,9*10^7$ Pa
$t_o = 9,25*10^{-5}*0,83^{1/3}*(0,83^{1/3}/1)^{-0,22} = 0,088$ s
Mk 54
$p_o = 5,24*10^7*(103^{1/3}/1)^{1.13} = 3,0*10^8$ Pa
$t_o = 9,25*10^{-5}*103^{1/3}*(103^{1/3}/1)^{-0,22} = 300$ ms

En la siguiente figura se propone el código de simulación de las Ecu.(8.7) y (8.8).

```
function [Po,to,Pm ] =ecu8788(w,r)
t=.368; cte1=5.24*10^7; cte2=1/3; cte3=9.25*10^-5;
Pm=cte1*((w^cte2)/r)^1.13;
to=cte3*w^cte2*((w^cte2)/r)^-.22;
to=to*10^3;
Po=Pm*exp(-t/to);
end
```

Figura 8.9. Código simulación ecuaciones (8.7) y 8.8)

8.3.2. Pulsos de las burbujas

Como comentamos al principio, a continuación de la onda de choque ocurren una serie de pulsos positivos de presión emitidos por la pulsación de gas-burbujas. La amplitud de esos pulsos decrece progresivamente en tamaño como la energía de la burbuja es disipada en el medio. Mediciones y registros fotográficos muestran (Cole, 1948) que el pico de presión de la segunda burbuja es solamente un quinto de la primera (Fig.8.10). Por lo tanto solo una o dos oscilaciones son significativas. El intervalo de tiempo T en segundos, entre la onda de choque y el primer pulso, se encuentra a partir del análisis teórico (Arons, 1948):

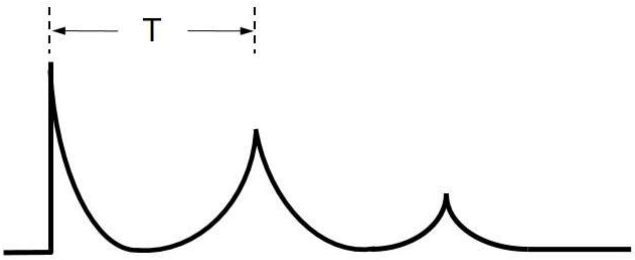


Figura 8.10. Concepto de T

$$T = \frac{Kw^{1/3}}{(d+33)^{5/6}} \tag{8.9}$$

donde T está en segundos, K es una cte. de proporcionalidad, w el peso de la carga en libras y d la profundidad de la detonación debajo de la superficie, en pies. K depende del tipo de explosivo como se observa en la Tabla 8.2. (Cole, 1948). Para TNT, K=4,36

Tipo	$\rho_{o\ [gm/cm^3]}$	K [seg $ft^{5/6}/lb^{1/3}$]	Caga w [lb]	d[ft]
Loose Tetri	0,93	4,53	0,55	29
Pressed Teryl	1,55	4,39	0,55	200-700
TNT	1,55	4,36	0,62	300-600
	1,57	4,36	200	20-90
Pentolite	1,6	4,35	0,55	40-400

Tabla 8.2. Constantes del tipo de explosivo

La Fig. 8.10 muestra la Ecu. (8.9) para w =0,1, 1 y 10, respectivamente.

Si se reemplaza la profundidad d en pies por D en metros y el peso del explosivo w en kg, la Ecu.(8.9) toma la forma (Shin, 2004):

$$T = \frac{K_T w^{1/3}}{(D+10)^{5/6}} \tag{8.10}$$

donde $k_T = 2.07\ [D^{5/6}/w^{1/3}]$.

Ejemplo 8.4

Para una carga SUS Mk 61 (Tabla 8.1) de w = 0.83 kg, encontrar el intervalo de tiempo T al primer pulso de la burbuja para una profundidad de 1000, 5000 y 10000 ft.

Conversión de kg a libras

0.83/0.454 → w = 1,82 lb

Para d = 1.000 ft → $T=4{,}36*1{,}82^{1/3}/(1.000+33)^{5/6} = 0{,}0164$ s

Para d = 5.000 ft → $T=4{,}36*1{,}82^{1/3}/(5.000+33)^{5/6} = 0{,}0044$ s

Para d = 10.000 ft → $T=4{,}36*1{,}82^{1/3T=}/(10.000+33)^{5/6}$ = 0,0025 s

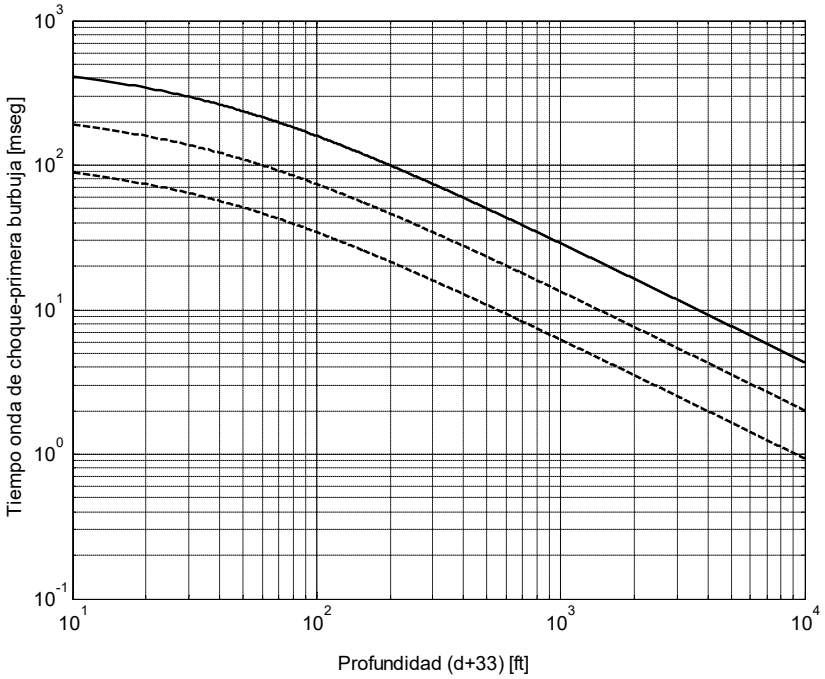


Figura 8.11. Intervalo entre la onda de choque y el primer pulso de burbuja w=0.1 (-.), 1 (--) y 10 (línea continua)

La Fig. 8.12 muestra el código para la determinación de T independientemente se use el sistema de unidades Ingles o SI. Si los datos de entrada están en el sistema Ingles, el argumento de entrada "g" debe ser 1, en caso contrario igual a 0.

```
function [T,d] = t1bur(d,w,g)
%Si g==1, determina T en sistema inglés, caso contrario en SI
cte1=1/3;
cte2=5/6;
k1=4.36;
k2=2.07;

if g==1
T=k1*w^cte1/((d+33)^cte2)
else
T=k2*w^cte1/((d+10)^cte2)
end
end
```

Figura 8.2. Código para el cómputo de T

La recíproca de T es la frecuencia del primer máximo de la burbuja. Cuando se incrementa la profundidad de la detonación, el intervalo T disminuye y la amplitud del pulso de burbuja relativa a la onda de choque se incrementa (Urick, 1983).

Estos efectos se muestran en la Fig. 8.12, donde se observa la firma de presión real para una carga w = 1 lb a una profundidad de 7.200, 14.500 y 22.000 ft, cerca de la superficie del mar (Genau, 1965).

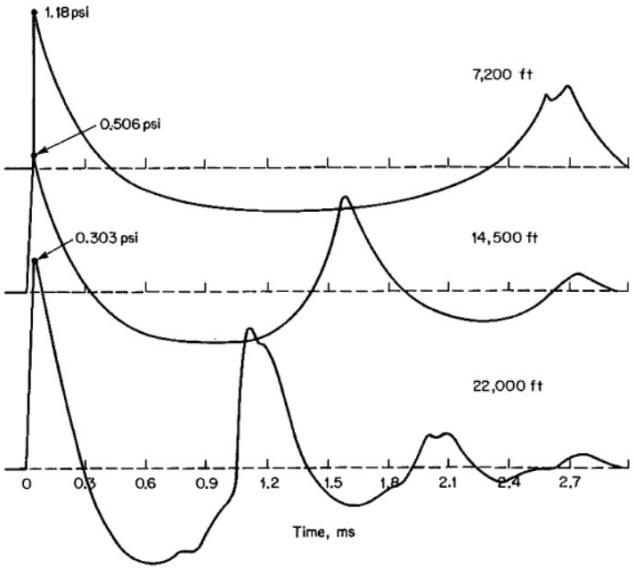


Figura 8.12. Presión para w=1 lb a diferentes profundidades, cerca de la superficie

8.4. Transmisión de señal

8.4.1. Intensidad Acústica

Para fuentes de señales localizadas debajo de la superficie del agua, el nivel de la fuente SL es una medida de la presión del sonido correspondiente con la intensidad acústica. Para cualquier tipo de sonido, el nivel recibido en un punto de interés es IL. Entonces IL es la relación entre SL y las pérdidas por transmisión TL (capítulo VII):

$$IL = SL - TL \tag{8.11}$$

donde IL es el nivel recibido en dB re $(1\mu Pa)^2/Hz$

De acuerdo a la teoría clásica de la acustica (Beranek, 1969), la intensidad acústica instantánea I se define como:

$$I\left[\frac{Watts}{m^2}\right] = \frac{p'^2}{\rho_w c_w} \tag{8.12}$$

Donde p' es la presión acústica instantánea, ρ_w y c_w la densidad acústica y la velocidad del sonido del medio en kg/m^3 y en m/s, respectivamente.

La medida de IL debe determinarse sobre el promedio de la intensidad I, obtenida sobre un promedio de tiempo de duración T. Entonces la Ecu.(8.12), toma la forma:

$$\left[\frac{Watts}{m^2}\right] = \frac{1}{T}\int_0^T \frac{p'^2(t)}{\rho_w c_w}\,dt \tag{8.13}$$

Si bien IL se basa en un promedio de la intensidad, se determina de la siguiente manera:

$$IL[dB\ re\ 1\mu Pa^2] = 10log\left(\frac{\bar{p}^2}{{p_{ref}}^2}\right) \tag{8.14}$$

donde $\bar{p}^2$ es el valor cuadrático medio de la presión del sonido y p_{ref} es la presión de referencia a $1*10^{-6}$ Pa(1 μPa).

8.4.2. Intensidad recibida por señales impulsivas

Si la fuente acústica es de naturaleza impulsiva como las generadas por una explosión, la señal recibida debe integrarse a lo largo de la duración de la misma. Para señales transitorias, se sugiere como una descripción de la señal recibida en términos de densidad de flujo de energía (Urick, 1983), E, como:

$$E[\frac{Joules}{m^2}] = \frac{1}{\rho_w c_w}\int_0^\infty p^2(t)dt \qquad (8.15)$$

Claramente la integración debe realizarse únicamente durante la duración de la señal recibida. Aplicando un limite temporal de tiempo T a la integración, y haciendo referencia a la Ecu.(8.13), se tiene:

$$E\left[\frac{Joules}{m^2}\right] = \frac{1}{\rho_w c_w}\int_0^\infty p^2(t)dt = I * T \qquad (8.15)$$

Que indica la relación entre intensidad y el flujo de densidad de energía.

En el caso de formas de ondas generadas por cargas SUS, la estimación para el ancho de banda de EL a 1 metro puede realizarse sobre una integración de la traza de la presión del sonido formado por la espiga inicial y la exponencial de decrecimiento,

$$EL = 10log\left[\frac{p_0^2 t_0}{2(p_{ref})^2}\right]\ dB\ re(1\ uPa)^2\ s \qquad (8.16)$$

Si se toman pulsos de varias burbujas de la detonación, se logra un cómputo de EL más preciso como se observa en la Tabla 8.3 (Jones et al., 2004).

SUS Tipo	Rango [m]	Presión pico $p_o(r_0)$ [Pa]	cte. de tiempo $t_o(r_o)$ [seg]	Ancho de banda Equivalente de energía dB re (1 uPa)^2 s
Mk 64	1000	8.200	0,095ms	155 dB
	5000	1.500	0,105ms	141 dB
	10000	740	0,109ms	135 dB
Mk 61	1000	25.000	0,26ms	169 dB
	5000	4.700	0,29ms	155 dB
	10000	2.300	0,30ms	149 dB

Tabla 8.3. Características de señales SUS a rango alto

8.5. Resumen del capítulo

El estudio de la acústica de alta intensidad en medio subacuático es bastante complejo ya que depende de factores tales como: teoría de los explosivos, químicos, termodinámica y mecánica de los fluidos de gases a altas temperaturas.

La detonación de una carga explosiva basada en TNT, genera una burbuja de gas que se expande a velocidades que superan la velocidad del sonido en el medio. La temperatura puede llegar a los 3.000°C y presiones de hasta $50*10^3$ atmosferas.

Esta perturbación se propaga en forma esférica en el medio circundante como una fuerte onda de choque, conducida y apoyada por los gases calientes. Al frente esférico se lo denomina "burbuja". Posterior a la detonación, la alta presión de la burbuja de gas decrece rápidamente, creando una depresión de presión que causa que los productos químicos del detonante que quedaron sin activarse, se concentren y como consecuencia de ello se produzca otra detonación de menor intensidad. El proceso se repite hasta que se hayan consumido por completo los productos químicos.

Durante el periodo 1945-53 se realizaron estudios de detonaciones basadas en TNT, obteniéndose ecuaciones para determinar la evolución de la presión generada por un frente de choque a determinadas distancias y profundidades de la fuente explosiva. Los ajustes de los modelos se llevaron a cabo con fotografías de las detonaciones.

Con la finalidad de simplificar el caculo de la evolución de la presión en función del tiempo se desarrollaron métodos gráficos. Posteriormente, se llegó a modelos semi empíricos que se acercaron con bastasante precisión a la realidad.

Con el propósito de unificar las cargas de TNT, se desarrolló un dispositivo denominado SUS que permitió disponer de patrones de referencia para distintas aplicaciones.

Como resultado de lo anterior, se modeló para las cargas SUS, el nivel de intensidad recibido a una cierta distancia de las mismas, el flujo de densidad de energía y a partir de las pérdidas por transmisión, determinar la energía recibida a la distancia de interés.

8.6. Problemas propuestos

8.6.1. Con las expresiones (8.3) y (8.4) determinar p_o y t_o para una carga explosiva basada en TNT de peso w=3 lb, situada a una distancia de r de la fuente = 330 ft.

8.6.2. Con los mismos datos del problema anterior, usar el método grafico para la determinación de p_o y t_o. Comparar resultados.

8.6.3. Repetir el ejemplo 8.4 usando la expresión (8.10). Comparar resultados.

8.6.4. Para una carga SUS de w=20 kg, que detona a 50 m de profundidad, determinar p_o, t_o y T para r =100m.

8.6.5. Determinar la intensidad I instantánea para ρ_w = 1048 kg/m3 y c_w =1480 m/s, sabiendo que la presión instantánea es p' = $6*10^{\wedge 5}$ Pa.

8.6.6. Determinar IL para $\bar{p}^2 = 4.5*10^{\wedge 6}$ Pa.

8.6.7. Para una carga Mk 54 (Tabla 8.1) determinar EL para r=20.000 m. Sabiendo que TL= 33 dB, obtener el nivel de presión sonora resultante a la distancia r.

8.7. Referencias

Arons, A. B., Yennme, D. R. (1948). Energy Partition in Underwater Explosion Phenomena. Rev. Mod. Phys., 20:519.

Arons, A. B. (1948). Secondary Pressure Pulses Gas Globe Oscillation in Underwater Explosion: I1. Selection of Adiabatic Parameters in the Terory of Oscillation, J. Acoust. Soc. Am.,20:277.

Arons, A. B., Yennme, D. R., Cotter, T. P. (1949). Long Range Shock Propagation in Underwater Explosion Phenomena 11, U.S. Navy Dept, Bur. Ord. NAVORD Rep. 478.

Arons, A. B. (1954). Underwater Explosion Shoch Wave Parameters at Large Distances from the Charge. J. Acoust. Soc. Am, 26:343.

Beranek, L. L. (1969). Acústica. Editorial Hispano Americana S. A. McGraw Hill Book C.

Chapman, N. R. (1988). Sources levels of shallow explosive charges. J. Acoust. Soc. Am. 84, 697-702.

Cole, R. H. (1948). Underwater Explosion. Prenceton University Press, 1ST Edition.

Constanzo, F. A. (xxx). Underwater Explosion Phenomena ans Shock Physics. Naval Surface Warfare Center Carderock Division, UERD.

Genau, M. A. (1965). Unpublished memorandum, U.S. Naval Ordenance Laboratory.

Jones, D., Clarke, A. (2004). Underwater sound Received From Some Defence Activities in Shallow Ocean Regions. Proceedings of ACOUSTICS.

Kinsler, (2000). Fundamentals of Acoustics, 4ed.

López Rubio, I. (2017). Equivalente TNT de diversos explosivos basado en la velocidad de choque. Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Minas y Energía. Proyecto de grado. Madrid, España.

Urick, R. J. (1983). Principles of underwater sound. MaGraw-Hill.

Slifko, J. P., (1967) Presion pulse characteristics of depp explosión as functions of depth and range. Naval Ordenance Laboratory NO 67-87.

Shin, Y.S. (2004). Ship shock modeling and simulation for far-field underwater explosion. *Comput. Struct*. **82**, 2211–2219.

Snay, H. G. (1957). Hydrodynamics of Underwater Explosions. Nav. Hydrodym. Publ. 515, chap. XIII; National Academy of Sciences

Capitulo IX

Emisión y Recepción de Señales Acústicas en Medio Subacuático Parte I: Transductores Acústicos

SUMARIO
9.1. Introducción
9.2. Definición
9.3. Modelo y Respuesta de un Transductor Acústico
9.4. Tipos de Transductores y sus Características Relevantes
9.5. Sonar
9.6. Resumen del capítulo
9.7. Problemas propuestos
9.8. Referencias

9.1. Introducción

En este capítulo mostraremos en forma escueta los diferentes tipos de sensores acústicos que pueden emplearse, fundamentalmente en los sistemas pulsados, haciendo hincapié en las diferencias fundamentales. Partiremos de la teoría del oscilador mecánico de dos grados de libertad, describiremos las ecuaciones fundamentales de operación, arribando al modelo mecánico de un transductor. A continuación se clasificaran los transductores de acuerdo al principio de funcionamiento, haciendo hincapié en los piezoeléctricos, con una breve introducción a las propiedades mecánicas, eléctricas y acústicas de las cerámicas piezoeléctricas. Posteriormente, basándonos en las layes físicas de la interferencia, difracción y de la teoría acústica de un transductor tipo pistón plano, modelaremos el campo acústico de un transductor, obteniendo el diagramas de radiación y directividad. Con estos conocimientos, analizaremos las hojas de datos de los fabricantes, a fin de poder seleccionar el mejor transductor según la aplicación. A lo largo del capítulo, por medio de ejemplos prácticos, se reforzarán los contenidos teóricos expuestos que se expondrán.

9.2. Definición

En general el nombre de sensor, se refiere a dispositivos diseñados para cuantificar o detectar parámetros específicos, por medio de elementos transductores. En un sensor, los transductores son los elementos que desarrollan la función de transformación de una magnitud física en otra. En el caso que nos atañe, la transformación de energía será de eléctrica-mecánica-acústica y viceversa, tal como se observa en la Fig. 9.1. En la parte superior se tiene el caso de un sensor emisor y en la parte inferior, el de receptor. Como veremos más adelante, los sensores pueden ser, de acuerdo a la aplicación, emisores, receptores o ambos. Para definirlos en esta obra, se utilizará la palabra *transductor* en forma genérica.

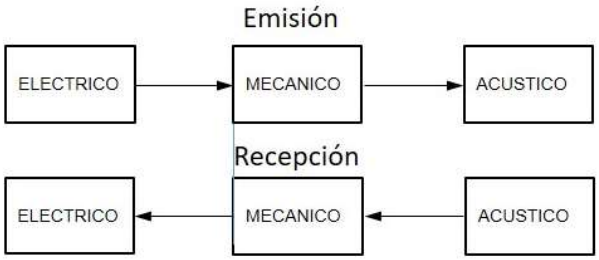


Figura 9.1. Concepto de transductor

9.3. Modelo y Respuesta Mecánica de un Transductor Acústico

Independientemente del tipo de transductor que se trate, pueden ser modelados desde el punto de vista mecánico (Sears, 1975) como un sistema compuesto por una masa *m*, un elemento viscoso *Rm* y un elemento resistivo K. La ecuación diferencial que rige al modelo de la Fig. 9.2 está dada por:

$$M\frac{d^2x}{dt} + Rm\frac{dx}{dt} + Kx = 0 \tag{9.1}$$

expresándola en forma compacta:

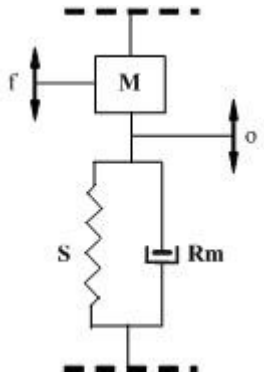


Figura 9.2. Esquema simplificado del modelo mecánico
de un transductor acústico

$$M\ddot{X} + Rm\dot{X} + Kx = 0 \tag{9.2}$$

La solución de esta ecuación es del tipo:

$$x = C \cdot e^{\lambda t} \tag{9.3}$$

donde C es **una** constante de proporcionalidad y λ una constante que debe ser determinada partiendo de la condición de que, la expresión (9.1) satisfaga a la (9.2). Calculando derivadas primeras y segundas de la Ecu.(9.1), introduciéndolas en la Ecu. (9.2) y operando, se tiene:

$$\lambda^2 M + \lambda Rm + K = 0 \tag{9.4}$$

cuyas soluciones son:

$$\lambda_1 = -\frac{Rm}{2M} \pm \sqrt{\frac{Rm^2}{4M^2} - \frac{K}{M}} \tag{9.5}$$

Definiendo a α como factor de amortiguamiento y a W_0 como frecuencia angular de oscilación, ambos del sistema, esto es:

$$\alpha = \frac{Rm}{2M} \tag{9.6}$$

$$W_0^{\ 2} = \frac{K}{M} \tag{9.7}$$

se tiene que la Ecu. (9.5) toma la forma

$$\lambda_{1,2} = -\alpha \pm w_0 \sqrt{\left(\frac{\alpha}{w_o}\right)^2 - 1} \tag{9.8}$$

Al factor:

$$\xi = \frac{\alpha}{w_0} = \frac{Rm}{2M} \tag{9.9}$$

se lo denomina factor de amortiguamiento del sistema. Reemplazando en la Ecu. (9.5), se tiene:

$$\lambda_{1,2} = -\xi\, w_0 \pm w_0 \sqrt{\xi^2 - 1} \tag{9.10}$$

De aquí surgen tres casos posibles según la relación:

0<ξ< 1	Sub amortiguado
ξ < 1	Sobre amortiguado
ξ = 1	Críticamente amortiguado

Evidentemente el caso que nos compete es el segundo. Haciendo:

$$W_d = \sqrt{w_0^2 - \alpha^2} \tag{9.11}$$

y definiendo nuevas constantes y operando, se llega a que la solución de (9.1) para la condición ξ < 1 es:

$$x(t) = x_0\, e^{-\alpha t} \cos\left(w_d\, t - \theta\right) \tag{9.12}$$

donde: x_0 representa la amplitud inicial máxima de oscilación y θ la fase inicial. La Fig. 9.3 muestra la respuesta normalizada de la Ecu (9.12) para una excitación pulsada. Un parámetro importante es el denominado tiempo de relajación, tiempo al cual la amplitud de la oscilación toma el valor del 36,8% de la amplitud máxima. Reemplazado en el primer miembro de (9.1)
$x(t) = \frac{1}{e}$ queda:

$$\frac{1}{e} = e^{-a\tau}$$

y por (3.6a)

$$\frac{1}{e} = e^{-\frac{Rm}{2M}\tau}$$

despejando τ, obtenemos:

$$\tau = \frac{1}{\alpha} = \frac{2M}{Rm} \tag{9.13}$$

En la Fig. 9.3 se muestra la respuesta de la Ecu. (9.12) para una excitación pulsada.

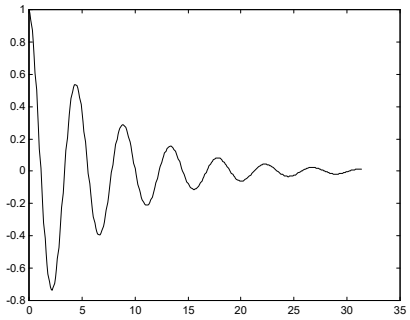


Figura 9.3. Respuesta de la Ecu. (9.12) ante una excitación pulsada para t >0

9.4. Tipos de Transductores y sus Características Relevantes

Existen diversas tecnologías para realizar esta función y en líneas generales podemos citar las siguientes:

- Electrostáticos
- Electromecánicos
- Piezoeléctricos

- **Electrostáticos**

Los Transductores electrostáticos o capacitivos, están constituidos por una lámina conductora elástica y tensada, que actúa como una de las placas de un capacitor eléctrico. La otra placa, que se sitúa a corta distancia de la anterior, es metálica y rígida, por ejemplo, una placa de aluminio (Fig. 9.4). Su superficie presenta ranuras circulares que forman cavidades en forma de anillos concéntricos. Al aplicar entre ellas una tensión oscilante, el campo eléctrico variable que se crea entre las pacas, produce fuerzas de atracción y repulsión que hacen vibrar la lámina elástica. En recepción, el capacitor se carga mediante una tensión continua, a un potencial determinado y son las vibraciones de la lámina elástica, las que modifican la capacidad del capacitor produciendo, entre sus electrodos, una señal de tensión variable. En este tipo de transductores la frecuencia de resonancia viene dada por (Kinsler et al., 1980):

$$f = \frac{n}{2l}\sqrt{\frac{T_p}{\rho}} \tag{9.14}$$

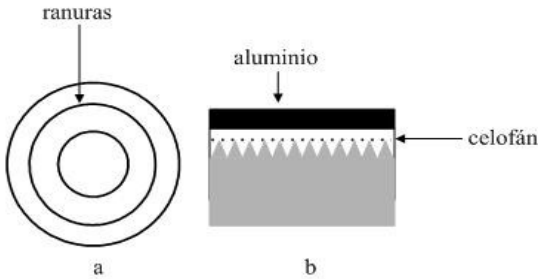


Figura 9.4. Elementos constitutivos de un transductor electrostático

donde l es el ancho de las ranuras, T_p la tensión aplicada a la lámina por unidad de perímetro y ρ su masa por unidad de volumen. Para el modelo eléctrico el factor de amortiguamiento del transductor toma la forma:

$$\alpha = \frac{R}{2L} = \frac{1}{\tau} \tag{9.15}$$

El valor de la tensión T_p es de difícil determinación debido a las características constructivas del transductor en cuestión, siendo por esa razón, más conveniente, realizar la respuesta en frecuencia y determinar la frecuencia en la cual tiene máxima sensibilidad. En la Fig. 9.5 se muestra la secuencia de emisión de ultrasonido para este tipo de transductores. En el caso de ser usado como transductor receptor, la secuencia es a la inversa. Su empleo está prácticamente limitado a aplicaciones en aire (medida de distancias, etc.), pues difícilmente, la membrana puede admitir oscilaciones superiores a los 40 kHz.

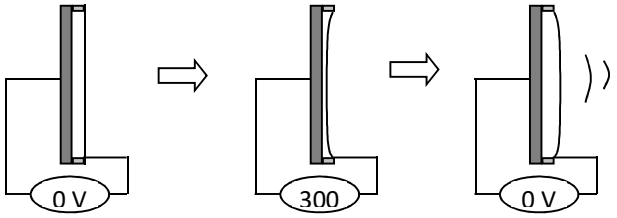


Figura. 9.5. Principio de un transductor capacitivo.

- **Electromagnéticos**

Los transductores acústicos electromagnéticos (EMAT, Electro Magnetic Acoustic Transducer), aprovechan la ley de fuerzas F a las que se ve sometida una corriente eléctrica I en un campo magnético B tal como lo establece la ley de Lorentz Fig. 9.6. Para una máxima eficiencia, las direcciones del campo y la corriente deben ser perpendiculares entre sí, siendo la fuerza que se crea sobre la corriente perpendicular a ambos. La corriente eléctrica se induce en el material mediante una pequeña bobina, a la que se excita con una frecuencia igual a la del sonido a generar. Análogamente, en recepción, las vibraciones del material se detectan como variaciones de tensión en la bobina.

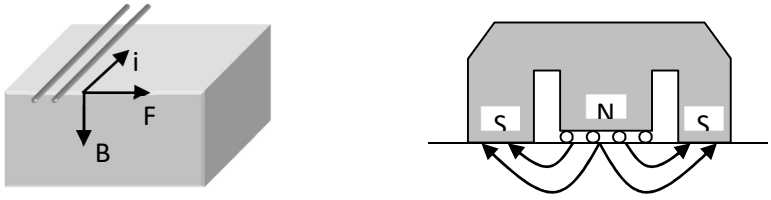


Figura 9.6 Principio de funcionamiento de un transductor EMAT. A la derecha, diagrama constructivo

- **Piezoeléctricos**

Los transductores piezoeléctricos se basan en el efecto que lleva su nombre descubierto en 1880 por J. y P. Curie. Cuando a un material piezoeléctrico se lo somete a un esfuerzo mecánico, se generan potenciales eléctricos entre sus caras. Estos mismos materiales muestran el fenómeno inverso, esto es, al aplicarles un potencial eléctrico sufren una deformación mecánica (Randeraat, 1974). Esta dualidad de uso, ha hecho muy popular el

empleo de este tipo de transductores: entre otras cosas facilita que un mismo transductor actúe como generador y como detector de ultrasonidos (emisor-receptor), permitiendo técnicas de inspección por pulso-eco. Entre otras posibles aplicaciones este efecto viene siendo utilizado para la generación y recepción de ondas acústicas. Así, cuando a un material piezoeléctrico se le somete a un potencial eléctrico oscilante, las deformaciones que sufre (compresión-dilatación o de otro tipo) son transmitidas al medio elástico que le rodea (aire, agua, sólido). Si la frecuencia de oscilación supera los 20 kHz, la onda acústica así generada, es ultrasonido que se propagará por el medio al que se acopla el transductor. Desde el punto de vista de las aplicaciones con este tipo de sensor, la frecuencia de oscilación se sitúa en el rango 20 kHz a 100 MHz. Análogamente, las vibraciones que se transmitan desde un medio elástico a un material piezoeléctrico, producirán en éste pequeñas deformaciones que se transformarán en señales eléctricas por el efecto piezoeléctrico. El cristal de cuarzo es uno de los materiales piezoeléctricos más conocidos, y se encuentra en la naturaleza (así como la turmalina y otros). En la actualidad, los cristales naturales se utilizan poco para la realización de transductores, prefiriéndose materiales cerámicos sintetizados, entre los que destacan compuestos de plomo, zirconio y titanio (PZT), siendo los más utilizados. Otros materiales de uso común son el titanato de bario, el metaniobato de plomo y el sulfato de litio, cada uno de ellos con propiedades diferentes desde el punto de vista de la generación y recepción del sonido (ver capítulo X). En la actualidad se están desarrollando nuevos dispositivos de transducción de altas prestaciones utilizando materiales compuestos, existiendo una intensa labor investigadora en este campo. Las cerámicas piezoeléctricas presentan una amplia variedad en los valores de las constantes elásticas, eléctricas y piezoeléctricas. Además, los materiales cerámicos se pueden fabricar en una extensa gama de formas y tamaños y su eje de polarización puede orientarse según la geometría y el modo de vibración deseado. Actualmente, los materiales cerámicos más conocidos y utilizados, son los que se conocen con el nombre de PZT constituidos por titanatos zirconatos de plomo. Existen otras composiciones comerciales basadas en titanatos de bario, metaniobatos de plomo, niobatos de sodio, etc. La posición lider de los PZT se debe a su potente efecto piezoeléctrico y elevado punto de Curie, junto a la amplia gama de propiedades que ofrecen con pequeños cambios en su composición. Las composiciones conocidas comercialmente como PZT-4 y PZT-8 son particularmente adecuadas para transductores de potencia. En especial, la PZT-8 presenta pérdidas dieléctricas y mecánicas, notablemente bajas para alto niveles de excitación (Kino, 2000). En la Tabla 9.2 se presentan las principales características y aplicaciones de los tipos más conocidos de PZT. En ella, se puede observar cómo los diferentes tipos, que corresponden a distintas composiciones, presentan características diversas.

9.4.1. Modelo Eléctrico, Factor de Mérito y Acoplamiento de un Transductor Piezoeléctrico

Un transductor piezoeléctrico se puede describir por el circuito representado en la Fig. 9.7, en el que C_o y Ro son, respectivamente, la capacidad y resistencia eléctrica del elemento piezoeléctrico.

Ambos componentes aparecen en paralelo con una rama serie, que incluye las impedancias mecánicas convertidas (Fig. 9.7). Estas impedancias son: una inductancia M debida a la masa del transductor, una capacidad Cm debida a la compliancia, una resistencia de radiación Rm_R (en vacío = 0) y una resistencia Rm_L debida a las pérdidas mecánicas en el transductor, a y k, una constante del modelo (Kinsler et al, 2000) y el factor de acoplamiento, respectivamente.

Material	Características	Aplicaciones
Titanatos zirconatos de plomo		
PZT-4	Alto acoplamiento, alta permitividad, buenas propiedades con alta excitación eléctrica	Sonar y ultrasonido de potencia
PZT-5A	Alto acoplamiento, muy alta permitividad, alta compliancia	Transductores para END, diagnóstico e hidrófonos
PZT-6B	Muy alto Q mecánico, buena estabilidad	Filtros para ondas eléctricas
PZT-8	Muy buenas propiedades con alta excitación eléctrica	Transductores para ultrasonido de potencia
Niobatos		
$Pb(NbO_3)_2$	Buena permitividad, muy bajo Q mecánico	Transductores para END y diagnóstico médico
$NaK(NbO_3)_2$	Baja compliancia (alta velocidad de la onda)	Líneas de retardo
Titanato de bario	Bajo punto de Curie	Transductores de ultrasonido en general

Tabla 9.2.- Características principales y aplicaciones de las cerámicas piezoeléctricas.

A los fines prácticos, normalmente se trabaja con el circuito equivalente mostrado en la Fig. 9.8.

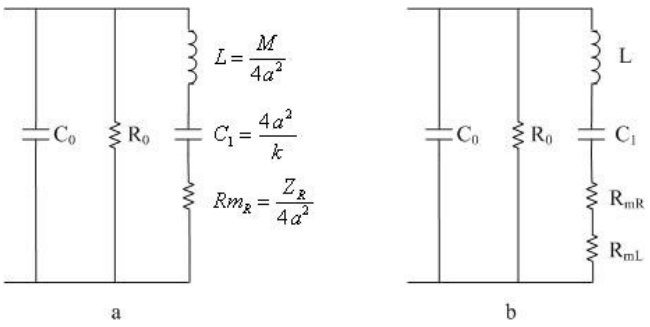


Figura 9.7. Circuito equivalente eléctrico-mecánico- acústico de un transductor piezoeléctrico

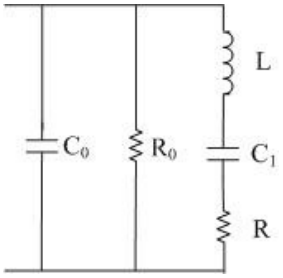


Figura 9.8. Circuito equivalente práctico de transductor piezoeléctrico

Cuando se excita el transductor por medio de un pulso de corta duración (que en general depende de su frecuencia natural de oscilación de la cerámica), la vibración de éste persiste con un amortiguamiento progresivo en forma de senoide exponencialmente decreciente. La extensión de esta zona (distancia) está determinada principalmente, por los valores de Rm y M en el modelo mecánico y L y C en el eléctrico. Haciendo las analogías con el modelo mecánico, se llega a un conjunto similar de ecuaciones, donde la única diferencia radica en la capacidad C_0, por ello, se tienen dos frecuencias; de resonancia (resonancia serie) y la de antiresonancia (resonancia paralelo). La función de transferencia de la admitancia del modelo eléctrico simplificado en el dominio S está dada por (Pueyo, 1982), (Randeraat, 1974):

$$Y(S) = SC_2 + \frac{1}{SL_1 + \frac{1}{SC_1}} \tag{9.16}$$

siendo la impedancia:

$$Z(S) = \frac{S^2 LC_1 + 1}{S\left(S^2 LC_1 C_2 + C_1 + C_2\right)} \tag{9.17}$$

De esta última, observamos que los polos (resonancia serie) y los ceros (resonancia paralelo) están dados por:

$$\begin{aligned} f_{cero} &= \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L \cdot C_1}}, \quad f_{polo} = \sqrt{L\frac{C_0 + C_1}{C_0 \cdot C_1}} \\ f_{polo} &= f_{cero}\sqrt{1 + \frac{C_1}{C_0}} \\ C_1 &= C_0\left[\left(\frac{f_{polo}}{f_{cero}}\right)^2 - 1\right], \quad L_1 = \frac{1}{C_1\left(2\pi f_{cero}\right)^2} \end{aligned} \tag{9.18}$$

donde: f_{cero} y f_{polo} son las frecuencias de resonancia y anti resonancia, respectivamente. A partir de la definición del Q eléctrico, se tiene:

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{L\,2\pi f_0}{R}, \quad \Rightarrow \quad R = \frac{2\pi f_0 L}{Q} \tag{9.19}$$

Como se desprende de lo anterior, los parámetros que rigen la evolución temporal del transductor son características propias y por lo tanto invariables una vez que éste ha sido construido. En la Fig. 9.9 se muestra el módulo de la impedancia en función de la frecuencia de un transductor piezoeléctrico con una frecuencia de resonancia fo= 36.5 kHz, Δf= 2 kHz, Q= 18,25. Existen métodos de laboratorio para determinar las características eléctricas de transductores piezoeléctricos (Randeraat, 1974), (Veca, 1994).

9.4.2. Radiación de un Transductor tipo Pistón

En general, la radiación producida por la vibración de una superficie extendida, tales como pistones, diafragmas, etc., no tienen el patrón de radiación esférico simétrico, característico de una fuente simple. La presión

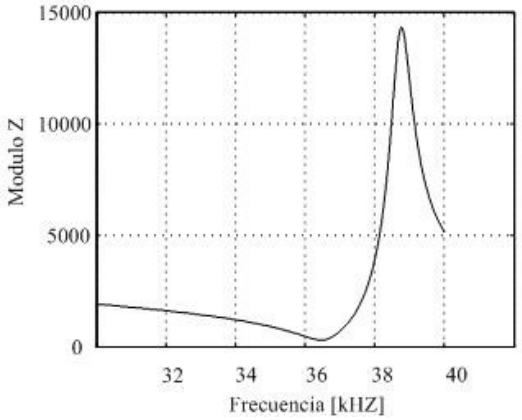


Figura 9.9. Impedancia en función de la frecuencia

producida en un punto por una fuente de este tipo es, sin embargo, la suma de presiones que producirían una asociación de fuentes simples. Es de esperar que fuentes de este tipo, tengan características direccionales definidas si sus dimensiones lineales son comparables con la longitud de onda. A la distancia z, la relación entre la presión y el ángulo γ está dada por:

$$P = 2\,P_Z \frac{J_1(X)}{X}$$

$$donde \qquad (9.20)$$

$$X = \pi\left(\frac{D}{\lambda}\right) sen\,\gamma$$

$J_1(X)$ representa la función de Bessel (Kinsler et al., 2000) de primer orden y P_Z es el valor sobre el eje z, D el diámetro de la cerámica y λ la longitud de onda. Se tiene:

$$\frac{J_1(X)}{X} = 1 \qquad (9.21)$$

Ejemplo 9.1

Para un transductor con D= 24 mm, λ=1.5 mm y un ángulo comprendido entre -15º ≤ γ ≤ 15º, graficar el patrón de radiación usando la Ecu.(9.20). En la Fig. 9.19 se tiene el patrón de radiación y a la derecha la representación polar.

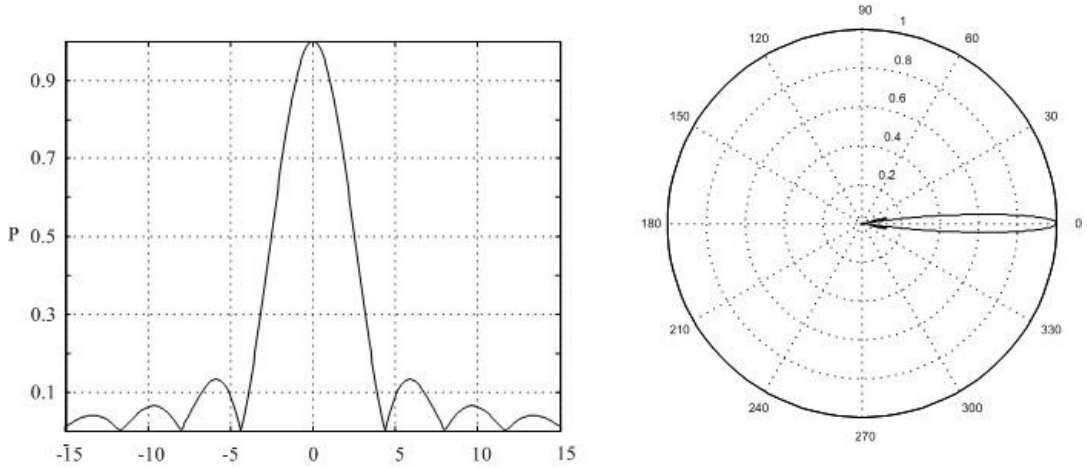


Figura 9.19. Patrón de radiación y Polar

Como se desprende de la figura, el patrón de radiación está compuesto por un lóbulo principal y lóbulos secundarios de menor amplitud. El mayor porcentaje de energía radiada corresponde al lóbulo principal. El primer cero se encuentra en:

$$J_1(\pm 3.83) = 0 \tag{9.47}$$

El ángulo de divergencia γ_0 puede obtenerse a partir del primer cero de la función:

$$sen\,\gamma_0 = \frac{3.83\,\lambda}{\pi\,D} \tag{9.48}$$

o

$$\gamma_0 = sen^{-1}\left(1.21\frac{\lambda}{D}\right) \tag{9.49}$$

Si *a* es el radio del transductor, esto es, a= D/2, cuando a es un número grande de longitudes de onda, el haz en campo lejano es altamente directivo, consecuentemente, cuando a es pequeño, el haz se expande considerablemente. En efecto, cuando a es aproximadamente 1,5 λ, o menor, el ángulo de divergencia es mayor de 90º y el haz radiado presenta un diagrama de radiación hemisférico. A continuación, el código de simulación.

```
function pre_rad_pcir1(D,lambda,gama_min,gama_max)
fac=pi/180; gamma_min=gamma_min*fac;
gamma_max=gamma_max*fac; rel=D/lambda;
gamma=-gamma_min:0.0017:gamma_max;
X=pi*rel*sin(gamma);
P=abs(2*Besselj(1,X)./X);
fac=180/pi;
gra=gamma*fac;
figure(1);plot(gra,P,'k',); xlabel('Angulo de apertura [Grados]')
ylabel('P')
end
```

Figura 9.20. Código de simulación

Ejemplo 9.2

Graficar simultáneamente el patrón de radiación para D/λ = 16, 8 y 4. De la Fig. 9.21 verificamos que, a medida que disminuye la relación D/λ, crece el ancho del lóbulo principal.

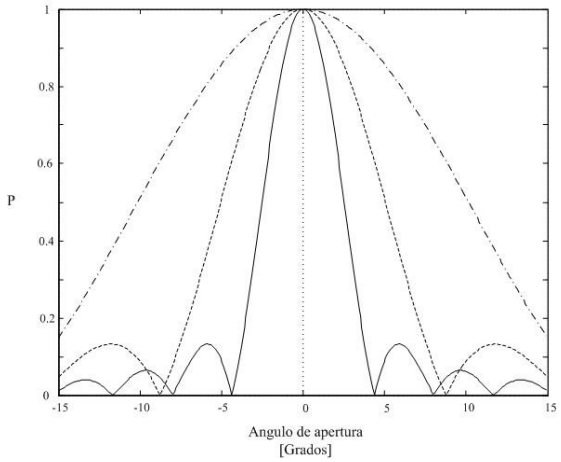


Figura 9.21. Patrón de radiación. Línea continua para D/λ = 16, línea con puntos para D/λ = 8, línea con punto y raya para D/λ = 4.

9.4.3. Excitación Pulsada y Resolución Axial

Si un transductor piezoeléctrico es excitado con un impulso de tensión tal como, el obtenido por una rápida descarga de un capacitor usando un circuito similar al de la Fig. 9.22, la onda de presión radiada por el transductor deberá tener la forma de una sinusoide decayendo exponencialmente con el tiempo. Mientras no exista pulso de excitación en la llave L, el capacitor C se carga a la tensión V a través de la resistencia Rc. Cuando la llave recibe el pulso, el capacitor se descarga rápidamente a masa, llevando consigo el terminal positivo del transductor también a masa. La resistencia Rd, llamada resistencia de damping (amortiguación), ayuda a controlar la pendiente del flanco descendente de la respuesta del transductor. La Fig. 9.23 muestra la forma de onda de la presión radiada por el transductor.

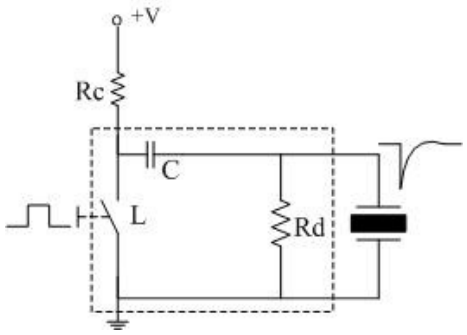


Figura 9.22. Circuito para excitar en forma pulsada a un transductor piezoeléctrico

La línea con puntos representa la envolvente de la onda de presión. La flecha indica el instante de tiempo donde se cierra la llave. La tasa de decaimiento de la envolvente es proporcional a las pérdidas en el transductor, por ello es natural esperar que esté relacionada con el Q de la cerámica.

Si bien la Ecu. (9.19) expresa una definición del Q, para este caso es necesario relacionar el Q con las pérdidas de energía por ciclo de resonancia (Randeraat, 1974):

$$Q = \frac{Energía\ almacenada}{Pérdida\ de\ energía por\ ciclo} 2\pi \tag{9.50}$$

Si representamos con J la energía almacenada en el cristal, la expresión anterior puede expresarse en forma diferencial como:

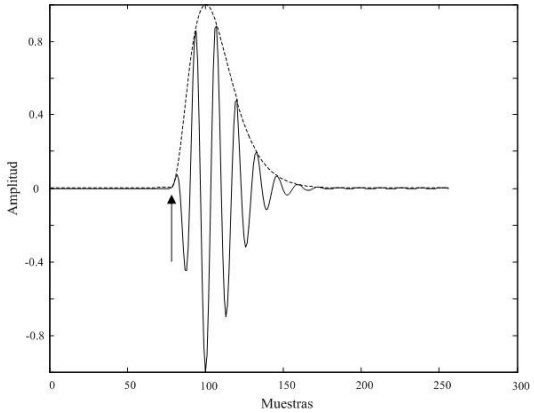


Figura9.23. Forma de onda de la presión radiada por el transductor ante una excitación pulsada

$$\frac{dJ}{dt}\frac{1}{f_0} = -\frac{2\pi J}{Q} \tag{9.51}$$

donde f_0 es la frecuencia de resonancia. La solución para la Ecu. (3.51) es una función que decae exponencialmente con el tiempo:

$$J = J' e^{-\gamma t} \tag{9.52}$$

Sustituyendo J en la Ecu. (9.51), despejamos γ en función del Q:

$$\gamma = \frac{2\pi f_0}{Q} = \frac{w_0}{Q} \tag{3.53}$$

Dado que la potencia de salida de un transductor es proporcional a la energía almacenada en sus oscilaciones y debido a que, la magnitud de la presión radiada es proporcional a la raíz cuadrada de la potencia en la onda, es posible escribir:

$$P = P_0 e^{-\frac{\lambda}{2}t} = P_0 e^{-\left(\frac{w_0}{2Q}\right)t} \tag{3.54}$$

Entonces, un alto Q ocasiona un alto tiempo de resonancia, mientras que un Q bajo, da una onda de presión de corto tiempo. Como regla práctica, podemos decir que el número de

ciclos contenidos en la onda de potencia, es numéricamente aproximado al Q del transductor.

Por propiedades de la función exponencial decreciente, el tiempo al cual se toma como extinción de la oscilación t' es cuando, la oscilación ha disminuido al 0,208 de su valor inicial, esto es, la presión a disminuido a $e^{-\pi/2}$=0,208:

$$\frac{w_0}{2Q}t' = \frac{\pi}{2} \tag{9.55}$$

entonces,

$$t' = \frac{Q}{2f_0} \tag{9.56}$$

A partir de lo anterior surge una pregunta: ¿es deseable tener un transductor con alto o bajo Q? Evidentemente depende de la aplicación. Si se trabaja con técnicas pulsadas, pulso-eco, conviene que el Q sea bajo. Pulso-eco significa enviar al medio una onda de presión como la generada por las Figs. 9.24 y 9.25 y esperar la reflexión de la misma en algún objeto o blanco. (Este tema se tratará con detalles a partir del capítulo X). La conveniencia de tener un transductor de bajo Q está relacionada con la denominada *Resolución Axial*. Por resolución axial se entiende la capacidad de medida del instrumento usado para resolver o detectar dos objetos cercanos (poca separación entre ellos) sobre el eje axial o eje de la dirección en la que es emitida la onda de presión del transductor, ver Fig. 9.24). Con otras palabras: Resolución axial es la capacidad para discriminar dos reflectores que se encuentran alineados con el eje del transductor.

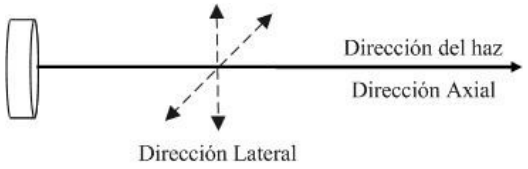


Figura 9.24. Direcciones relacionadas con la propagación del haz desde el transductor

La Fig. 9.25 muestra la secuencia temporal de pulsos reflejados desde dos interfaces separadas por una pequeña distancia. Se puede decir que cuando los dos límites están separados en la dirección longitudinal, a una distancia igual o mayor que la resolución axial, se pueden resolver como reflectores separados.

Cuando la distancia es menor, los ecos se confunden. La figura muestra cuatro instantáneas sucesivas de las posiciones y longitudes de ecos de dos interfaces estrechamente espaciadas. Cuando d se reduce hasta el punto donde los ecos se superponen, d es igual a la resolución axial.

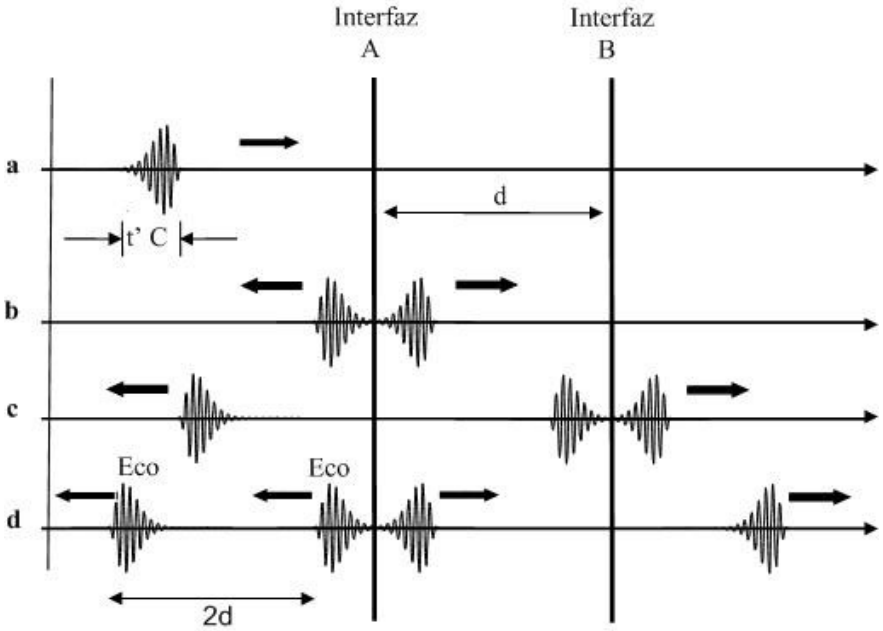


Figura 9.25. Resolución Axial. Posiciones temporales y longitud de los ecos.

Como hemos visto en la Ecu. (9.56), el tiempo de duración efectiva del pulso emitido está relacionado con el Q. Esta ecuación puede ser reescrita para resolución axial, partiendo de la longitud efectiva de la onda de presión:

$$RA \approx \frac{Q\,C}{4\,f_0} \tag{9.57}$$

El factor 4 que afecta al denominador surge de la división del tiempo por dos por trabajar con pulso-eco (ver capítulo X). La expresión anterior puede escribirse en términos de longitud de onda:

$$RA \approx \frac{Q\,\lambda}{4} \tag{9.58}$$

Esta expresión muestra que la RA es función del Q del transductor y de la longitud de onda usada. Cuanto menor la longitud de onda, dispondremos de menor RA. Podremos observar pequeños detalles de objetos próximos. Por supuesto, aumentando la frecuencia, tendremos el límite de penetración debido a la atenuación y problemas de dispersión y scattering por la interacción de reflexiones causadas por reflectores cercanos. Entonces, la longitud de onda no puede ser tan pequeña como se nos ocurra. El producto Qλ debe ser una relación de compromiso.

9.4.4. Parámetros de Calidad de las Imágenes Acústicas

De los parámetros principales que definen la calidad de una imagen acústica, se tiene:

- *Resolución axial* o capacidad para discriminar dos reflectores que se encuentran alineados con el eje del transductor (tema ya abordado). Este parámetro depende del ancho de banda del pulso ultrasónico, de manera que al generar pulsos con

pocos ciclos mejora la resolución axial de la inspección. La Fig. 9.26 muestra los ecos procedentes de las caras 1 y 2 de una placa estrecha. Los ecos resultan claramente distinguibles cuando se utilizan pulsos de corta duración, en cambio, con pulsos más largos, los ecos provenientes de las caras de la placa se superponen, por lo que se dificulta la evaluación.

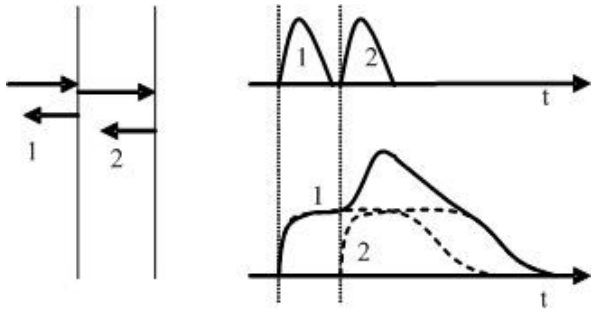


Figura 9.26. Ecos de una placa al variar el ancho de banda de los pulsos emitidos

- *Resolución lateral* o capacidad para separar dos puntos que están en una recta perpendicular a la dirección de propagación de la señal acústica. La resolución lateral viene dada por el ancho A del frente acústico utilizado. Para puntos del campo cercano, el ancho del frente acústico A es constante e igual al diámetro del transductor (A = D), y para puntos del campo lejano el ancho del haz acústico aumenta linealmente con la distancia al transductor ($A = 2\lambda Z/D$).

La Fig. 9.27 muestra el esquema de un barrido pulso-eco en la dirección X, para obtener la imagen ultrasónica de dos puntos reflectores. En ella se muestran dos ejemplos con distintas separaciones entre reflectores; para cada ejemplo, se muestran tres posiciones del transductor que realiza el barrido y la aproximación geométrica del frente ultrasónico en cada posición. A la derecha de la figura se muestra la señal de eco y el corte lateral, obtenido al representar para la coordenada X el valor de pico del eco. En el primer caso, la separación entre los puntos es inferior al ancho A del haz, por lo que resultan indistinguibles en el corte lateral. En cambio, cuando la distancia entre los puntos es superior al ancho del haz, éstos resultan perfectamente observables en la imagen.

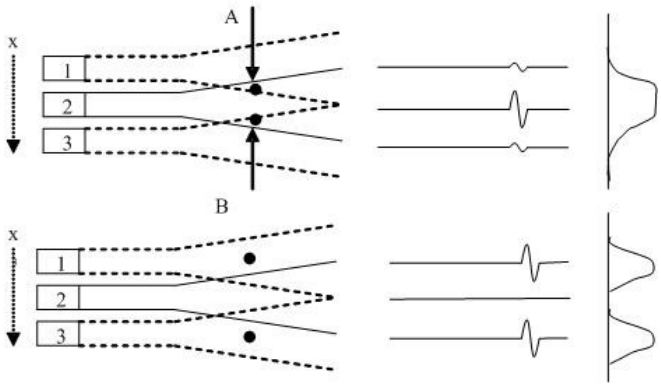


Figura 9.27. Barrido lateral mostrando: A- dos puntos muy juntos indistinguibles. B- dos puntos distinguibles

- *Rango dinámico*

El rango dinámico o capacidad para separar los pulsos acústicos del ruido existente en la señal. Para lograr un buen rango dinámico, hay que mantener niveles altos de las señales ultrasónicas, mediante el diseño correcto del experimento: transductor, frecuencia y ancho de banda de los pulsos acústicos, medio de acoplamiento, etc. La reducción del ruido mediante procesamiento de las señales, cumple un roll importante en este aspecto.

9.4.5. Características constructivas y variantes de Transductores Piezoeléctricos

Hasta el momento, nos hemos concentrado en los aspectos físicos de los transductores piezoeléctricos. A continuación describiremos los aspectos referidos a la construcción y utilización de los mismos. También veremos la información técnica que ofrecen los diferentes fabricantes. Por los aspectos constructivos, los transductores piezoeléctricos se dividen en principio, en aquellos que se usan en el aire y en medios gaseosos y los que se emplean en medios fluídicos y materiales. A su vez, dependiendo de la aplicación pueden estar compuestos por una o dos cerámicas.

Otra información importante que da el fabricante está relacionada con las características de directividad y respuesta en frecuencia. La Fig. 9.28 muestra el diagrama de directividad de dos transductores El primero, presenta importantes lóbulos laterales, que deben tenerse en cuenta a la hora de la aplicación. Las características de respuesta en frecuencia se indican en la Fig. 9.29.

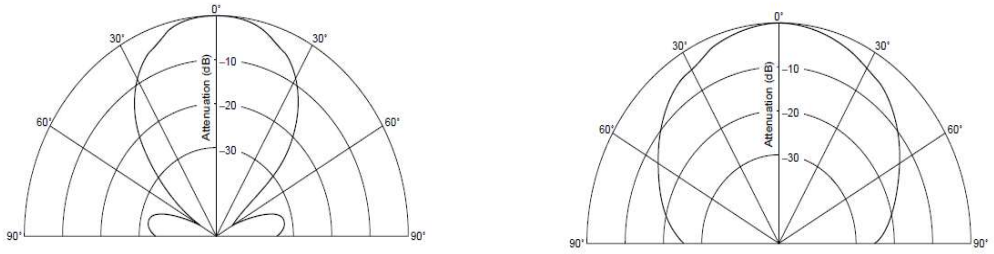


Figura 9.28. Diagramas de directividad

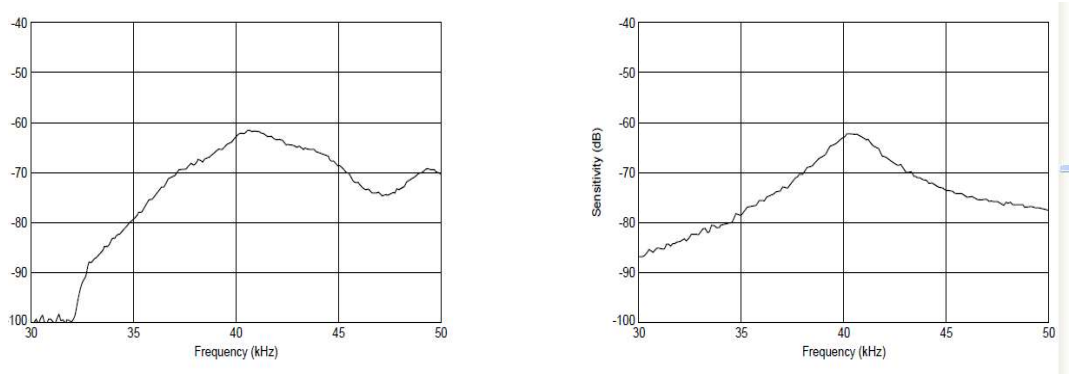


Figura 9.29. Respuesta en frecuencia

9.4.6. Características temporales y frecuenciales

Los fabricantes de transductores ponen a disposición del usuario las características tanto en el dominio del tiempo como en el dominio frecuencial. En la Fig. 9.30 se muestra un

ejemplo de la información en el dominio del tiempo donde se observan las características de amplitud de dos respuestas temporales del mismo transductor, bajo condiciones de gran amortiguamiento o amortiguamiento natural, registros superior e inferior, respectivamente.

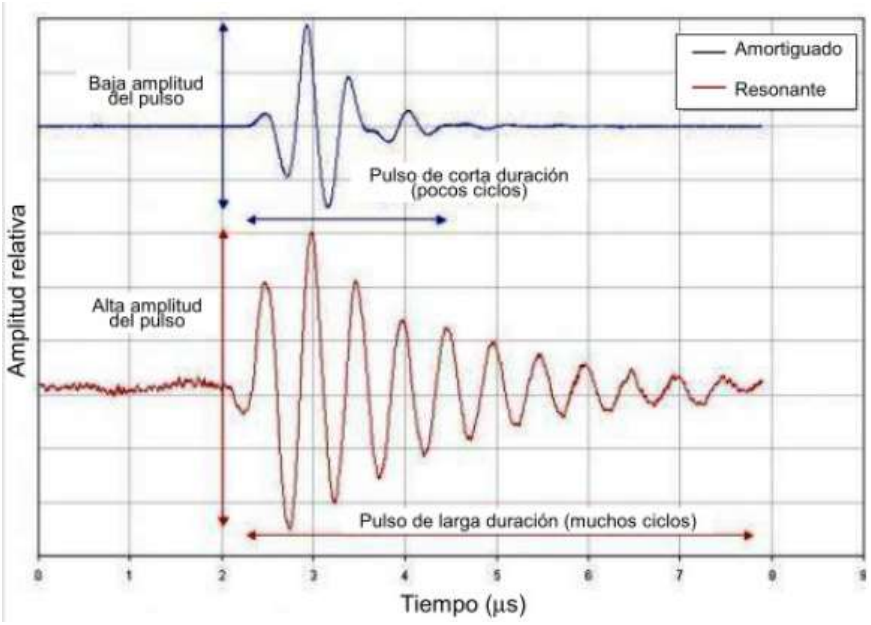


Figura 9.30. Dominio temporal. Superior, amortiguado. Inferior, resonante

Para el mismo transductor y para las mismas condiciones de excitación, en la Fig. 9.31 se puede observar las características frecuenciales, es decir, el módulo de la transformada de Fourier. El ancho de banda se determina para el punto de -6 dB.

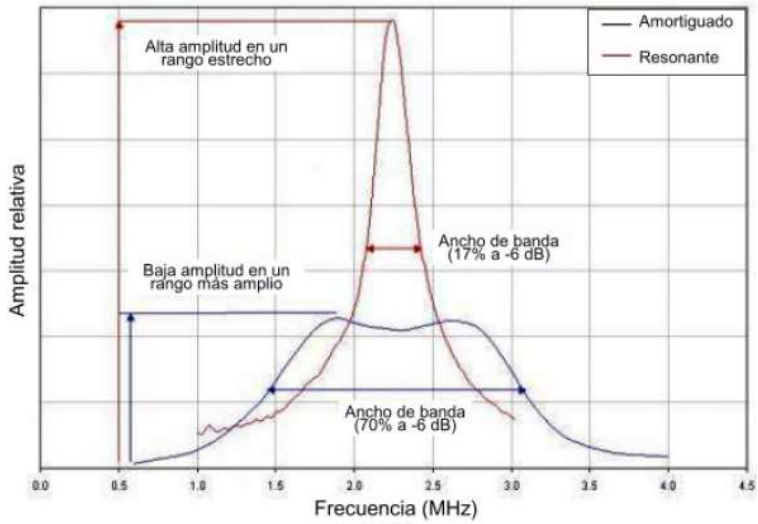


Figura 9.31. Dominio frecuencial. Respuesta angosta, resonante. Respuesta plana, amortiguado

9.4.7. Otros tipos de Transductores Piezoeléctricos

9.4.7.1. Membranas PVDF

PVDF son las siglas de polyvinylidenedifloride. Se trata de un material basado en polímeros con propiedades piezoeléctricas muy interesantes, debido fundamentalmente a su flexibilidad y al hecho de que su impedancia acústica es mucho más baja que el de las cerámicas piezoeléctricas. Presentan bajo acoplamiento electromecánico y constantes

dieléctricas muy bajas que disminuyen con el aumento de la frecuencia (Lum, 1996). Se fabrican y comercializan en espesores que, de acuerdo a la aplicación, están comprendidos entre 9μm y 400 μm. Se están usando para realizar sensores de referencia, hidrófonos, generadores de banda ancha y transductores para aire, tal como se detalla a continuación.

- *Hidrófonos:* Por hidrófono se entiende un "micrófono" acústico puntual de tamaño muy reducido altamente direccional que se emplea para obtener el lóbulo de radiación de un emisor de ultrasonido sumergido. El hidrófono está montado en el extremo de una vaina en forma de tubo que permite el montaje y dentro de la misma pasan los conductores que van al sistema de amplificación (Fig. 9.32) sobre un sistema de movimiento x-y-z. En esta aplicación normalmente se emplean membranas de 9 μm de espesor y 400 μm de diámetro. La membrana está unida a un soporte de acero inoxidable, y la conexión a tierra se realiza a través de un electrodo Cr/Au evaporado. Tomando como referencia una membrana PVDF de 9 μm de espesor, el ancho de banda se encuentra en el orden de 140 MHz que lo hace atractivo pues va mucho más allá del límite de frecuencia de los transductores piezoeléctricos normales (Xiang, 1996).

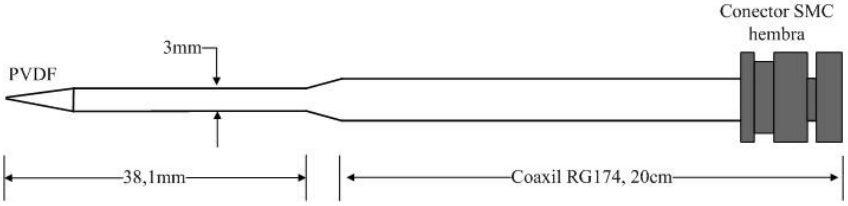


Figura 9.32. Hidrófono con PVDF

- *Generadores de banda ancha:* Muchas veces es necesario transmitir a través de una amplia gama de frecuencias en lugar de sólo recibir como es en el caso del hidrófono. Una vez más se destacan las propiedades únicas de las membranas PVDF y de sus copolímeros que presentan buena adaptación de impedancia de la membrana al agua. Se utilizan como generadores de banda ancha orientados a la calibración de hidrófonos, entre otras aplicaciones. En la Fig. 9.33 se muestra el esquema de un generador de banda ancha basado en membranas PVDF.

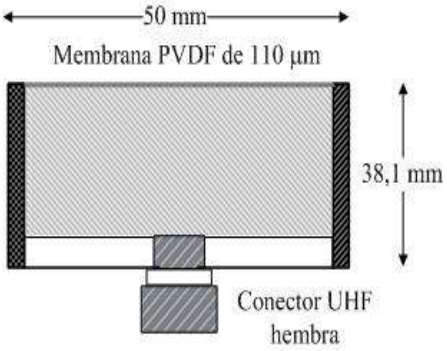


Figura 9.33. Dimensiones de un generador de banda ancha PVDF

9.4.7.2. Transductores piezoeléctricos Langevin

El transductor piezoeléctrico más característico empleado en aplicaciones de potencia es el que se conoce como transductor Langevin, cuya estructura proviene de la de un transductor piezoeléctrico de cuarzo diseñado originalmente por Langevin.

Cuando se emplearon por primera vez las cerámicas piezoeléctricas para traductores acústicos de banda estrecha a bajas frecuencias, el transductor consistía en un simple bloque cerámico. Sin embargo, esta solución no resultó ser muy útil debido a la baja resistencia mecánica, a la tensión de las cerámicas y a las dimensiones necesarias para que el bloque cerámico fuese resonante a bajas frecuencias.

Estas dificultades motivaron la reutilización y adaptación a las cerámicas del diseño de Langevin realizado para el cuarzo (Radmanovic, 2004), (Chacon, 2011). Este diseño (ver Fig. 9.34), consta de una estructura formada por dos anillos cerámicos del mismo espesor, dispuestos entre dos cilindros metálicos, formando una especie de sándwich que vibra extensionalmente a media longitud de onda. Esta estructura queda fijada a través de un tornillo que aumenta la resistencia a la tensión de las cerámicas y permite trabajar a los distintos materiales como si fueran uno.

Cuando se emplea una pareja de cerámicas, estas se colocan con las polarizaciones en sentidos opuestos y separadas por un electrodo conectado al terminal de alta tensión del generador eléctrico (Fig. 9.35). Este electrodo está situado exactamente en el plano central de la estructura y corresponde al plano nodal de vibración.

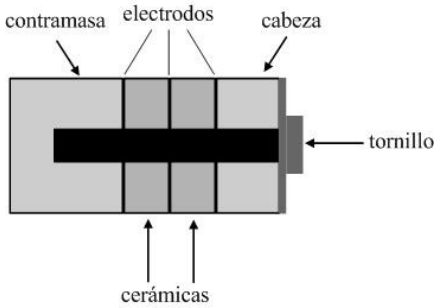


Figura 9.34. Esquema de un transductor Langevin

El acoplamiento entre las cerámicas y los cilindros metálicos, se realiza pre-comprimiendo la estructura en la dirección axial mediante un tornillo. Esta pre-compresión aumenta la resistencia a la tensión de la estructura en general y de las cerámicas en particular.

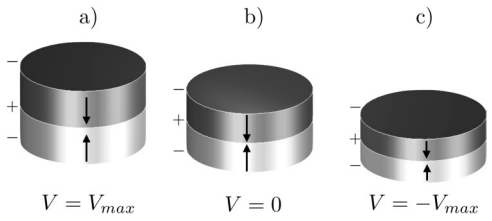


Figura 9.35: Comportamiento de un par de discos piezoeléctricos conectados en serie con la polaridad longitudinal invertida. Las flechas representan la dirección de la polarización de los discos piezoeléctricos

De acuerdo a la Fig. 9.34 además de las cerámicas se tiene:

- Contramasa (Backing): Se trata de un cilindro metálico posicionado en la parte trasera del elemento activo. El material del cilindro suele ser normalmente acero, el cual posee alta densidad y actúa como un gran atenuador, capaz de controlar las vibraciones del transductor, absorbiendo la energía que se produce en la parte

trasera del elemento activo. De la adaptación de impedancias entre la contramasa y el elemento activo dependerá la resolución y la sensibilidad del transductor.

- Cabeza (Matching): Se trata de otro cilindro metálico ubicado entre el elemento activo y el medio de transmisión, cuya función es proteger a las cerámicas del entorno y, además, servir de transformador acústico acoplando las impedancias acústicas del elemento activo y el medio. El espesor necesario para conseguir este efecto es de 1/4 de la longitud de onda emitida. El material más común para este tipo de placa es el aluminio con una impedancia acústica de $17{,}1*10^6$ Kg/m^{2}s.

- Buscando mejorar el acoplamiento acústico entre las cerámicas y los bloques metálicos y prevenir fallas por fatiga mecánica, se ha visto la necesidad de aplicar una presión entre 89 y 97 MPa para mantener unidas las masas metálicas con los cristales. La forma más simpe de mantener unido el transductor es con un tornillo que atraviese todo el conjunto por el centro.

9.4.7.3. Análisis de un transductor tipo Langevin

Como se desprende de lo visto, la base del transductor Langevin tiene como punto de partida el análisis de una barra sometida a esfuerzos cuando se la hace vibrar. La Fig. 9.36 muestra el esquema simplificado de un transductor tipo Langevin de acuerdo a la Fig. 9.34, donde se ponen de manifiesto las impedancias puestas en juego. La impedancia de la cerámica, de la contramasa, de la cabeza, del aire y del medio al cual se envía la energía acústica, están representadas por Zce, Zcm, Zca, Za y Zm, respectivamente.

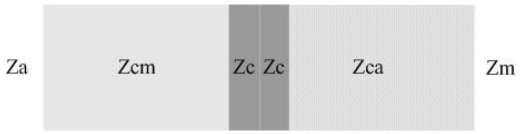


Figura 9.36. Interfaces en un transductor tipo Langevin

A las interfaces cerámica-contramasa y cerámica-cabeza se las suele denominar interfaces duras y a la contramasa-aire y cabeza-medio, interfaces blandas, siendo esta última mucho mayor que la contramasa-aire, esto es:

Zcm >>>Za, Zcm >Zc, Zca $\geq$ Zc y, si se tiene en cuenta aplicaciones en líquidos, Zca > Zm.

En la interfaz Zcm-Za existirá reflexión total y por lo tanto inversión de fase de la onda reflejada. De acuerdo a la teoría acústica de oscilaciones longitudinales en una barra (Ensminger, 1990, 2009), la impedancia contramasa-cerámica está dada por:

$$Z_{cm-ce} = -j\,\rho_{cm}\,c_{cm}\,tg^{-1}(kl_{cm}) \tag{9.59}$$

y la impedancia cerámica-contramasa:

$$Z_{ce-cm} = -j\,\rho_{ce}\,c_{ce}\,tg\,(kl_{ce}) \tag{9.60}$$

donde: k es el número de onda y l la longitud o espesor del medio considerado. Ambas impedancias son reactivas puras y se cancelan para un espesor de λ/4. Dividiendo la Ecu. (9.60) por la Ecu. (9.59):

$$\frac{\rho_{ce}\, c_{ce}}{\rho_{cm}\, c_{cm}}\; tg\,(kl_{ce})\, tg\,(kl_{cm}) = 1 \tag{9.61}$$

Pasando al primer miembro el producto de las densidades por las velocidades:

$$\frac{\rho_{cm}\, c_{cm}}{\rho_{ce}\, c_{ce}} = \; tg\,(kl_{ce})\, tg\,(kl_{cm}) \tag{9.62}$$

Denominada ecuación de Langevin. Con la finalidad de calcular las dimensiones finales del transductor, se multiplica al numerador y denominador de la Ecu. (9.62) por el factor área de cada elemento, entonces:

$$\frac{A_{cm}\rho_{cm}\, c_{cm}}{A_{ce}\rho_{ce}\, c_{ce}} = \; tg\,(kl_{ce})\, tg\,(kl_{cm}) \tag{9.63}$$

Para un transductor resonante a una frecuencia determinada, ambas componentes reactivas han de cancelarse mutuamente. Entonces, el sistema vibrante contramasa-cerámica se comporta como una lámina *λ/4*. Cuando se excita al transductor, parte de la vibración producida se dirige hacia la cabeza radiante y parte a la contramasa. Como la longitud de la contramasa es de *λ/4, la señal* llega a la interfaz contramasa-aire con una diferencia de fase de *π/2*. En ésta se produce reflexión total, es decir, un cambio de fase de *2π*. La onda reflejada llegará a la interfaz cerámica-cabeza radiante con una diferencia de fase de *2π*. En otras palabras, la radiación hacia adelante se compone en fase con la reflejada en la cara trasera del transductor, incrementando de este modo, la radiación al medio.

La determinación de la longitud de la cabeza y contramasa del transductor está basada en el conocimiento de la longitud total de la oscilación, que por lo que hemos visto debe ser de λ/2. En el caso de metales se la puede expresar como:

$$l = \frac{\lambda}{2} = \frac{v_z\left(f, l/d\right)}{2\, f_r} \tag{9.64}$$

donde: v_z es la velocidad del sonido en una barra de metal de diámetro d y longitud l, fr la frecuencia de resonancia del transductor y $\lambda = v_z/fr$. La longitud de un transductor simétrico se puede expresar como:

$$l' = 2\, l_{cm} + 2 l_{ca} \tag{9.65}$$

donde l es la longitud de una de las masas, por ejemplo, la contramasa, entonces:

$$l_{cm} = \frac{1}{2}\left(l' - 2l_{ce}\right) \tag{9.66}$$

Debido a que los valores reales de l_e dependen del tipo de metal y de la cerámica, para una longitud dada se emplea la siguiente expresión semi empírica (Ensminger, 1990):

$$l_{cm} = \frac{1}{2}l' - Al_{ce} \tag{9.67}$$

donde: A es una constante que depende del tipo de metal y de las cerámicas usadas, como también de la frecuencia de trabajo. Si en la expresión anterior se sustituye l' de la Ecu. (9.65):

$$l_{cm} = \frac{v_z}{4f_r} - Al_{ce} \tag{9.68}$$

Válida para l > d. En la práctica el valor de la cte A se puede tornar un poco complicado, por ello, y como primera aproximación suele darle el valor de 0,5, quedando la Ecu. (9.68):

$$l_{cm} = \frac{v_z}{4f_r} - 0.5l_{ce} \tag{9.69}$$

Ejemplo 9.3

Se dispone de dos cerámicas con las siguientes características: ρ = 7500 kg/m^3, módulo de Young (E) = 7,4*10^{10} N/m^2, diámetro 38,1 mm, espesor 6,35 mm, frecuencia de trabajo f = 22,5 kHz. El material de la cabeza y contramasa es acero inoxidable con ρ = 7715 kg/m^3, módulo de Young (E) = 2,18*10^{11} N/m^2. Determinar las dimensiones del transductor, primero de acuerdo a la expresión (9.62) y luego con la (9.69).

En primer lugar obtenemos las velocidades de propagación en función de la densidad y módulo de Young. De acuerdo con (Radmanovic, 2004):

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

reemplazado para la cerámica y la contramasa:

$$cc = \sqrt{\frac{7{,}4*10^{10}}{7500}} = 3141\ m/s$$

$$ccm = \sqrt{\frac{2{,}18*10^{11}}{7715}} = 7390\ m/s$$

Despejando de la Ecu. (9.69) lp, se tiene:

$$l_p = l_{cm} = tg^{-1}\left[\frac{\rho_{cm}\, c_{cm}}{\rho_{ce}\, c_{ce}} \cdot \frac{1}{tg(k_{ce}\, l_{ce})}\right] \cdot \frac{1}{k_{cm}}$$

reemplazando,

$$lp = tg^{-1}\left[\frac{7715 \cdot 7390}{7500 \cdot 3141} \cdot \frac{1}{tg\left(2\pi \cdot 22{,}5 \cdot 10^3 / 3141 \cdot 6{,}35 \cdot 10^{-3}\right)}\right] \cdot$$

$$\cdot \frac{1}{2\pi \cdot 22{,}5 \cdot 10^3 / 7390} = 60{,}6 \cdot 10^{-3}$$

lp = 60.6 mm, adoptándose igual valor para la cabeza radiante. Repitiendo el cálculo usando la Ecu. (9.69),

$$l_{cm} = \frac{7390}{4 \cdot 22{,}5 \cdot 10^3} - 0.5 \cdot 6.35 \cdot 10^{-3} = 63{,}8 \cdot 10^{-3}$$

lcm = 63,8 mm

La diferencia entre el uso de la expresiones (9.62) y (9.69) es del 5%.

9.4.7.4. Modelos de un transductor tipo Langevin

En el apartado 9.4.1 vimos las ecuaciones que relacionan las características mecánicas con las eléctricas de una cerámica piezoeléctrica. En función de ello, trabajamos con el modelo eléctrico simplificado de un transductor basado en un PZT (Figs. 9.7 y 9.8). Si bien, desde el punto de vista del modelo era incompleto, servía para la mayoría de los casos prácticos, ya que, la potencia enviada al medio era despreciable y por lo tanto las pérdidas del transductor debido a efecto Joule y a la fricción mecánica, son muy pequeñas. Pero, en el caso de los transductores de potencia la situación es diferente, por lo tanto al modelo de las Figs. 9.7 y 9.8 es necesario completarlo. El modelo más usado es el de Mason. A lo largo del tiempo se han desarrollado variantes de éste. Las más citadas en la bibliografía son el modelo KLM, y el modelo de Redwood (Randeraat, 1974). Cada uno presenta ventajas y desventajas a la hora de simular la respuesta del transductor. Por ello, en lo que sigue a continuación, se utilizará una representación electromecánica de un cristal piezoeléctrico, cuya deformación ocurre en dirección paralela al campo eléctrico, usando como punto de partida el modelo de Mason simplificado.

- *Modelo Mason simplificado*

En la Fig. 9.37 se muestra el modelo eléctrico de un transductor piezoeléctrico a partir del modelo de Mason simplificado.

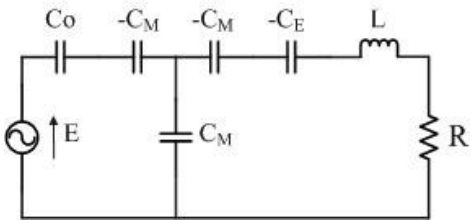


Figura 9.37 Modelo Mason simplificado de un transductor piezoeléctrico

E y C_0 son los elementos eléctricos del sistema, C_E, L y R los mecánicos y C_M el electromecánico. E es la diferencia de potencial aplicada a los electrodos de entrada del transductor. C_0 representa la capacitancia electrostática del capacitor formado por los electrodos y el material piezoeléctrico, todo asociado a la permitividad del material ε_T, que en el caso unidimensional se conoce como constante dieléctrica y ε_0 la permitividad del vacío.

$$C_0 = \frac{\varepsilon_T \, \varepsilon_0 \, A}{l_p} \tag{9.70}$$

L es el equivalente mecánico de la masa de la cerámica, asociado a la energía inercial mecánica, función de la densidad ρ, del área A y del espesor l_p de la cerámica, respectivamente:

$$L = \frac{4 \rho_p \, l_p \, A}{\pi^2} \tag{9.71}$$

C_E es la capacidad de almacenamiento de energía potencial mecánica del material, relacionada con su complianza sE, que en el caso unidimensional se considera sólo la constante s. R representa las resistencias mecánicas que incluyen las perdidas por disipación debido a fricción interna y la radiación acústica.

$$C_E = \frac{s \, l_p}{A} \tag{9.72}$$

C_M es capacitancia-complianza y se define como la razón de carga eléctrica aplicada a la cerámica y la fuerza requerida para que éste no modifique sus dimensiones, contrarrestando el efecto piezoeléctrico. Este es el elemento que acopla los comportamientos mecánico y eléctrico del material, y se obtiene tomando en cuenta que, las deformaciones del material están dadas en tablas (Randeraat, 1974), donde d, el tensor de constantes piezoeléctricas, es en el caso unidimensional una constante escalar d.

$$C_M = \frac{\varepsilon_T \, \varepsilon_0 \, s}{d} \tag{9.73}$$

La respuesta en frecuencia del circuito equivalente, corresponde a la de un filtro pasa banda de segundo orden centrado en la frecuencia de trabajo de la cerámica.

Ejemplo 9.4

Mediante la simulación del modelo Mason, obtener la respuesta en frecuencia de un transductor tipo PZT que tiene los siguientes parámetros: ε_T = 1750, ε_0 = 8,85*10^{-12}, ρ = 7500 Kg/m^3, σ = 0,3, kp = 0,55, k_{33} = 0.64, s = 7,4*10^{10}, diámetro interno (di) = 12,7 mm, diámetro externo (de) = 38,1 mm, espesor (lp) = 6.35 mm, d = 1,2*10^{-12} y R = 1,7 KΩ. Primero se obtiene el área de la cerámica a partir del área de un anillo:

$$A = \pi\left(de^2 - di^2\right)$$

Reemplazando los diámetros, se obtiene A = 41*10^{-4} m^2. De las expresiones (9.70), a (9.73) se determina:

$$C_0 = \frac{1750 \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot 41 \cdot 10^{-4}}{6{,}35 \cdot 10^{3}} = 9{,}88\ nF$$

$$L = \frac{4 \cdot 7500 \cdot 6{,}35 \cdot 10^{-3} \cdot 41 \cdot 10^{-4}}{\pi^2} = 78{,}2\ mH$$

$$C_E = \frac{1}{7{,}4 \cdot 10^{10}} \frac{6{,}35 \cdot 10^{-3}}{41 \cdot 10^{-4}} = 21{,}2\ pF$$

$$C_M = \frac{1750 \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 7.4 \cdot 10^{10}}{1{,}2 \cdot 10^{-12}} = 716\ pF$$

Con los valores obtenidos se completa el circuito (Fig. 9.38) del modelo de Mason y se simula la respuesta (Veca, 2019) usando el simulador de circuitos SImetrix. Como se observa, el circuito tiene tres resistencias de 10 MΩ, no contempladas en el modelo. Se trata de resistencias que no influyen en la respuesta del mismo y que son necesarias para que el simulador no encuentre indeterminaciones al comenzar el cálculo.

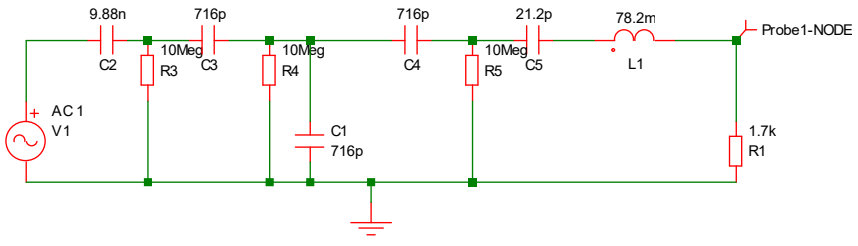


Figura 9.38. Esquemático usado en la simulación

La Fig. 9.39 muestra el resultado de la simulación. La frecuencia de trabajo resultó ser de 126,6 kHz. A la respuesta en frecuencia se ha superpuesto la variación de fase. Claramente se trata de la respuesta de filtro pasa banda de segundo orden.

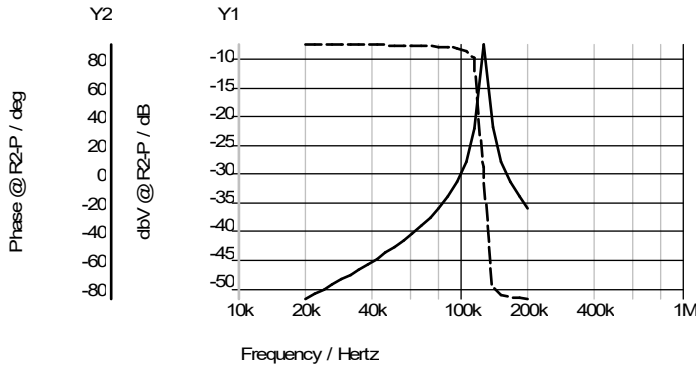


Figura 9.39. Módulo y fase de la respuesta de la cerámica usada en el ejemplo 9.4

El modelo anterior puede generalizarse para evaluar la respuesta de un transductor tipo Langevin. En la literatura se tienen las variantes que más se han usado. Todas parten del mismo concepto, se basan en una línea de transmisión tipo "T" (Puliafito, 1985).

- *Modelo Mason Completo*

En la Fig. 9.40 se muestra el modelo eléctrico de un transductor piezoeléctrico a partir del modelo de Mason completo. Este modelo propone un circuito equivalente exacto que divide el material piezocerámico en parte eléctrica y mecánica, utilizando transformador electromecánico ideal, un capacitor, una capacitancia negativa y una red de transmisión T.

La desventaja de este modelo consiste en que no puede ser usado en ambiente de simulación de circuitos eléctricos, debido a la dependencia en frecuencia de sus componentes. La Fig.9.40 muestra el circuito equivalente Mason para una cerámica en modo de oscilación de espesor.

Las ecuaciones que describen la red eléctrica con tres accesos, se derivan de las ecuaciones para una cerámica piezoeléctrica que relaciona los tensores de tensiones mecánicas S, de esfuerzos mecánicos T, desplazamiento D, y del campo eléctrico E en el interior del material.

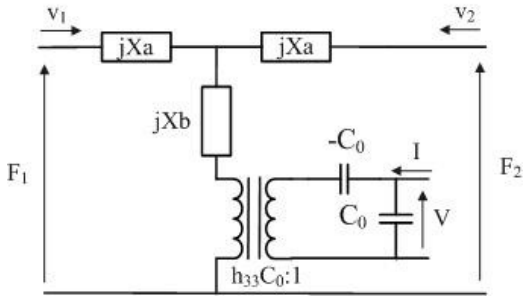


Figura 9.40. Modelo Mason completo

C_0 representa la capacitancia electrostática del capacitor formado por los electrodos y el material piezoeléctrico, todo asociado a la permitividad del material, que en el caso unidimensional se conoce como constante dieléctrica, h_{33} la constante piezoeléctrica de la cerámica. A partir de este conjunto de parámetros se obtienen las expresiones de C_0, X_a y X_b.

- *Modelo Redwood*

Redwood modifica el modelo original de Mason para obtener una topología adecuada para la simulación (Fig. 9.41). Mantiene el transformador, las capacitancias y reemplaza las reactancias complejas Xa y Xb por una línea de transmisión tipo coaxil sin pérdidas.

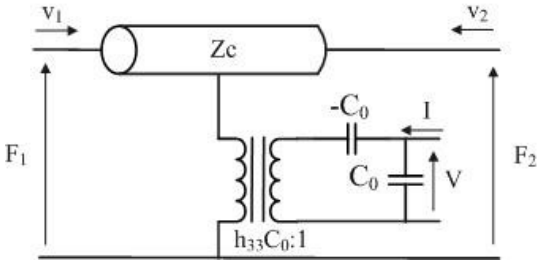


Figura 9.41. Modelo de Redwood

- *Modelo KLM*

Con la idea de eliminar los elementos de circuito entre la parte superior del transformador y el nodo en la línea de transferencia acústica, el modelo KLM también se basa en que la línea de transmisión es sin pérdidas. En este modelo, la velocidad de transferencia del transformador se convirtió en función de la frecuencia, donde los roles de la parte eléctrica y mecánica están claramente separados, por lo que este circuito es físicamente más comprensible y hace hincapié en la diferencia entre el comportamiento eléctrico de los elementos y el comportamiento acústico de la cerámica. La Fig. 9.42 muestra el modelo KLM para una cerámica que oscila en modo espesor. Este circuito equivalente, también considera una fuente y un circuito eléctrico cuyos componentes son frecuencia dependientes, los que ahora son conectados en la mitad de la línea de transmisión del modelo de Mason (Selfridge, 1985).

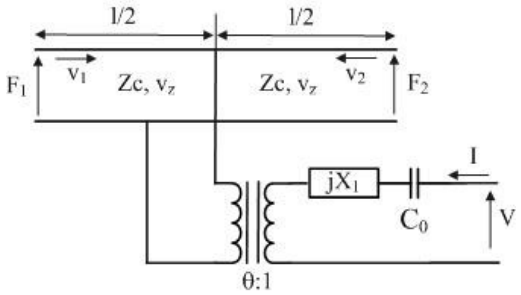


Figura 9.42. Modelo KLM

La línea de transmisión presenta una impedancia característica Z_c con velocidad v_z y longitud l. La longitud de la línea es igual a la de la cerámica en la dirección de propagación de la onda. En este circuito la relación de transformación del transformador se convirtió en una función de la frecuencia, quedando claramente establecidas las partes mecánicas y eléctricas.

9.4.7.5. Detalles constructivos de transductores de alta intensidad

Los electrodos para la excitación eléctrica podrían ser de aleación de cobre-berilio con un espesor de 250 μm que presentan alta resistencia a la fatiga. Los puntos de soldadura de los conductores deben ser alivianados con una sustancia flexible (por ejemplo, caucho de

silicona) para evitar la rotura debido a la fatiga, particularmente si se utilizan otros materiales, tales como cobre. Los cilindros de acero deben ser protegidos contra la corrosión química usando acero cadmiado o, aún mejor, acero inoxidable. La cabeza puede estar hecha de duraluminio o de aleación de corte libre (Al, Cu, Mg, aleación de Pb). Al montar el transductor es importante que se aplique una tensión correcta previa (por ejemplo, $25*10^6$ Pa). Hay varios métodos para la medición de la tensión.

La manera más fiable es medir la carga generada en el PZT en condiciones de cortocircuito. Un capacitor no electrolítico de, por ejemplo, 10 μF debe conectarse a los terminales de un voltímetro de corriente continua cuya resistencia interna debe ser al menos 10 MΩ. Con éste se mide la carga generada durante el ajuste de los pernos. Si la superficie total de los anillos PZT es, por ejemplo $2*10^{-3}$ m^2, y la carga piezoeléctrica constante $d_{33} = 290*10^{-12}$ e, C/N (PZTE4), la carga después del pretensado debería ser del orden de 14,5 μC. Un método más simple, aunque menos preciso, consiste en usar una llave dinamométrica.

Antes de que el transductor esté unido al tanque, las áreas de contacto deben ser limpiadas con un paño abrasivo o por chorro de arena, seguido por el desengrasado químico con tricloroetileno o acetona. Un pegamento adecuado es por ejemplo, resina epoxi A141V, con tiempo de fraguado de 120 minutos a una temperatura de140 ^{o}C. Se recomienda que la capa de unión se refuerce con grasa de cobre (por ejemplo una malla de 0,5 mm de cable con diámetro de 0,3 mm). Como ya se explicó, el PZT puede ser protegido contra altas temperaturas, mediante la unión de la parte de acoplamiento del transductor a la pared del tanque antes del montaje final. Las fuerzas absorbidas por el o los pernos para obtener un buen pretensado pueden ser considerables, de 25 a 50 kN.

En el caso de una aplicación de sonar, la presión de agua sobre la superficie donde está montado el transductor la capa de acoplamiento acústico tienen el efecto de reducir ligeramente la frecuencia del transductor (la presión del agua sólo provoca una disminución máxima de frecuencia de alrededor de 0,5 kHz.

La frecuencia característica de la superficie donde está montado el transductor y la presión del agua por lo general, dan lugar a varias resonancias adicionales. Con un circuito generador diseñado apropiadamente, el transductor siempre operará cerca de su propia frecuencia de resonancia. Dado que la capacitancia del transductor Co podría implicar una alta corriente reactiva, es útil para compensar esta capacitancia, usar una inductancia L, normalmente conectada en paralelo con los terminales de entrada del transductor. La inductancia requerida se calcula como:

$$L = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C_0} \tag{9.74}$$

donde f es la frecuencial de operación.

Por lo tanto la impedancia compensada de un transductor es casi real a la frecuencia de funcionamiento. Sin embargo, las resonancias causadas por el tanque de agua pueden causar desviaciones.

9.5. Sonar

Hoy en día los pequeños barcos y embarcaciones de todo tipo están equipadas con un sistema pulso-eco, para medir la profundidad del agua por debajo de la quilla. Algunos utilizan equipos más elaborados para la detección de peces y, si el haz de sonido se irradia de forma oblicua, pueden detectar obstáculos como bancos de arena a fin de tomar una acción correctora de rumbo. El principio del sonar se basa en la técnica de pulso-eco. Por razones de economía se usa un solo transductor para transmitir y recibir, tal como se vio a lo largo de esta obra. En la Fig. 9.43 se muestra el esquema básico de sonar. A diferencia de la técnica pulso-eco conocida para aplicaciones en Ensayos no Destructivos (END), al transductor no se lo excita con un pulso angosto sino un ciclo (o varios) de una senoide, similar a los sistemas de Doppler pulsado (capítulo XII). El generador de pulsos controla el periodo entre los mismos y su ancho que dependerá de la aplicación específica. El receptor que es similar a los utilizados en pulso-eco, está formado por un amplificador pasa banda sintonizado a la frecuencia de trabajo del transductor, un detector de envolvente y un amplificador final necesario para llevar la amplitud de la señal detectada a los niveles necesarios para el procesamiento e indicación (capítulo X).

Los sistemas de sonar simples empleados en embarcaciones de porte medio suelen ser diseñados para tener un alcance máximo de profundidad de unos 100 m. El rango depende de la electrónica usada, la potencia de salida del transductor, la sensibilidad del receptor y el diseño del transductor (MaxBotix, 2012).

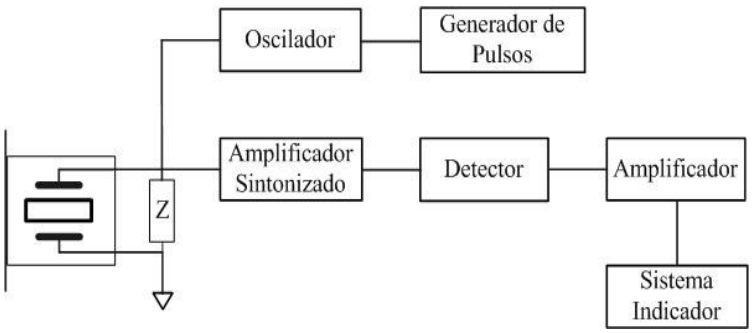


Figura 9.43. Diagrama en bloques de un sonar

9.5.1. Frecuencia de operación, ancho de banda y directividad

Lo ideal sería usar un transductor de dimensiones lo más reducida posible. Esto sugiere una frecuencia de trabajo alta. Las altas frecuencias son muy adecuadas cuando se desea enviar pulsos cortos, que son de particular interés en aguas poco profundas, debido a que tanto la distancia mínima de medición y resolución dependen de la duración del pulso de ultrasonido. Por otro lado, la absorción del sonido en el agua de mar aumenta abruptamente con la frecuencia, por lo tanto debe encontrarse el mejor compromiso entre ambas. Para un sonar con rango máximo de 100 m, la frecuencia óptima se encuentra entre 150 y 200 kHz. La distancia mínima que se puede medir es típicamente 30 cm; con una resolución de aproximadamente la mitad de esta cifra. A medida que los pulsos de ultrasonido se hacen más cortos, el ancho de banda del transductor tiende a transformarse en un transductor de banda ancha. Si esto sucede, la selectividad y la relación señal-ruido se verán afectadas. El ancho de banda requerido a -3 dB es de aproximadamente 10 a 15 kHz correspondiente a un factor de calidad mecánica de Q = 15.

La característica de directividad del transductor para esta aplicación tiene influencia sobre

varios aspectos del rendimiento del mismo. El rango se puede aumentar mediante la concentración del haz, permitiendo detectar más fácilmente objetos pequeños. El transductor para esta aplicación debe ser diseñado de manera que sólo irradie hacia abajo, es decir, reducción de lóbulos laterales, de lo contrario puede haber interferencia con ecos producidos por el propio barco o de la turbulencia con la superficie del agua.

9.5.2. Transductores para sistemas de sonar

Hay varios tipos de transductores que se pueden utilizar en sistemas de sonar. Los transductores de flexión o a diafragma (similares a los transductores electrostáticos descritos en el aparado 9.4) se prefieren para aplicaciones de largo alcance operando a frecuencias inferiores a 50 kHz. Un transductor compacto mucho más simple y económico es empleando un disco cuyo espesor y diámetro sean comparables.

Como la relación más eficaz de grosor y diámetro para este tipo de transductor, es de aproximadamente 0,4, esto le da una resonancia tipo espesor (Fig.9.44). La frecuencia de resonancia se rige principalmente por el espesor del disco, pero la directividad se rige por su diámetro, la variación de la amplitud de la vibración a través de su superficie y la frecuencia de trabajo.

Muchos materiales sintéticos como resinas epoxi y otros plásticos, caen dentro de este rango. En la mayoría de los materiales sintéticos la velocidad de propagación del sonido es de aproximadamente $2*10^3$ a $3*10^3$ m/s.

Para el rango de frecuencia comprendido entre 150 a 200 kHz, el espesor óptimo de capa es de aproximadamente 3 mm. Al seleccionar el material de moldeo para el transductor completo, las siguientes propiedades deben ser consideradas:

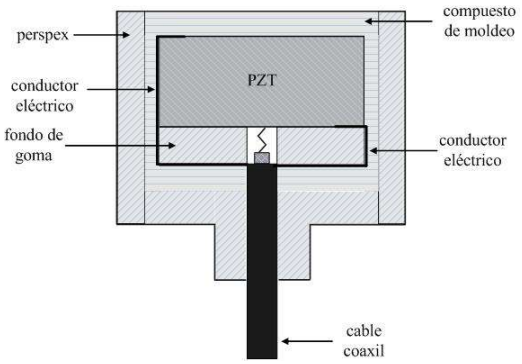


Figura 9.44. Esquema de un transductor basado en PZT para un sonar

Baja absorción de sonido.
Poder adhesivo y la elasticidad (protección contra daños mecánicos).
Tolerancia al agua de mar y luz solar.
Superficie lisa para reducir el crecimiento de las algas y facilitar la limpieza.

- *Acoplamiento Eléctrico*

La impedancia total del transductor tiene un alto contenido de capacitancia, gran parte de la cual es aportada por la longitud de los conductores de conexión. Buena adaptación de la carga y buen ancho de banda se obtienen por medio de la sintonización, utilizando un inductor conectado en paralelo con el transductor. Un transductor se caracteriza por las

siguientes propiedades:

- Frecuencia, por lo general frecuencia serie.
- Inductancia en paralelo, necesaria para el sintonizado.
- Ancho de banda a -6 dB.
- Característica de directividad.

.

Otros datos importantes son la duración mínima del impulso que puede ser transmitido (que depende del bW), y la sensibilidad, que es una función de los parámetros del transductor y la impedancia de terminación. La sensibilidad, se puede derivar de la respuesta del transductor a un pulso acústico totalmente reflejado a una distancia medida.

Con estos datos, el comportamiento del transductor se puede obtener con bastante precisión. Para distancias cortas (<10 m) la intensidad del eco depende casi exclusivamente de la distancia y del coeficiente de reflexión del fondo. Para mayores distancias también debe tenerse en cuenta la absorción que sufre el ultrasonido por el agua. A 151 kHz la atenuación está en el orden de 10 dB/m cuando se opera en mar con profundidades del orden de 100 metros (longitud de recorrido total de 200 m).

9.5.3. Parámetros de un transductor para sonar

En la Tabla 9.3 se muestran las características de un transductor para basado en una cerámica PZT41 de 31,75 mm de diámetro y 14,3 mm de espesor (Murata, 1999).

Frecuencia de operación f_s	151 kHZ
Capacitancia del disco a 1 kHz	640 pF
Inductancia de compensación L_p	Depende de la capacitancia del disco más la del cable
Impedancia $\|Z_s\|$ a f_s (con Lp)	1,13KΩ
bW a -6 dB (sin resistor de carga)	≈ 19º (diagrama de radiación)
bW a -6 dB (con resistor de carga)	≈ 13º (diagrama de radiación)
Sensibilidad (eco a 27 cm)	0,07
PW mínima del pulso de excitación	80μs ~ 12 cm

Tabla 9.3. Parámetros del transductor para sonar comercial

La Tabla 9.4 muestra las características de dos modelos de transductores para sonar que comercializa la firma Murata.

Sensor	Frecuencia resonancia (kHz)	Capacitancia (pF)	Impedancia (resonancia) (Ω)	Directividad (grados)	Potencia de entrada (W)
UT200BA8	200	1700	310 – 590	22	50
UT200LF8	200	2700	230 – 430	12	200

Tabla 9.4. Parámetros de transductores para sonar Murata

Estas características deben combinarse con los diagramas de directividad que se obtienen en laboratorios. La técnica usada es similar a la obtención de directividad de un transductor como los tratados a la largo de esta obra. El transductor bajo estudio se lo sumerge en un tanque de agua y mediante el uso de un hidrófono montado en un sistema de movimiento XYZ se determina el diagrama de directividad. La diferencia principal en el ensayo de este tipo de transductor, son las dimensiones del tanque de agua.

9.6. Arreglos Acústicos

Generalmente más conocidos por su denominación inglesa “arrays”, en esta obra usaremos indistintamente un u otra. Un arreglo acústico está formado por un conjunto de transductores que excitados electrónicamente, genera un patrón de radiación particular. Para ello se introducen línea de retardo para cada elemento del arreglo, con lo que se modifica a voluntad la dirección y forma del haz acústico tanto en emisión como en recepción. Ademas de modificar el foco, la tecnología de arrays permite realizar barridos automáticamente variando las líneas de retardo con lo que se hace innecesario el movimiento del transductor. El control del arreglo tiene el inconveniente de requerir una tecnología bastante compleja.

Dependiendo de la aplicación, existen tres tipos de arrays:
Array lineal
Array matricial
Array circular

El array lineal está formado por 16 a 32 elementos, cuya anchura no supera una longitud de onda. El array matricial permite realizar barridos 3D, pero tiene el inconveniente que el número de elementos e mucho que el caso anterior, resultando una electrónica mucho más compleja. En este sentido, existen arrays con cientos de elementos que requieren un alto grado de paralelismo en los circuitos electrónicos El array circular permite realizar focalización esférica adaptando el foco para cada profundidad. En el capítulo XI se profundizará la forma de control de un array.

9.7. Resumen del capítulo

Los transductores son los componentes primarios de un sistema acústico independientemente de la aplicación. De acuerdo a su naturaleza física, se tienen los electromecánicos, los electrostáticos también llamados capacitivos y los basados en cerámicas piezoeléctricas. Estos últimos, por su flexibilidad, dimensiones, respuesta en frecuencia y capacidad de potencia se han impuesto a lo largo del tiempo a prácticamente todas las aplicaciones. Se los puede modelar desde el punto de vista mecánico, eléctrico y/o acústico.

Desde el punto de vista mecánico, básicamente se trata de un sistema amortiguado de 2do. orden formado por una masa, un componente viscoso y uno resistivo. Desde el punto de vista eléctrico como un circuito RLC serie, en paralelo con un capacitor, presentando en función de la frecuencia una impedancia mínima (serie) y una máxima (paralelo).

Debido a los efectos de difracción e interferencia entre las ondas planas que genera la cerámica y a los efectos de borde como consecuencia de un tamaño finito del transductor, el campo acústico producido por éste, no es uniforme en su cercanía. Otras consecuencias

debidas a la difracción, son los denominados lóbulos secundarios o laterales que a diferencia del lóbulo principal, presentan menor amplitud y se encuentran ubicados a los costados del principal.

Hay dos parámetros que se emplean para caracterizar la capacidad de discriminar reflectores que se encuentran alineados con el eje del transductor y perpendicular a éste: resolución axial y resolución lateral.

La primera, es la capacidad para discriminar dos reflectores próximos ubicados sobre el eje del transductor cuando se trabaja con excitación pulsada y depende del Q del transductor. La segunda, es la capacidad para detectar a dos reflectores próximos en el sentido lateral, es decir, `perpendicular al eje axial y viene definida por el ancho del frente acústico del transductor.

Como variantes de lo anterior, los transductores basados en membranas PVDF se han impuesto para algunas aplicaciones como hidrófonos, fuentes patrones de ultrasonido y en el desarrollo de celdas de medición de densidad y viscosidad de líquidos en el área industrial. En este caso, el rango de frecuencias supera los 100 MHz.

El transductor que mejor se ha adaptado para generar potencia es el denominado transductor Langevin o transductor pretensado o transductor sándwich. Está formado al menos por un par de cerámicas, dos masas metálicas, una a cada lado de las cerámicas. Estas masas tienen el objetivo por un lado, de adaptar el transductor a la carga acústica (donde se concentrará la energía), denominándose cabeza y por otro, de amortiguar la energía enviada en el extremo opuesto en contacto con el aire, denominada contramasa. Como la impedancia acústica de la carga de aire es muy inferior a la impendancia de la contramasa, el coeficiente de reflexión es cercano a la unidad, produciendo una reflexión total hacia el interior de la contramasa y una interferencia destructiva. Además, la reflexión se compone en fase en la cabeza, resultando una interferencia constructiva que incrementa la energía enviada al medio.

Lo arriba citado es válido para un espesor contramasa-cerámica, cerámica-cabeza de $\lambda/4$, siendo entonces la longitud total del transductor de $\lambda/2$. En muchas ocasiones con el fin de concentrar la energía enviada a la carga, se emplea un transformador mecánico doble cilindro. Pueden también usarse transformadores exponenciales.

Ya sea para estudiar su comportamiento o para su diseño, a lo largo de los años se han propuesto diferentes modelos. Algunos contemplan sólo el análisis teórico y otros se emplean para simular el transductor una vez construido.

El modelo que mejor describe al transductor tipo Langevin es el de Mason, basado en un circuito equivalente que divide el material piezocerámico en parte eléctrica y mecánica, utilizando un transformador electromecánico ideal, un capacitor, una capacitancia negativa y una red T. Debido a la dependencia de frecuencia de sus componentes, no puede ser usado en ambientes de simulación. Para usarlos en ambiente de simulación se tienen (entre otros), los modelos de Redwood, y KLM.

El lector interesado en la teoría y diseño de este tipo de transductor, puede consultar, entre otras, las siguientes referencias: (Ballato, 1990), (Shuyu, 2005), (Yeong-Chin Chen, 2011),

(Veca, 2019). Para el autor, la referencia más completa de todas las citadas es (Radmanovic, 2004).

Finalmente, los arrays permiten controlar la forma del diagrama de directividad y el foco, permitiendo dirigir el campo acústico a un punto de interés, evitando la complejidad de los sistemas mecánicos.

9.8. Preguntas y problemas propuestos

9.7.1. Determinar el Q Para un transductor que trabaja en 40 kHz y presenta un ancho de banda de 2 kHz.

9.7.2. Determinar C_1 y L del modelo eléctrico de un transductor que trabaja a fo = 40 kHz. Partir de: Co = 2 nF, R = 600 Ω y Q = 20.

9.7.3. Obtener y graficar el módulo de la impedancia para el problema anterior.

9.7.4 Se tiene un transductor piezoeléctrico con las siguientes características eléctricas: frecuencia central 220 kHz, ancho de banda en transmisión 25 kHz, capacidad serie (C_1): 67 pF, capacidad paralelo (C_0) 1 nF. Determinar: 1- Q del transductor. 2- Frecuencia de resonancia serie. 3- Frecuencia de resonancia paralelo.

9.7.5. Repetir el problema anterior para frecuencia central: 4 kHz, ancho de banda en transmisión: 500 Hz, R: 1 kΩ, capacidad serie: 82 pF, capacidad paralelo: 2 nF. Determinar: a-Resistencia del modelo eléctrico. b- Inductancia del modelo eléctrico.

9.7.6. Dibujar el patrón de radiación (Fig. 9.19) sobre un plano a 50 cm a ambos lados del eje axial de un transductor circular que opera a 1 MHz y tiene un D = 2.54 cm.

9.7.7. Ampliar el alcance del código de simulación de la Fig. 9.19 para que muestre también el diagrama polar (Fig. 9.19 derecha).

9.7.8. Encontrar RA y RL a una distancia de 6 cm, para un transductor con D = 1.5 cm, Q = 10, f = 80 kHz.

9.7.9. Encontrar la resolución axial y la lateral teórica a una distancia de 16 cm de un palpador circular que opera a 1,5 MHz, con diámetro de 1,5 cm y Q de 10.

9.7.10. Desde el punto de vista electrónico, dibujar un circuito que reemplace en la Fig. 9.22 la llave L.

9.7.11. Porqué normalmente se usa una contramasa de acero y una cabeza de aluminio?

9.7.12. Con los datos de la cerámica del Ejemplo 9.3, determinar las dimensiones del transductor teniendo en cuenta que la contramasa y la cabeza están construidas con acero y aluminio respectivamente. El aluminio tiene un módulo de Young (E) = $7*10^{10}$ N/m^2 y una densidad ρ = $2,7*10^3$ kg/m^3. Usar las expresiones (9.62) y (9.69).

9.7.13. Para los transductores de sonar de la Tabla 9.3, ¿que valor de impedancia se debe adoptar para sintonizarlos?

9.9. Referencias

Ballato, A. (1990). Equivalent Circuits for Resonantors and Transducers Driven Piezoelectrically. Research and Development Technical Report. SLCET-TR-90-12. Us Army Laboratory Command.

Chacon, E. C. (2011). Análisis teórico experimental de transductores de ultrasonido tipo Langevin. Tesis fin de carrera, Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México.

Ensminger, D., Stulen F. B. (2009). Ultrasonics. Data, Equations, and Their Practical Uses. CRC Press.

Ensminger, D. (1990). Ultrasonics. Marcel Dekker, Inc.

Kino, G. (2000). Acoustic Waves: Devices, Imaging, and Analog Signal Processing. Prentice-Hall, Inc, a Diwslon of Simon & Schuster Englewood Cliffs, New Jersey 07632.

Kinsler, L. E., Frey, A.R., Coppens, A. B., Sanders, J. V. (1995). Fundamentos de Acústica. Editorial Limusa.

Lum. P, et al. High-Frequency Membrane Hydrophone. (1996). IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 43, No. 4, 536-444.

Massa Products Corporation. http://www.massa.com.

MaxBotix (2012). HRL-MaxSonar- WR Series.

Pueyo, H., Marco, C. (1982). “Análisis de Modelos Circuitales”. Arbó Editores.

Puliafito, S. (1985). Propagación y Radiación de Ondas Electromagnéticas. Parte II. Editorial idearium, Universidad de Mendoza. 1985.

Radmanovic, M. D., Mancic, D. D. (2004. Designing and Modelling of the Power Ultrasonic Transducer. MPIinterconsulting, 2004, Switzerland.

Randeraat, J., Fiedeldij, J. F. (1974). Piezoelectric Ceramics. Application book. Publication Departmen, Electronic Components and Materials Division, Philips.

Sears, F. W. (1975). Fundamentos de Física. Aguilar, Madrid.

Selfridge, A. R. and Gehlbach. (1985). KLM Transducer Model Implementation Using Transfer Matrices, Proceedings of the Ultrasonic Symposium, San Francisco.

Shuyu, L. (2005). Load characteristics of high power sandwich piezoelectric ultrasonic transducers. Ultrasonics 43 365–373.

SImetrix. Versatil Circuit Simulation. http://www.simetrix.co.uk/site/index.html

Veca, A., Reale, R. (1994). Determinación de los parámetros eléctricos del sensor de ultrasonido MA40SR. Informe Técnico INAUT SE-0194. Instituto de Automática, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional de San Juan.

Veca, A. Ruzante, J., Pumarega, M., Accolti, E. (2019). Ultrasonido y Emisión Acústica para Ingenieros y estudiantes de Ingeniería. http://dea.edu.ar/principal/oferta-academica/biblioteca-libre-del-dea/

Xiang, D., Hsu, N. N., Blessing, G. V. (1996). The design, construction and application of a large aperture lens-less in-focus PVDF transducer. Ultrasonic 34 641-647.

Yeong-Chin Chen. (2011). A comparative assessment of classification methods for resonance frequency prediction of Langevin piezoelectric transducers. Applied Mathematical Modelling 35 3334–3344.

Capítulo X

Emisión y Recepción de Señales Acústicas en Medio Subacuático
Parte II: Tiempo de Tránsito y La señal de Eco

SUMARIO

10.1. Introducción
10.2. Método de Pulso-Eco
10.3. Medición de tiempo de tránsito
10.4. Métodos para la determinación del tiempo de tránsito
10.5. Modelos de la envolvente del eco
10.6. Operadores asociados a la reducción de datos
10.7. Resumen del capítulo
10.8. Preguntas y problemas propuestos
10.9. Referencias

10.1. Introducción

En el capítulo II estudiamos los fundamentos teóricos de la propagación de las ondas acústicas en diferentes medios y condiciones, definiendo parámetros fundamentales del medio. Posteriormente, en el capítulo IX nos introducimos al accionar de los transductores de acústicos haciendo hincapié en los basados en cerámicas piezoeléctricas. También estudiamos los parámetros más importantes de éstos últimos. En este capítulo, presentaremos y discutiremos los métodos básicos de medición con sonidos de baja, media y alta frecuencia y sus alcances, aplicados al campo de la acústica subacuática. Posteriormente, nos centraremos en la técnica de pulso-eco que es la única que permite medición de distancias y determinar la existencia o no de objetos. La técnica pulso-eco se basa en la determinación del denominado tiempo de tránsito. Para ello hay un sinnúmero de maneras de obtenerlo, presentando cada una ventajas y desventajas, por lo que se hará un análisis de las más usadas en la práctica diaria y en la bibliografía. También se darán ideas de cómo implementar la medición. Se abordarán los problemas de la técnica haciendo hincapié en el ruido y en la limitación de la mínima distancia a medir y los problemas que ello conlleva.

Posteriormente, presentaremos los métodos básicos para modelar una señal de eco proveniente de un elemento reflector simple e ideal usando, técnicas de procesamiento de señales desarrolladas, tanto en el dominio del tiempo como en el dominio de la frecuencia. Se determinarán los parámetros básicos de la señal de eco que permitirán su caracterización. Mostraremos que, independientemente de la técnica de modelado usado, la señal de eco está formada por una señal de alta frecuencia (frecuencia a la que trabaja el transductor), modulada en amplitud por otra señal de frecuencia mucho más baja que la anterior

Este capítulo es el punto de partida para abordar las técnicas de medición que se detallarán en los capítulos XI en adelante.

10.2. Método de Pulso-Eco

Dentro de esta categoría se encuadran aquellos métodos que están basados en el concepto del eco que un elemento reflector produce al ser iluminado con un haz de sonido, es el principio del sonar. En este caso, la excitación del transductor emisor se realiza mediante un generador de pulsos muy angostos (depende de la frecuencia de oscilación natural del mismo) y de amplitud muy variable, en un rango que varía desde 5 a 700 Volts, aproximadamente. La recepción del eco se realiza por el mismo transductor emisor o por otro diseñado sólo como receptor. En la Fig. 10.1 se observa el concepto básico de esta metodología para ambos casos de montaje de transductores. El cómputo de la distancia al blanco en el caso de operar con transductores emisor-receptor en el mismo encapsulado (parte superior de la Fig. 10.1) está dada por:

$$d = c\frac{t}{2} \tag{10.1}$$

siendo *c* la velocidad de sonido en el medio que se está trabajando y *t* el tiempo que tarda la señal de ultrasonido en llegar al receptor.

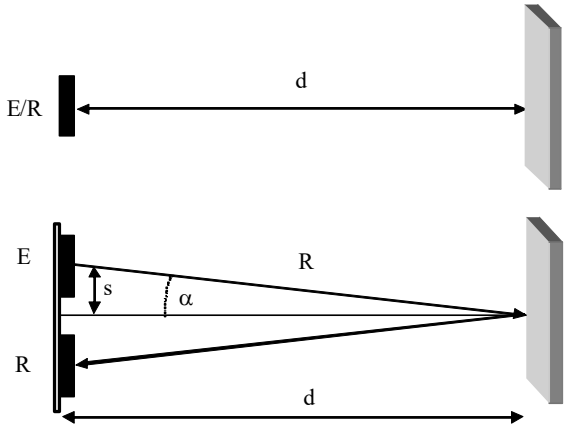


Figura 10.1. Principio de la medición de distancias por el concepto de tiempo de tránsito. a- emisor-receptor en el mismo encapsulado. b- emisor-receptor separados

Debido a que la señal acústica debe recorrer dos veces el mismo camino (ida y vuelta), se debe dividir por 2 su valor. En el caso de transductores separados (parte inferior de la Fig. 10.1), existe un error de paralaje dado por el ángulo α, por ello hay que afectar el resultado de la Ecu. (10.2) por el seno del mismo. Cuanto menor sea la distancia a medir o mayor la separación de los transductores, mayor será la influencia del error de paralaje. De todas formas, para un montaje dado es posible compensarlo automáticamente por el sistema de cómputo de distancia, como veremos más adelante. Los sistemas de pulso-eco que presentan sólo la información que tarda el impulso acústico en recorrer una distancia, están compuestos por un emisor de sonidos, un receptor y un contador de tiempo. La Fig. 10.2 muestra el esquema elemental de este método.

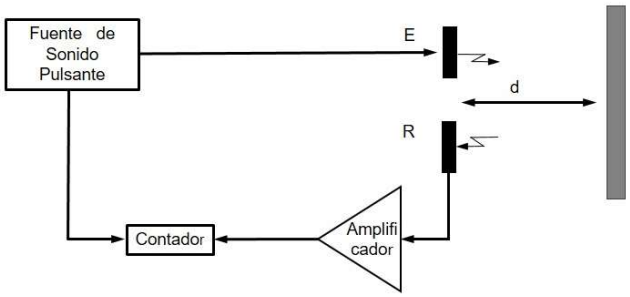


Figura 10.2. Esquema elemental para la medición de distancia mediante Pulso-Eco

El principio de funcionamiento es el siguiente: simultáneamente excitado el transductor emisor, se pone en funcionamiento un contador y el sistema queda esperando la señal de eco. Cuando ésta es recibida por el transductor receptor (luego de ser acondicionada analógicamente), el contador es detenido. El valor del contador dividido por 2 representa la distancia al objeto o blanco.

10.3. Medición de tiempo de tránsito.

10.3.1. Introducción

En la Fig. 10.3 se muestra la forma ideal de la medición de tiempo de tránsito (tt). a- Representa el pulso de excitación del transductor emisor provisto por el generador de pulsos. Además, este pulso activa un contador de tiempo (start). Además, se trata de una

señal de sincronismo a partir el cual, es sistema inicia la cuenta del tiempo de tránsito. b- La respuesta del transductor emisor ante su excitación. Representa la información eléctrica que éste transforma en energía acústica y la envía al medio. c- Es la energía acústica que el medio retorna al transductor receptor y que éste lo convierte en energía eléctrica. Es decir, es la señal que está presente en los terminales de salida del transductor y que es amplificada para su tratamiento posterior. Se la puede denominar como primera etapa de procesamiento analógico. d- Representa la segunda etapa de procesamiento analógico y la primera de detección de envolvente.

La señal previamente amplificada se le extrae su valor medio y se la rectifica (onda completa). e- La señal rectificada ingresa a un filtro pasa bajos para eliminarle las componentes de alta frecuencia (portadora). Es por consiguiente, la tercera y última etapa de procesamiento analógico y la segunda del proceso de extracción de envolvente. f- Finalmente, la señal demodulada se ingresa a la entrada de un circuito detector de cruce por cero. Cuando la salida de éste cambia de estado (flanco positivo o negativo), el pulso que genera detiene el contador de tiempo. El valor del contador, dividido por dos representa el tiempo de transito *tt* (también llamado *tiempo de vuelo o flight time*) por medio del cual se puede determinar la distancia al objeto (Ecu. (10.1)).

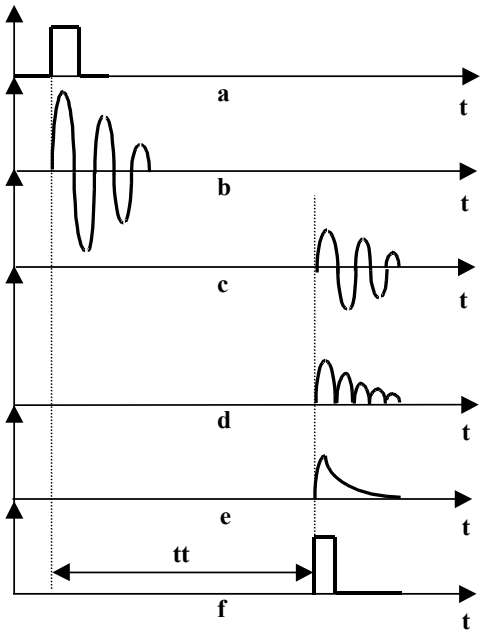


Figura. 10.3. Pulso-eco. Formas de ondas para el caso ideal de medición de distancias.

El proceso anterior se repite de nuevo en forma automática a través de una unidad de control. Sin embargo como se dijo anteriormente, se trata sólo de un proceso ideal, ya que existen una serie de problemas reales que no permiten la determinación práctica del *tt*, y que se detallan a continuación.

10.3.2. Existencia de la Zona Ciega o Zona Muerta del Transductor Receptor.

La naturaleza de la zona ciega (*zc*, *zm*, *dz*) en transductores emisor-receptor en un mismo encapsulado resulta del hecho de poseer una única cerámica que emite y recibe, por ello, una vez excitada continúa vibrando durante un tiempo determinado por su propia constante de amortiguamiento.

En el caso de emisor-receptor separados, por acoplamiento mecánico a través del montaje y acústico como consecuencia de los lóbulos laterales ambos (ver apartado 9.4.2), se transmite la excitación del emisor al receptor (Veca, 1994, 1995). En cualquiera de los dos casos, una fracción de la oscilación del emisor es absorbida por el receptor y amplificada por el pre-amplificador de entrada al receptor de ultrasonidos (Fig. 10.4).

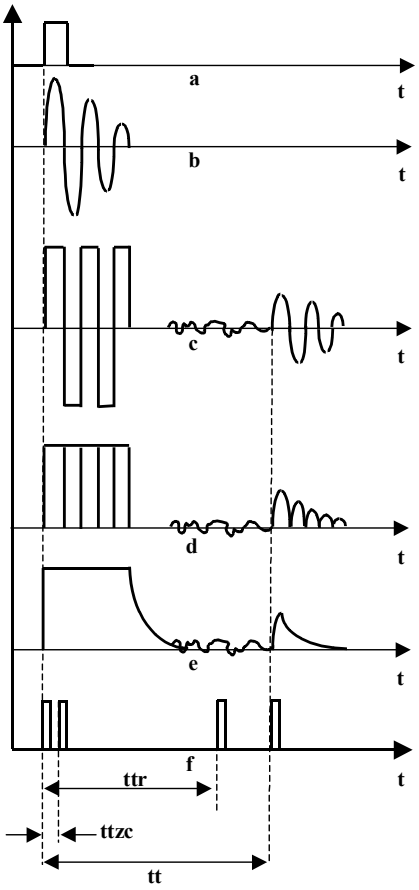


Figura. 10.4. Pulso-eco. Formas de ondas para el caso real de medición de distancias.

En la Fig. 10.5 se muestra el proceso de formación de la zc de un transductor oscilando en 40 kHz, usando como elemento de registro un osciloscopio digital muestreando a 100 MHz (Veca, 1994,1995,1996).

En la parte superior izquierda (a) se observa el amortiguamiento del transductor como resultado de la excitación, y el eco producido por un reflector cercano al transductor. El registro a la derecha (b) muestra el inicio de la zc como consecuencia de la interferencia causada entre el final del amortiguamiento y el comienzo del eco.

Para poder observar con detalle la velocidad de la base de tiempo del osciloscopio, se incrementó por un factor de 10 (de 500 us/div a 50 us/div). Continuando con la disminución de la distancia al reflector, no puede distinguirse el comienzo del eco (c). Si se sigue acercando el reflector al transductor, el eco que devuelve crece en amplitud como se observa en (d).

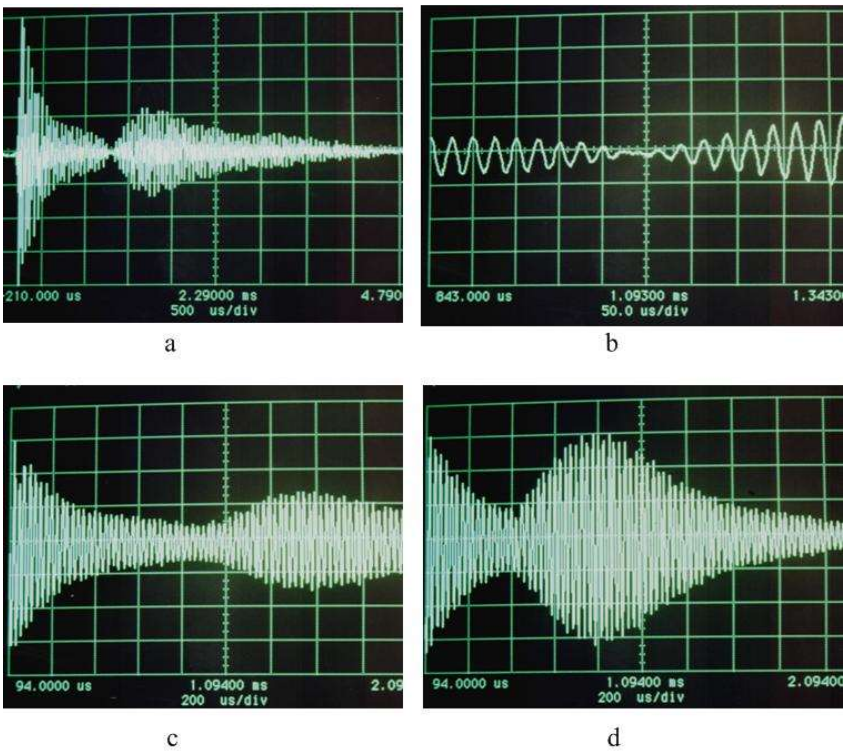


Figura 10.5 Secuencia del proceso de formación y evolución de la zc

Este es el caso más simple de generación de zc ya que se trata de un experimento de laboratorio controlado donde por la baja ganancia del amplificador de entrada al sistema de registro no se satura. En la práctica cotidiana, además del proceso de interferencia se tiene saturación, haciendo aún más imposible determinar el inicio del eco.

10.3.3. Existencia de Ruido.

El medio por el que se transmite la señal de ultrasonido (canal) es por lo general ruidoso debido a: gradientes dinámicos de temperatura, corrientes variables de aire y perturbaciones de naturaleza mecánica de frecuencias similares a la transmitida por el sistema y que no pueden ser filtradas por el filtro pasa banda incluido en la primera etapa amplificadora. Por otro lado, también hay que tener en cuenta el ruido propio del pre-amplificador de entrada. Estas dos fuentes de ruido hacen que el detector de cruce por cero cambie de estado cuando en realidad no hay señal de eco, originando que el contador detenga la cuenta antes de lo previsto. En la Fig. 10.4f se pone de manifiesto este problema. Con *ttr* se designa al valor del tt erróneo causado por las fuentes de ruido. Para soslayar estos inconvenientes, existen una serie de soluciones que permiten detectar el instante real de arribo del eco. Se las puede dividir según se trate de la utilización de métodos analógicos o de procesamiento digital de la señal. Por ser imposible comentarlas a todas†, sólo se hará mención a las más empleadas en la práctica:

10.4. Métodos para la determinación del tiempo de tránsito

La forma de determinar el tt se puede dividir en dos grandes grupos de acuerdo a que se lleve a cabo por procedimientos analógicos o por procesamiento de señales. A continuación se citan para cada una de éstas, las más empleadas en la literatura:

† El lector que esté interesado en este tema, puede consultar las citas bibliográficas al final del capítulo.

Métodos Analógicos

- Determinación de tt por umbral
- Determinación de tt por decodificador de tono
- Determinación de tt por medio del concepto de receptor óptimo.

Métodos de Procesamiento de Señal

- Modelado de señal en el dominio del tiempo
- Correlación en el dominio del tiempo y frecuencia
- Deconvolución en el dominio de la frecuencia por filtro inverso
- Funciones estadísticas

En este capítulo comentaremos la determinación de tiempo de transito por el método del umbral y por modelado de señal en el dominio del tiempo.

10.4.1. Detección de tt por Umbral

La determinación de tt por umbral es el método que más se ha empleado para determinar distancias. Fundamentalmente todos los sistemas robóticos que emplean ultrasonido lo tienen incorporado. Está tan difundido, que fabricantes que comercializan sistemas y módulos de ultrasonido lo emplean (Massa, Murata). El método consiste en realizar las siguientes modificaciones a la Fig. 10.9:

1. Incorporar una ventana temporal que inhibe al receptor durante el tiempo que dura la zc.
2. Reemplazar el detector de cruce por cero por un comparador de nivel.

Con el primero, se logra hacer transparente al sistema de medición, de la existencia de la zc, y con el segundo, se inmuniza al sistema del ruido (Ver Fig. 10.6d y 10.6e). El ancho de la ventana temporal se ajusta una vez instalado él o los transductores, para ello, se toman registros de la duración de la zc y el valor final de la ventana se fija por seguridad en un 10**%** a un 20**%** mayor de la zc registrada (Veca, 1994-1995). Esto se hace para enmascarar la variación de los procesos de degradación que sufren los elementos y componentes empleados.

10.4.2. Inconvenientes

Esta metodología presenta dos inconvenientes:

1. Error en la determinación del tt causada por el umbral.
2. Imposibilidad de determinar el instante de arribo del eco cuando éste se encuentra dentro de la zc.

La entrada de referencia del comparador no puede ser cero debido a problemas de ruido, esto significa que su nivel de tensión debe ser un poco superior al nivel de ruido previsto para cada aplicación en particular. En consecuencia, existe un error de método que trae como consecuencia, que el sistema de medición arrojará una cifra de tt mayor que la real. Esto se puede observar en la Fig. 10.7.

Definiendo:

$$f1 = \frac{1}{ttm} \tag{10.2}$$

y

$$f1' = \frac{1}{ttr} = \frac{1}{ttr + \Delta t} \tag{10.3}$$

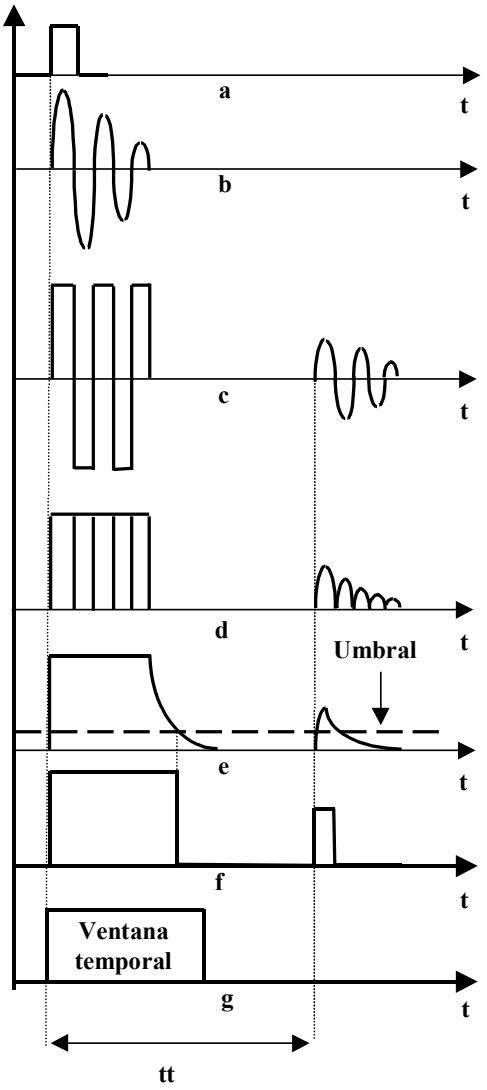


Figura 10.6. Pulso-eco. Medición de distancias por el método del umbral.

el error relativo *er*, está dado por

$$er = \frac{f1 - f1'}{f1} \tag{10.4}$$

reemplazando las expresiones (10.2) y (10.3) en (10.4), se obtiene

$$er = \frac{\Delta t}{ttm + \Delta t} \tag{10.5}$$

Concluyendo:

Para eliminar er, se debe disminuir Δt, pero al hacerlo, se reduce el umbral aumentando la probabilidad de disparos aleatorios causados por el ruido.

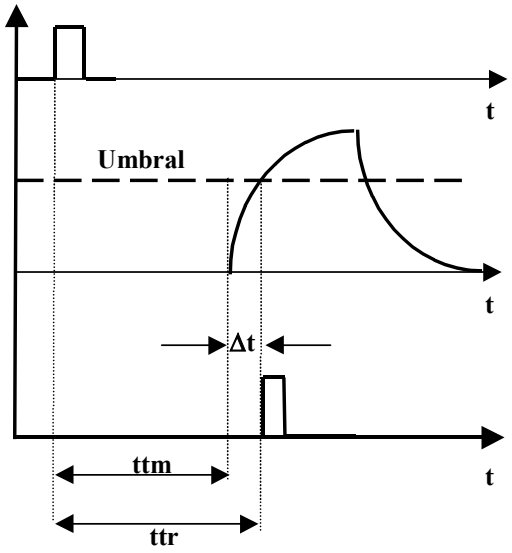


Figura. 10.7. Error cometido en la determinación del tt por el método del umbral.

Por lo tanto se trata de una solución de compromiso. En algunos desarrollos (Rago, 1986, 1987) el umbral, la frecuencia de repetición de emisión y la ganancia del amplificador de entrada, son gobernados dinámicamente por un algoritmo adaptable, en función del tt registrado y de la amplitud de la señal de eco. En la Fig. 10.8 se tiene la arquitectura básica para la medición de tt por umbral.

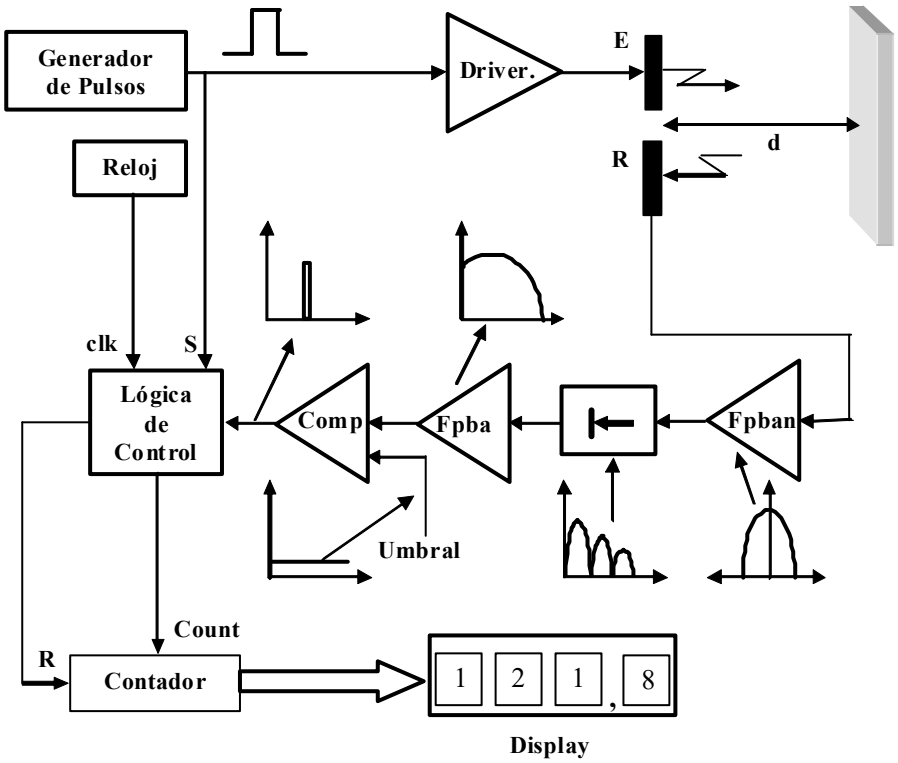


Figura 10.8. Arquitectura clásica del sistema para la medición de tt por umbral

En el caso de medición de velocidades de líquidos por tt, se han implementado sistemas analógicos que basados en la teoría de las probabilidades, eliminan la indeterminación del

tt causada por el error de medición en la determinación del umbral (Rago, 1986), (Sabatini, 1997).

También se han desarrollado sistemas basados en el concepto de receptor óptimo por correlación (Gueming, 1997). Todos estos métodos se basan en el modelado y procesamiento de la señal de eco o de su modelo. A continuación, se muestran registros reales en referencia a la Fig. 10.9 por el método del umbral, teniendo en cuenta todo lo citado (Veca, 1995, 1996). Se observan las señales de control usadas para la generación de la excitación del transductor (registro superior y medio) y la ventana para inhibir al receptor durante el tiempo que dura la zc. La Fig. 10.11a muestra sólo el amortiguamiento del transductor y un eco causado por un reflector lejano (b). El proceso de demodulación del eco se observa en la Fig. 10.11. Se trata de dos ecos.

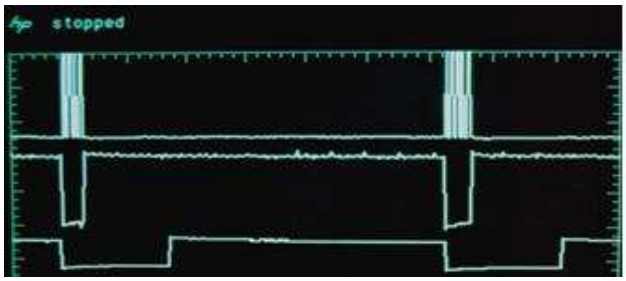
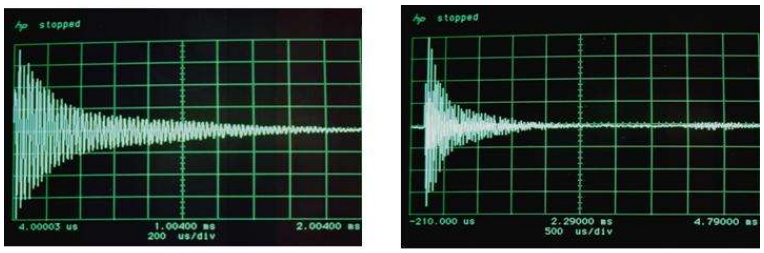


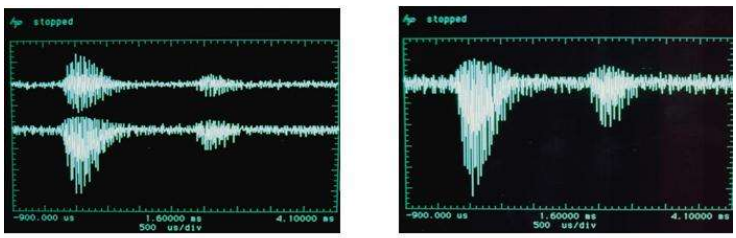
Figura 10.9. Registros de las señales de control



a b

Figura 10.10. Amortiguamiento del transductor y eco

En la parte superior (a) la señal de eco a la salida del filtro pasa banda de entrada (fpban) y en la parte inferior, la forma de la señal a la salida del demodulador. En el registro de la derecha (b), la forma de la señal a la salida del demodulador amplificada. La señal de eco a la salida del demodulador filtrada con el filtro pasa bajos (Fpba) a la entrada del comparador (Comp) se muestra en la Fig. 10.12.



a b

Figura 10.11. Demodulación

En el registro superior se ve el pulso de disparo del transductor que es usado como sincronismo.

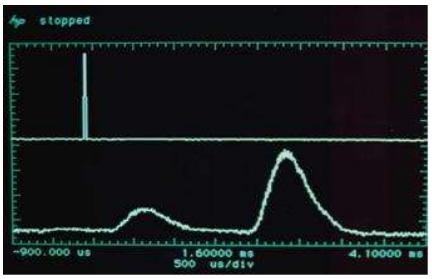


Figura 10.12. Pulso de emisión y envolvente de los ecos

La Fig. 10.13 muestra todo el proceso arriba descripto. En esta oportunidad para mayor claridad, la ganancia del sistema se fijó de forma tal que no existiera saturación.

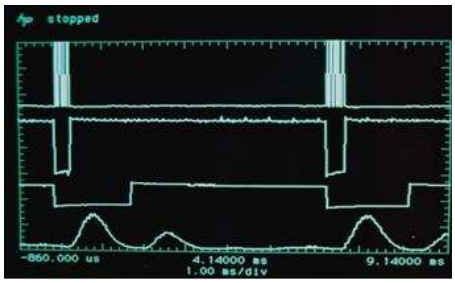


Figura 10.13. Registros de las señales de control y señales de eco

Finalmente, en la Fig.10.14 se observa el registro completo a la salida del receptor. De izquierda a derecha: primero la zona ciega saturada y a la continuación, el eco.

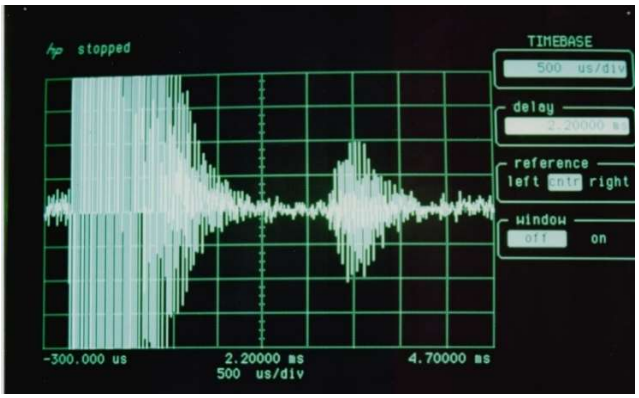


Figura 10.14. Salida del receptor

10.5. Modelos de la envolvente del eco

En la parte inferior de la Fig. 10.12 observamos con claridad la forma de la envolvente de los ecos, como consecuencia del proceso de demodulación. Es necesario poder modelar esta señal con dos finalidades; la primera, para obtener los parámetros más importantes a la hora de determinar el tiempo de tránsito y la segunda como herramienta para simular registros y o condiciones particulares, qué permitan predecir que sucederá en la práctica. Existen varias alternativas para modelar la envolvente, entre ellas:

Modelo Polinómico
Modelo basado en funciones exponenciales
Modelos basados en funciones estadísticas:

Envolvente Gausiana
Envolvente Distribucion Gamma
Envolvente Distribución Wibull

Los modelos de envolvente basados en funciones estadísticas (Canavos, 1988), resultan muy atractivos desde el punto de vista teórico. Sin embargo, casi la totalidad de ellos, no sigue la evolución temporal de los transductores que se fabrican.

Los modelos basados en funciones exponenciales se implementan a partir de un circuito electrónico analógico, relativamente sencillo y generan la envolvente con funciones exponenciales decrecientes, por medio de las propiedades de carga y descarga de un capacitor. Se emplean en situaciones donde se necesita disponer de la forma de la envolvente para emplearla como modelo y realizar alguna operación en tiempo real con ella. En estos casos se excita simultáneamente al transductor y al modelo (Rago, 1987). Existen situaciones en las que no puede aplicarse la técnica del umbral debido a que el eco invade la zona ciega. Para determinar el tiempo de transito se emplean técnicas basadas en el uso de funciones de correlación (Jordan, 1986), (Veca, 1994,1995,1996).

En el dominio del tiempo, el modelo de la señal de eco que más aceptación ha tenido hasta ahora, es el denominado modelo polinómico (Angot, 1967). Este modelo es función de la constante de amortiguamiento del transductor, de la frecuencia de operación del mismo y de una constante que puede tomar sólo dos valores enteros, de acuerdo se trate de ultrasonido de alta o baja frecuencia. Básicamente la modulante obtenida está compuesta de dos términos, uno de crecimiento muy rápido (función potencial) y otro con forma de exponencial negativo que se impone al primero. A partir de ello, realizando un simple análisis de funciones pueden obtenerse los valores de abscisa y ordenada de los puntos de inflexión, del valor máximo y del tiempo de tránsito, siendo este último el parámetro más importante.

10.5.1. Envolvente Modelo Polinomico

La señal de eco s(t) está compuesta por una señal de alta frecuencia y amplitud constante (portadora o Rf) y por una modulante m(t) que depende de la respuesta del sensor usado y del objeto donde se reflejó. Entonces:

$$s(t) = Rf(t)\, m(t) \tag{10.6}$$

La portadora se modela como:

$$Rf(t) = sen\left[2\pi f_0 (t - tt) + \theta\right] \tag{10.7}$$

donde: f0 es la frecuencia de trabajo, θ la fase inicial y tt el tiempo a partir del cual se recibe la señal de eco, es decir, el instante a partir del cual la señal comienza a crecer. (Fig. 10.15). A partir de lo anterior, la Ecu. (10.6) queda:

$$x(t) = m(t)\, sen\left[2\pi f_0 \left(t - tt\right)\right] u(t - tt) \tag{10.8}$$

donde u(t-tt) está indicando que se trata de un proceso físicamente realizable. La expresión de la modulante es un poco más compleja de describir. Comenzamos en extraer la

envolvente (por un proceso de detección) y nos quedamos con la parte positiva (tal como se muestra en la Fig. 10.15).

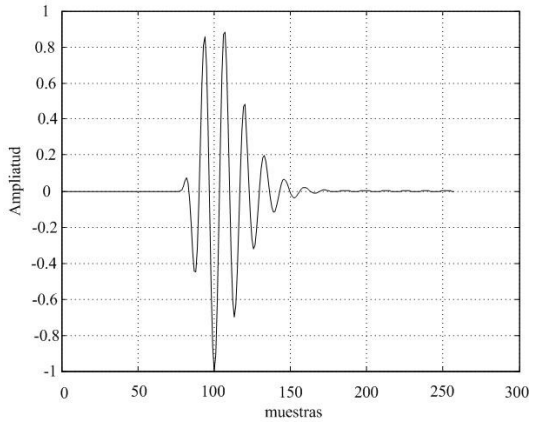


Figura 10.15. Señal de eco

La misma está formada por dos señales: una ascendente con gran pendiente y otra descendente, con pendiente menor.

La parte ascendente esta modelada por una función tipo potencial (Angot, 1967) y, la parte descendente, por una exponencial descendente (Abreu, 1990):

$$\begin{aligned} &Parte\,ascendente \rightarrow Función\,Potencial \approx t^n \quad \rightarrow (t-tt)^n \\ &Parte\,descendente \rightarrow Función\,Exponencial \approx e^{-\alpha t} \rightarrow e^{-\alpha(t-tt)} \end{aligned} \tag{10.9}$$

Esto se debe a que m(t) puede describirse por una función de tipo polinómica truncada (Angot, 1967). A partir de estas consideraciones, la modulante se expresa como:

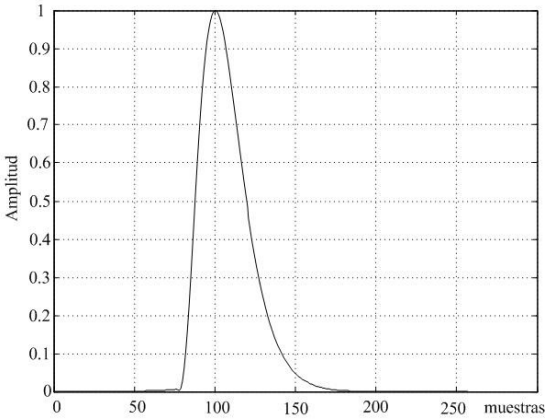


Figura 10.16. Envolvente de la señal de eco

$$m(t) = A_0 (t-tt)^n e^{-\alpha(t-tt)} \tag{10.10}$$

A esta expresión se la denomina modelo polinómico de la señal de eco (Kuc, 1979). A partir de este resultado la expresión (10.6) toma la forma:

$$s(t) = A_0 (t-tt)^n e^{-\alpha(t-tt)} sen\left[2\pi f_0 (t-tt) + \theta\right] u(t-tt) + \eta(t) \tag{10.11}$$

donde: A_0, n, α, η y θ son constantes asociadas a la amplitud del eco, a la exponencial inicial, al factor de amortiguamiento, a la relación señal/ruido y al ángulo de fase, respectivamente. tt representa el tiempo de tránsito y u(t) la función escalón unitario. La constante n depende de la frecuencia de trabajo, para frecuencias ≥ 220 kHz, n = 3, para frecuencias menores, n = 2 (Abreu, 1990). Esta función presenta un único máximo que se obtiene derivando respecto al tiempo e igualando a cero la Ecu.(10.10):

$$t_{\max} = tt + \left(\frac{n}{\alpha}\right) \tag{10.12}$$

Para que el término n/α tenga unidades de tiempo compatible con tt, hay que multiplicarlo por una constante igual a 10^{-6} y al resultado de la suma dividirlo por el tiempo de muestreo (Tm). Derivando por segunda vez respecto del tiempo la Ecu. (10.10) e igualando a cero, se obtienen los puntos de inflexión:

$$\begin{aligned} t_{ia} &= \frac{n-\sqrt{n}}{\alpha} \\ t_{id} &= \frac{n+\sqrt{n}}{\alpha} \end{aligned} \tag{10.13}$$

donde: los subíndices *ia* e *id* indican las posiciones de los puntos de inflexión ascendente y descendente, respectivamente. Claramente, las expresiones (10.12) y (10.13) dependen exclusivamente del parámetro n y de las características del sensor usado. En la Fig. 10.17 se muestran los parámetros de la envolvente descriptos por la Ecu. (10.12) y (10.13).

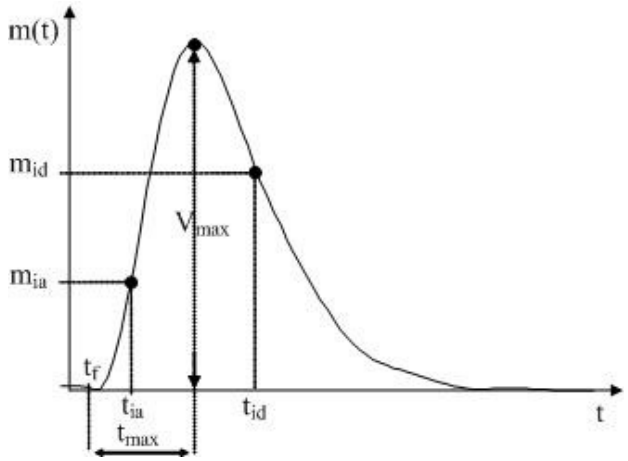


Figura 10.17. Envolvente de un eco y parámetros característicos obtenidos por el modelo polinómico

De la expresión (10.12), puede obtenerse el valor del tiempo de tránsito en función del tiempo al máximo de la envolvente y de los parámetros del transductor. Despejando tt, se tiene:

$$tt = t_{\max} - \left(\frac{n}{\alpha}\right) \tag{10.14}$$

10.5.1.1. Simulación de la señal de eco descripta por el modelo polinómico

Una señal de eco simple modelado por las expresiones (10.11), (10.12) y (10.13) puede simularse sencillamente. En función de los datos de entrada, el código de simulación que se muestra en la Fig. 10.18 genera un eco y mediante la transformada de Hilbert (Audoin, 1996) obtiene la envolvente. Los argumentos de entrada son los parámetros de la Ecu. (10.11), esto es, n, α, A_0, f_o, η, t_{max} y θ.

```
function [eco,env]=genera_poly15(f0_nor,nmtt,a,n,nm,Ao,snr,fhi)
w0_nor=2*pi*f0_nor;
tmax=round(n/a);
b=(a*exp(1)/n).^n;
%Generación del eco
t0=0;
tx=[zeros(1,(t0+nm)-tmax) 1:length(t)-((t0+nm)-tmax)];
e=b*tx.^n.*exp(-a*tx);
rf=sin(w0_nor*tx);
eco=Ao*e.*rf;
%Ruido aditivo
y=10^(snr/20);
rui=(rand(size(tx))-.5)/y;
eco=eco+rui;
%Extracción de la envolvente
env=abs(hilbert(eco));
end
```

Figura 10.18. Código de generación de ecos mediante la envolvente modelo polinómico

Como se trata de una simulación en ambiente digital, es necesario *indicar la tasa de muestreo y el intervalo de simulación*. Para la primera, se trabaja con la frecuencia normalizada fo_nor, es decir, la relación frecuencia de trabajo del transductor fo a la frecuencia de muestreo fm . Esta última debe cumplir con el teorema del muestreo que debe ser al menos, el doble de frecuencia que la frecuencia más alta de la señal. En la práctica, una relación entre 5 a 10 es una buena elección.

La segunda significa la cantidad de muestras necesarias para representar la señal de eco simulada. El tiempo al máximo (t_{max}) está relacionado a la Ecu. (10.12) que se expresa como número de muestras a partir de las cuales se desea obtener el máximo de la envolvente. El número de muestras para cada caso está dado por:

$$nm = \frac{tiempo}{Periodo\ de\ muestro} \tag{10.15}$$

$$Tm(s) = \frac{1}{Frecuencia\ \ de\ \ muestro} = \frac{1}{fm} \tag{10.17}$$

Por lo tanto, estimando la distancia a recorrer por el sonido, las características del medio y la frecuencia de muestreo, puede determinarse el número de muestras al máximo de la envolvente y el número de muestras totales de la simulación. Resumiendo: numero total de muestras del registro nmtt y nm es el número de muestras al tmax.

Finalmente la relación señal ruido SNR se expresa en dB y con respecto a la fase, puede ser de 0º o de -180º. En el siguiente ejemplo se aclara el accionar del programa.

Ejemplo 5.1

Generar un eco de amplitud unitaria que cumpla con los siguientes requisitos: frecuencia de trabajo 40 kHz, fase cero, relación señal ruido 50 dB, constante de amortiguamiento del transductor α = 0,0020, constante n =2. Velocidad del sonido en el medio C =1500 m/s y distancia al blanco d=10 m. Se adopta una frecuencia de muestro de 4 MHz.

1- Periodo de muestreo
$Tm=1/fm = 1/200*10^3 = 250$ ns
2- Determinación del tt
$tt=2*d/C = 2*10/1500=0,0133$ s
3- Numero de muestras al tt
$nmtt=tt/Tm= 0,0133/4*10^{-6}=53200$ muestras
4- Tiempo al tmax. Por Ecu.(10.12):
$tmax=tt+ (n/\alpha) = 0,0133+(3/0,0020)*10^{-6}=0,0143$ s
5- Numero de muestras al máximo de la envolvente
nm_tmax=tmax/Tm=0,0143/Tm=57200 muestras.

Para visualizar la señal de eco completa se puede adoptar un numero de muestras totales del orden de nmt_max+10%, esto es nm_tot = 57200+5720 = 62920 muestras. Ingresando estos resultados en:
[eco,env]=genera_poly15(0.01,[1:62920],0.0020,2,57200,1,50), obtenemos el resultado de la simulación. En este caso, la relación SNR fue de 50 dB

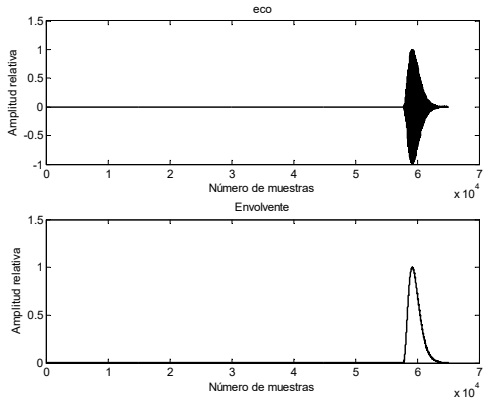


Figura 10.19. Resultado de la simulación

El cálculo del número de muestras realizado puede evitarse con el uso del siguiente código que entrega el número de muestras al tiempo de transito nmtt, al tiempo máximo nmt_max y el número total de muestras de registro nmt.

```
function [nmtt,nmt_max,nmt] = p_ecos(fm,n,alfa,C,d)
tt=2*d/C;
nmtt=round(tt/Tm);
tmax=tt+(n/alfa)*10^-6;
nmt_max=round(tmax/Tm);
%Numero total de muestras del registro
nmt=round(nm_tmax+.1*nm_tmax);
[nmtt nmt_max nmt]
end
```

Figura 10.20. Código de simulación para encontrar los parámetros de la envolvente

Para los mismos datos del ejemplo:
[nmtt,nmt_max,nmt] = p_ecos($4*10^6$,2,0.0020,1500,10), obteniendo:
[53333 57333 63066], valores que concuerdan con los calculados. Para obtener la simulación se ingresa a genera_poly15.

Ejemplo 10.2
Con los mismos datos del ejemplo anterior, generar dos ecos para SNR de 50 dB y 10 dB, respectivamente.

```
[eco1,env1]=genera_poly15(0.01,[1:62920],0.0020,3,57200,1,50);
[eco2,env2]=genera_poly15(0.01,[1:62920],0.0020,3,57200,1,10);
```

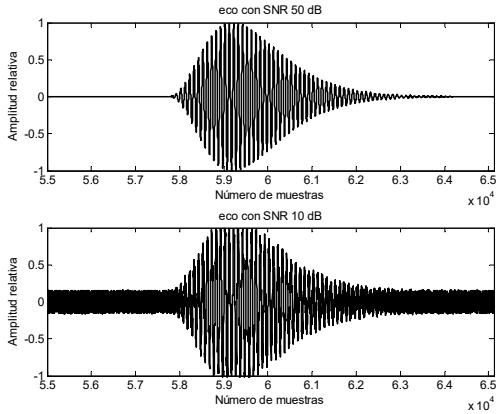


Figura 10.21. Resultado de la simulación. Ecos para una SNR de 50 dB y 10 dB

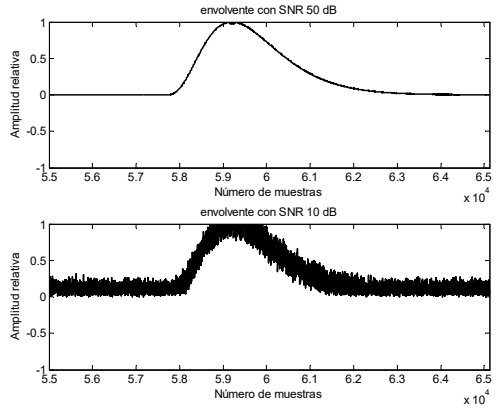


Figura 10.22. Resultado de la simulación. Envolventes para una SNR de 50 dB y 10 dB

En esta oportunidad, los registros se centraron en la zona del eco para ver con más detalles. Claramente se nota que a medida que la SNR disminuye, la forma del eco se degrada. En la práctica, es común trabajar con SNR del orden de 30 dB o menor.

10.6. Operadores asociados a la reducción de datos

Uno de los principales inconvenientes en la presentación en pantalla de los datos por pulso-eco, radica en el volumen de los mismos. Hasta el momento hemos trabajado, con una distancia al objeto que refleja de solo 10 m, con número de muestras del orden de 62.920 y con un eco que además, presenta un solo máximo. La realidad es muy diferente. Supongamos un sonar que está apuntado a un submarino que se encuentra a 200 m. La

función p_ecos arroja $1.8*10^6$ muestras, por cada disparo del sonar. Si el sonar es del tipo multiaz y además, presenta la información en imágenes 3D, el número de muestras necesarias puede llegar al orden de los Gbytes, resulta imprescindible realizar una reducción de datos sin perder información, por ejemplo almacenando los principales picos y su posición. Se ha comprobado que el número medio de picos detectados no suele ser inferior a 3, siendo generalmente el número máximo inferior a 6, con lo que se reduce considerablemente el volumen de los datos. Además de lo citado, en el 80% del registro (tiempo de transito) las muestras tienen una amplitud igual a cero. A continuación se presentarán algunos operadores muy usados en la reducción de datos y que algunos sistemas actuales de sonido los implementan.

Antes de continuar es importante hacer las siguientes aclaraciones. Los registros vistos hasta el momento son registros de amplitud en función del tiempo que se denominan A-Scan, que pueden estar compuestos por la reflexión del sonido resultante la suma de varios ecos. En este caso, al A-Scan se lo denomina Traza. Estos conceptos serán ampliados en el capítulo XI. Básicamente existen los siguientes métodos para la reducción de datos:

1. Detectores de un pico (1 máximo)
2. Detectores varios picos (varios máximos dentro de un intervalo)
3. Diezmado y interpolación
4. Compresión

A continuación analizaremos los métodos 1, 2 y 3 La compresión de datos es un tema que excede los alcances de esta obra. Para simulación emplearemos la funtion genera_traza, cuya descripción se muestra a continuación y que está diseñada para una traza compuesta por 3 ecos a partir de la funtion genera_poly15. Se utilizará nm1, nm2, nm3, A1, A2, A3 y fhi1, fhi2 y fhi3 para el número de muestras al máximo, la amplitud máxima y la fase inicial de cada eco, respectivamente. A continuación se lo utilizará para generar una traza compuesta por tres A-Scan. En el caso de necesitar una traza compuesta por 2 ecos, se reemplaza A3 y nm3 por 0

```
function [traza,env]= genera_traza(f0_nor,t,n,alfa,snr,A1,A2,A3)
nm1,nm2,nm3,fhi1,fhi2,fhi3)
[eco1,env1]=genera_poly15(f0_nor,t,n,alfa,nm1,A1,snr,fhi1);
[eco2,env2]=genera_poly15(f0_nor,t,n,alfa,nm2,A2,snr,fhi2);
if E3==0,
traza=eco1+eco2;env=env1+env2;
else,
[eco3,env3]=genera_poly15(f0_nor,t,n,alfa,nm2,A3,snr,fhi3);
traza=eco1+eco2+eco2; env= env1+env2+;env3;
end
end
```

Figura 10.23. Código para generación de una traza compuesta por tres ecos

Ejemplo 10.3

Generar una traza compuesta por tres A-Scan de acuerdo con los siguientes datos: Frecuencia de trabajo 40 kHz, frecuencia de muestreo 4 MHz, n= 2, alfa = 0.0020, nm1= $50*10^3$; nm2= $54*10^3$, nm3 = $57{,}2*10^3$, SNR = 50 dB, numero de muestras del registro = 65120, fhi1= fhi2 = fhi 3=0. A1=1,2, A2=0,8 y A3=1,8. En la Fig.10.24 se muestra el registro resultante.

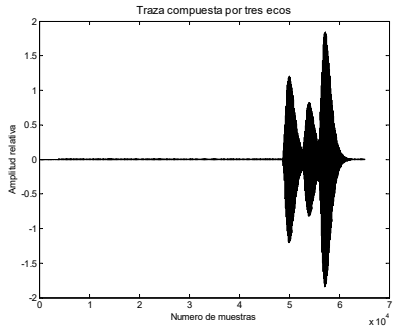


Figura 10.24. Traza compuesta por 3 ecos

10.6.1. Detector de un máximo

Los detectores de máximos o detectores de pico (también denominados monopico), determinan el valor máximo absoluto en el interior de una Traza y su posición (número de muestras). En este caso particular, se busca la detección en el interior de una ventana de muestras de la señal que no necesariamente se encuentra ubicada donde está el valor del máximo absoluto. En la siguiente figura se muestra el código de un detector de máximos locales. La función extrae el valor máximo de una traza limitada por m1 y m2, entregando al final, la posición y el valor del máximo. La function [Z, X] = monopico(y,m) detecta un pico máximo en la señal y dentro del intervalo de análisis determinado por [m(1) m(2)], Z = valor del pico, X = posición del pico

```
function [Z, X] = monopico(y,m)
% Detecta un pico máximo en la señal y dentro del intervalo
%de análisis determinado por los límites [nm1 nm2]
% Z = valor del pico máximo, X = posición del pico
y=y'
[a b] = size(y-1);
b=b-1;
Z = zeros(b,1);
X = zeros(b,1);
for i=1:b
        [Z(i) X(i)] = max(y(m(1):m(2),i));
end
X = X + m - 1;
X=X(1);
%Graficación
figure(1);plot(y); hold on
plot(X,Z,'or'); hold off
```

Figura 10.25. Código para la detección de máximos

Ejemplo 10.4

A partir de los datos del ejemplo anterior, encontrar el valor máximo de la traza y su posición entre las muestras $53*10^3$ y $55*10^3$.

1- Generación de la traza:

[traza,env]=

genera_traza(0.01,[1:65120],2,0.0020,50,1.2,0.8,1.8,$50*10^3$,$54*10^3$,$58.2*10^3$,$57.2*10^3$);

3- Cálculo del valor máximo y graficación: [Z,X]=monopico(traza,[$53*10^3$ $55*10^3$]);

El resultado se observa en la Fig. 10.26. En la parte superior la traza, en la inferior, ampliación de la zona donde se extrae el valor máximo.

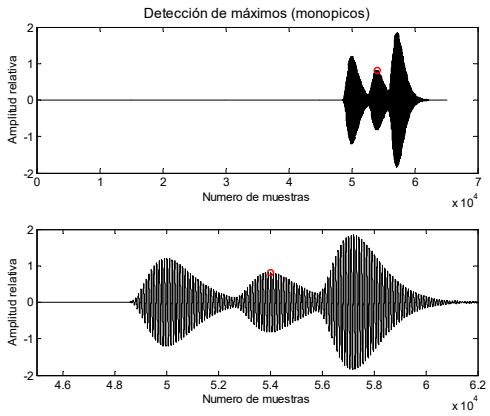


Figura 10.26. Ejemplo del detector de máximo

La amplitud y posición del máximo fue [Z,X]=1 y $54*10^3$ muestras. El error en la amplitud del pico detectado fue de 0.125% (pedido 0,8, determinado 1.

10.6.2. Detector de picos múltiples

Existen casos donde es necesario encontrar más de un máximo local a partir de un umbral, Además de especificar los límites de la extracción, se especifica la separación entre los máximos a partir de un umbral de nivel de amplitud de la traza. El siguiente listado muestra el código de simulación de un detector de múltiples picos.

```
function [C,E] = multipicos2015(A,i,M,u)
B=zeros(10,2); a = i(1); j =1;
while (a < i(2))
   if A(a) > ([A(a-M:a-1) A(a+1:a+M)])
      B(j,2) = A(a); B(j,1) = a;  a = a + M; j = j+1;
   else
      [b1 b2] = max(A(a+1:a+M)); a = a+b2;
   end
end
for i=1:max(size(B))
   if B(i,2)>u
      B(i,2)=B(i,2);
   else
      B(i,2)=0;
   end
end
F=B(:,2); E=find(B(:,2)>u); C=[B(E,1) B(E,2)];
umbral=u*ones(1,max(size(A)));
end
```

Figura 10.27. Código de simulación para la extracción de multipicos

Dónde: y es la traza, i y u, el intervalo y nivel de extracción, respectivamente. M es la separación entre muestras.

Ejemplo 10.5

Con los mismos datos del ejemplo anterior, encontrar los máximos de la traza para un intervalo entre máximos comprendidos entre de 120 muestras.

[C E]=multipicos2015(traza,[48000 59000],120,1). En la siguiente figura se muestra el resultado de la simulación. En la parte superior, la traza, en la inferior, ampliación de la zona donde se extrae los picos.

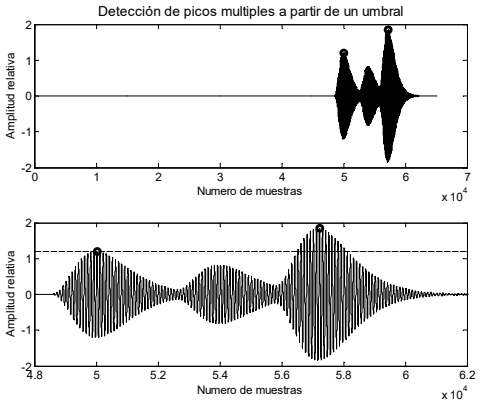


Figura 10.28. Ejemplo de detección de multipicos a partir de un umbral de 1,2

10.6.3. Diezmado, interpolación y compresión

Existen ocasiones donde, por el gran volumen de muestras durante la inspección, es necesario disminuir el número de muestras manteniendo la forma de la traza. En estos casos, los sistemas actuales resuelven este problema mediante el diezmado y/o la compresión de datos. En este apartado y a título de introducción, mostraremos cómo opera el diezmado. Una señal analógica que se ha convertido al dominio discreto se representa como:

$$x[n] = x[nT] \tag{10.18}$$

El diezmado es la operación inversa a la interpolación en el sentido de la frecuencia de muestreo. No se desea tener las muestras en todos los instantes de tiempo múltiplos de un periodo de muestreo, si no:

$$x[n] = x[nT'], \; siendo \; T' = KT \tag{10.19}$$

De acuerdo al valor que toma K, mayor o menor que la unidad, nos encontramos con dos situaciones diferentes, diezmado (sub-muestreo) o interpolación (sobre-muestreo). En el primer caso K=M>1 y en el segundo, K=1/L<1. En el primer caso, si de cada M muestras tan sólo nos quedamos con una, es como si pasáramos de un periodo de muestreo T a uno M veces mayor (T'=MT), lo que equivale a una disminución (o compresión) de la Frecuencia de muestreo,

$$f_s^{'} = f_s / M \tag{10.20}$$

(fs es la frecuencia de muestreo). Obviamente, la operación de interpolación es la inversa. En la Fig. 10.29 se observan las diferencias. A la izquierda se tiene la secuencia x[n] original y a la derecha, la operación de diezmado (parte inferior) e interpolación (parte superior).

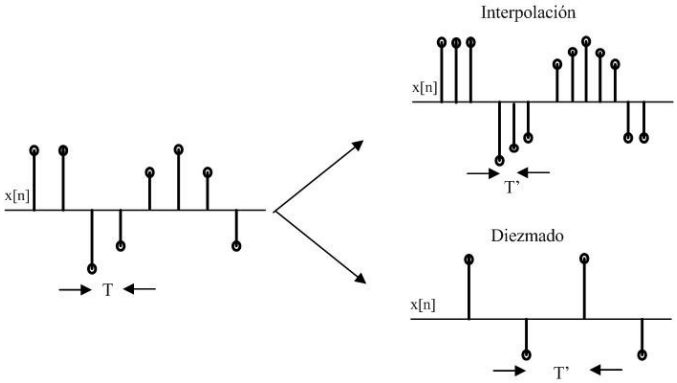


Figura 10.29. Concepto de diezmado e interpolación

El diezmado (como la interpolación) puede realizarse en tiempo real por software o por hardware. Matlab dispone de dos funciones; downsample para diezmado y upsample para interpolación. Estas funciones necesitan de dos argumentos de entrada, la señal y el factor de diezmado o interpolación. En la Fig. 10.33 se muestra el resultado de diezmado (M) igual a 4 aplicado a una señal tipo senoidal.

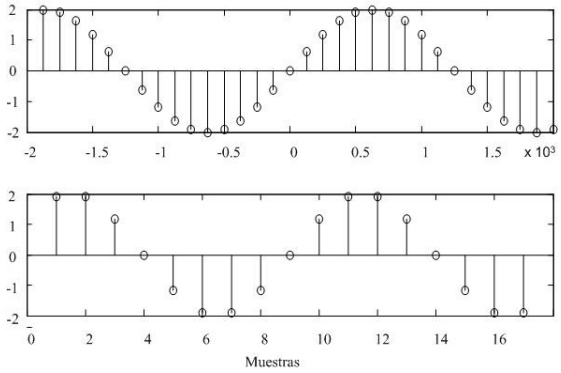


Figura10.30. Ejemplo de diezmado de una señal senoidal, por un factor de 4

Ejemplo 10.6

Generar una traza compuesta de dos ecos según los siguientes parámetros y reducir el número de muestras a la mitad. Frecuencia de trabajo 200 kHz, frecuencia de muestreo 4 MHz, n = 2, alfa = 0.0090, nm1 = 275, nm2 = 820, SNR 50 dB, numero de muestras del registro 1800, fhi1= fhi2= 0.

1- Generación de la traza
[traza,env]= genera_traza(0.05,[1:1800],0.0090,2,50,1,0.6,0,275,820,0);

2- Diezmado de la traza por un factor de 2
D=downsample(traza,2);

El resultado del diezmado se muestra en la Fig. 10.31, corroborando la Ecu. (10.20).

El número de muestras se ha reducido a la mitad y la forma de la señal no ha variado.

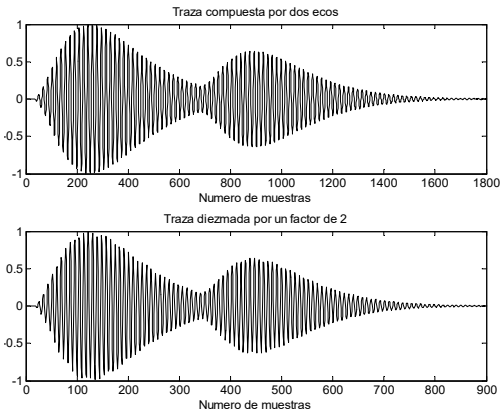


Figura 10.31. Ejemplo de diezmado. Traza original, registro superior Inferior, diezmado de 2

¿Cuál es la ventaja de realizar un diezmado?
La frecuencia de adquisición en los conversores A/D (analog to digital converter) es constante e igual, por ejemplo, a 80 MHz. Puede seleccionarse una frecuencia de muestreo igual o inferior a la de la adquisición, programando un factor de diezmado D, donde $0 \leq D \leq 15$. A la salida se obtiene una de cada D+1 muestras adquiridas a 80 MHz. Así, por ejemplo, si $D = 4$ (se toma 1 de cada 5 muestras), la frecuencia de muestreo resultante es de 80/(4+1) = 16 MHz. La frecuencia mínima de muestreo que puede seleccionarse es 80/(15+1)= 5 MHz. Gracias a esta característica, conviene utilizar la menor frecuencia de muestreo compatible con el ancho de banda de la señal, reduciendo la cantidad de datos a manejar, ya que toda la información temporal se obtiene con la máxima resolución.

10.7. Resumen del capítulo

En este capítulo se abordó el estudio del método pulso-eco orientado a la emisión y recepción de señales acústicas. El método pulso-eco, se basa en la emisión de un pulso de sonido y esperar recibir un eco, no es más que el principio del sonar (y del radar). El tiempo que tarda el eco en llegar al transductor se denomina tiempo de tránsito, a partir del cual, se determina la distancia al elemento o elementos reflectores. Este método es el más empleado en la mayoría de las aplicaciones.

Para determinar el tiempo de tránsito existen varias alternativas cuya aplicación depende de la naturaleza y exactitud de la medición. El método del umbral ha sido y continúa siendo el más empleado debido a la simplicidad de su implementación. Se basa en esperar que la amplitud de la señal de eco supera un cierto valor (umbral) predefinido en el sistema. Debido a la presencia de ruido tanto en el trayecto de ida y vuelta del sonido, como del generado por los propios compontes electrónicos, el umbral debe tener un valor distinto de cero, cometiéndose un error en la medición. Conociéndose el mismo, puede ser afectada la medición por una constante, compensándolo.

El segundo inconveniente de esta técnica es la mínima distancia a determinar cuándo se usa un solo transductor para emitir y recibir, debido al tiempo de amortiguamiento del mismo. Existen métodos de diferente grado de complejidad para reducir este inconveniente, algunos de ellos se mostraron a la largo de este capítulo.

Cuando es necesario determinar tt con mucha precisión y se dispone de un sistema de procesamiento de datos, se emplean modelos estadísticos. También se han usado con

mucho excito, técnicas de procesamiento de señales como son las funciones de correlación y deconvolución y métodos adaptivos. Como alternativa del método del umbral se han empleado en un sinnúmero de variantes, dependiendo de la naturaleza de la aplicación específica.

En el área analógica se ha empleado con resultados aceptables, el uso de decodificadores de tono, empleando circuitos integrados comerciales. Este método presenta dos inconvenientes, el primero, no puede aplicarse a frecuencias superiores a 500 kHz y el segundo, necesita por lo menos de procesar un ciclo de la señal recibida para detectarla. A nivel comercial, existen alternativas analógicas y digitales para la determinación del tiempo de tránsito. Se trata de circuitos integrados y módulos desarrollados por las empresas que comercializan transductores acústicos, con la finalidad de simplificar y optimizar la electrónica.

A continuación, se abordó el modelado de la señal de eco con dos finalidades; la primera, para obtener los parámetros más importantes a la hora de determinar el tiempo de tránsito y la segunda como herramienta para simular registros y o condiciones particulares, qué permitan predecir que sucederá en la práctica.

Existen varias alternativas tanto en el dominio del tiempo como en el de la frecuencia. En el dominio del tiempo, el modelo de la señal de eco que más aceptación ha tenido hasta ahora, es el denominado modelo polinómico. Este modelo es función de la constante de amortiguamiento del transductor, de la frecuencia de operación del mismo y de una constante que puede tomar sólo dos valores enteros, de acuerdo a la frecuencia del transductor.

La modulante obtenida está compuesta de dos términos, uno de crecimiento muy rápido (función potencial) y otro con forma de exponencial negativo que se impone al primero (Kuc. 1979) a partir de ello, realizando un simple análisis de funciones pueden obtenerse los valores de abscisa y ordenada de los puntos de inflexión, del valor máximo y del tiempo de tránsito, siendo este último el parámetro más importante.

Existen otros métodos de envolvente basados en modelos estadísticos a partir de diferentes funciones de densidad de probabilidad, entre ellas, las distribuciones de Gauss, gamma y de Weibull (Canavos, 1988). La más empleada es la distribución de Gauss ya que existe entre otras, una simple correspondencia entre el dominio del tiempo y de la frecuencia. Sin embargo, se emplean en la mayoría de los casos en modelos teóricos.

Como alternativa y en el dominio del tiempo, se han usado modelos de la envolvente con funciones exponenciales (Rago, 1986,1987). Se la emplea en sistemas analógicos para generar una envolvente de eco patrón, usadas en operaciones de comparación empleando técnicas de correlación.

Para los casos donde existe incertidumbre de dónde comienza el eco ya sea por baja relación señal-ruido, por condiciones de solapamiento de ecos o por ambas, el inicio de cada eco puede estimarse empleando funciones de correlación (Veca, 1999), usando deconvolución por filtrado inverso (Anaya, 1992), o por filtrado adaptivo.

Cualquiera de estas técnicas pueden usarse solas o combinadas, dependiendo de la complejidad del registro. Si bien necesitan de una alta carga computacional, actualmente

se usan dispositivos de procesamiento digital de señales (DSP), arreglos analógicos configurados por campo (FPAA), arreglos digitales configurados por campo (FPGA) y combinaciones de los mismos, que permiten obtener alta performance. Cuando el eco invade la zona ciega y además se dan condiciones de saturación, se acude al procesamiento adaptivo de señales (Widrow, 1985) y a modelos basados en la teoría de control (Veca, 2003, 2005).

En caso de tener en el registro ecos solapados pero no saturados, se los puede separar empleando la técnica denominada “matchig pursuit algoritm” basado en una base de datos de señales (Chen, 1999), Vera-Canderas, 2003). Si en el registro los ecos están solapados y además saturados, es posible separarlos y eliminar la saturación usando técnicas de deconvolución basadas en restauración de señales (Jain, 1981), (Olofsson, 2005).

Finalmente, la reducción de datos puede encararse para obtener los puntos más representativos de una traza (o conjunto de trazas) por medio de las operaciones de extracción de pico o multipicos, quedando reducido el volumen de datos a los valores máximos y posición. Como veremos en el próximo capítulo, el concepto de valor máximo de la traza y su posición, es la base del registro denominado B-Scan.

Por otro lado, el diezmado se emplea cuando es necesario realizar una importante reducción de datos, sin que se altere la forma de la traza (en el dominio de la frecuencia se altera la forma).

10.8. Preguntas y problemas propuestos

10.8.1. ¿Cuáles son los parámetros que depende la distancia mínima a medir, cuando se emplea la técnica pulso-eco?

10.8.2. Para un sistema de sonido por pulso-eco, el tiempo de transito teórico es de 4 ms. Si el Δt establecido por el nivel del umbral es de 0,45. ¿Cuál será el error relativo de la medición?

10.8.3. Si se tuviera control de la excitación del transductor (por ejemplo, excitarlo con dos o más pulsos), ¿habría alguna forma de ejercer una acción tendiente a disminuir el ancho de la zona ciega?

10.8.4. Para un sistema de sonar que presenta una zona ciega (zc) de 2 segundos, ¿cuál es la mínima distancia posible de medir? Adoptar c = 1500 m/s.

10.8.5. Con los datos del problema anterior. Si la distancia al blanco es de 7 m, ¿cada cuanto tiempo se debería repetir como mínimo los pulsos de excitación para evitar solapamiento?

10.8.6. Determinar los parámetros de la envolvente modelo polinomico (Fig.10.7) para un eco producido por un reflector en el agua a una distancia del emisor de 200 metros, frecuencia fo del emisor 40 kHz, frecuencia de muestreo fm 2 MHz. Considerar c = 1500 m/s, amplitud máxima de la envolvente de 1 y SNR de 30 dB, α = 0,0075. Expresar los resultados en función del número de muestras.

10.8.7. Para el problema anterior, determinar el tiempo de tránsito y los puntos de inflexión de la envolvente, en función del número de muestras.

10.8.8. Usando la función p_ecos y genera_traza, simular en el mismo registro tres ecos a partir de los siguientes datos: d1= 5 m, d2=10 m, d3= 15 m, n = 2, fo/fm = 80/800, α = 0,0035, amplitud del primer eco 0,9, del segundo, 0,6 y 1,6 del tercero. SNR1 = 25 dB, SNR2 =15 dB y SNR3 =10 dB. ¿Se produce solapamiento de los ecos?

10.8.9. Para un sonar que opera a una frecuencia fo de 80 kHz, con frecuencia de muestreo fm de 3 MHz y recibe una traza compuesta de dos ecos de amplitud 1 y 1,5, respectivamente que corresponden a un blanco que se encuentra a una distancia de 50 m y 75 m. Determinar: a- La traza. b- La extracción de multipicos en el intervalo de muestras que correspondan, a parir de un umbral de detección de 0,7. Adoptar n de 2 y α = 0,0035.

10.8.10. Repetir el ejemplo 10.6 para un diezmado de 3 y un diezmado de 4. Comparar los resultados.

10.9. Referencias

Abreu, J. M. (1990). Análisis de señales Ultrasónicas para la Definición de Entornos en el Campo de la Robótica. Memoria de tesis doctoral, Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid. España.

Anaya, J. J., Ullate, L., Fritsch, C. (1992). A Method for Real Time Deconvolution. IEEE Transaction on Instrumentation An Measurement. Vol. 41, Nro. 3, pp. 413-419.

Angot, A. (1967). Moderna Matemática para Ingenieros. Editorial Nigor, Buenos Aires.

Audoin, B. Roux, J. (1996). An innovative Application of the Hilbert Transform to time delay estimation of overlapped ultrasonic echoes. Ultrasonics 34 23-33.

Canavos, G. C. (1988). Probabilidad y Estadística. Aplicaciones y Métodos. McGrawHill.

Chen, S., Donoho, D. (1995). Basic pursuit. Technical Report, Statistic Department, Stanford University.

Fritsch, C., Veca, A. (2004). Detecting small flaws near the interface in pulse-eco. Ultrasonic 42(2004) 797-801.

Gueuning, F., Varlan, M., Eugene, C., and Dupuis, P. (1997) Accurate Distance Measurement by an Autonomous Ultrasonic System Combining Time-of-Flight and Phases Shift Methods. IEEE Trans. On Instrumentation and Measurement, Vol. 46, N . 6, pp. 1236-1240.

Jain, A. K., Ranganath, S. (1981). Extrapolation algorithms for discrete signals with applications in spectral stimation. IEEE Trans. Acoust, Speech, Signals Processing, Vol. ASSP-29, pp. 830-845.

Jordan, J. (1986). Correlation Algorithms, Circuits and Measurement Aplication. IEE Proc, vol.133, Pt.G, No.1.

Kuc, R. (1979). Application of kalman filtering techniques to diagnostic ultrasound. Ultrasonic Imagin, 1, pp. 105 – 120.

Massa Products Corporation. http://www.massa.com.

Olofsson, T. (2005). Deconvolution and Model-Based Restoratión of Clipped Ultrasonic Signals. IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement. Vol. 54,NO. 3.

Rago, C. (1986). Anemómetro Ultrasónico por Tiempo de Tránsito. Tesis de grado. Depto. de Electrotecnia, Fac. de Ingeniería, Univ. Nac. de La Plata.

Rago, C. (1987). Realización del Estimador Optimo de Retardos. Informe Técnico ILC-5/87. Depto. de Electrotecnia, Fac. de Ing. Univ. Nac. de La Plata.

Rago, C. (1987). Planteo y Estudio del Receptor Optimo para Estimación de Retardos. Informe Técnico ILC-5/87. Depto. de Electrotécnia, Fac. de Ing. Univ. Nac. de La Plata.

Veca, A., Reale, R. (1994). Medición de Distancias en Sistemas de Ultrasonido sin el uso de Umbral. Informe Técnico INAUT/SE 02/94. INAUT, UNSJ.

Veca A. C. (1994). Medición de tiempo de transito en un entorno de interferencia. Informe Técnico INAUT/SE-04/94. Instituto de Automática. UNSJ.

Veca, A., Reale, R., Martín, M. (1995). Determinación de tiempo de tránsito en la zona ciega del transductor receptor. VI Reunión de Procesamiento de la Información y Control. RRPIC'95. Vol. I, Bahía Blanca.

Veca, A., Reale, R., Carelli, R. (1996). Determinación de Tiempo de Transito en Sistemas de Ultasonido en un entorno de Interferencia. Informática y Automática, Vol. 29, Num. 2, pp. 22-33. España,

Veca, A. C., Solimei, E., Peña, M. (1999). Detección de Ecos en un ambiente Altamente Reflexivo. VIII RPIC, Vol. 2, pp. 69-6, 77-6. Mar del Plata.

Veca, A. C., Fritsch, C. (2003). Detección de Ecos próximos a la Interfaz. 10º Congreso Nacional de Ensayos no Destructivos, pp. 217-226, Cartagena, España.

Veca, A. (2005). Análisis, Modelación y Caracterización de la Zona Ciega del Transductor Receptor, para Optimizar Sistemas de Ultrasonido en Régimen Impulsivo. Tesis Doctoral. Editorial Universidad Nacional de San Juan.

Vera-Canderas. P., Curpian-Alonso, J., Ruiz-Reyes, N. Martinez-Muñoz, D., Montero de Espinosa, F. Vicen Bueno, R. (2003). High Resolution Pursuit for detecting flaws closet o the surface of strongly scattering materials in NDT applications. 10º Congreso Nacional de Ensayos no Destructivos, pp. 217-226, Cartagena, España.

Widrow, B., Stearn, S. (1985). Adaptive Signal Processing. Prentice Hall.

Capítulo XI

Emisión y Recepción de Señales Acústicas en Medio Subacuático
Parte III: Métodos, Técnicas y Focalización Electrónica

SUMARIO

11.1. Introducción
11.2. Génesis de la señal ultrasónica con la técnica emisión pulsada
11.3. Sistemas de Representación
11.4. Diferencias entre Modos, Pantallas o A-Scan
11.5. Sistemas Sectoriales
11.6. Arrays
11.7. Sistemas de imagen acústica
11.8. Elementos de Simulación
11.9. Resumen del capítulo
11.10. Preguntas y Problemas propuestos
11.11. Referencias

11.1. Introducción

En el capítulo X se estudiaron cuáles eran las formas de emisión y recepción de señales acústicas y nos dedicamos a profundizar las metodologías para determinar el tt en sistemas que operan independientemente del medio por donde se propaga la onda acústica. En este capítulo se desarrollarán los siguientes temas:

1- Técnicas de emisión pulsada.
2- Registros orientados a la formación de imágenes acústicas.
3- Análisis de un sistema genérico de sonar.
4- Concepto de barrido lineal y sectorial.
5- Concepto de array acústico
6- Métodos de focalización electrónica

Al principio se definirán los tres tipos básicos de registros: A-Scan, B-Scan y C-Scan y se trabajará sólo con el primero, estudiando la forma de visualizar sólo un eco y cómo poder realizar sobre la pantalla del instrumento, mediciones de tiempos de transito, distancia y atenuación. Posteriormente, se ampliaran los conceptos de formación de imágenes acústicas, con el B-Scan y C-Scan. Finalmente, se dedicará un importante esfuerzo a la descripción de los arrays acústicos y a las técnicas de focalización electrónica, que permiten optimizar los sistemas de sonar.

11.2. Génesis de la señal acustica con la técnica de emisión pulsada

Señal recibida del medio con obstáculos

Si en el medio por donde se propaga la onda acústica existe sólo un obstáculo o blanco, aparecerá en alguna parte registro, el denominado E*co de del obstáculo o blanco* (EO). Conociendo la velocidad de propagación en el medio y el intervalo de tiempo entre la emisión del pulso y el instante que aparece el EO, podemos determinar a qué distancia se encuentra el objeto.

En el instante en que el pulso generado en el transductor ingresa al medio, debido a la diferencia de impedancias acústicas, se genera el denominado *Eco de interfaz (EI)*. En realidad no es un eco, se trata de una señal de muy corta duración pero de gran amplitud, que satura al amplificador del sistema de recepción. Como veremos más adelante, este impulso puede emplearse para generar el inicio del registro (señal de sincronismo, t=0).

Señal recibida de un conjunto de medios

Hasta el momento hemos trabajado con un solo medio. Surge una pregunta: ¿Qué información aporta la técnica pulso-eco cuando la onda acústica tiene que atravesar medios diferentes?, es decir, de medios con diferentes propiedades acústicas. Para responder, en primer lugar, veamos la Fig. 11.1, donde el pulso de sonido tiene que atravesar 5 medios con diferentes *impedancias acústicas* y regresar al transductor. Esto no es más que lo estudiado en el capítulo II en los apartados de incidencia normal para varias que un conjunto de interfaces. Cada interfaz refleja un eco, por ello, la señal que llega al transductor, es la suma de cada una de las reflexiones (en amplitud y fase).

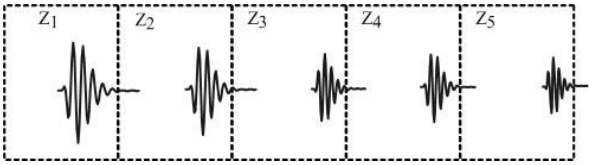


Figura 11.1. Ecos de un medo compuesto de 5 interfaces

La Fig. 11.2 muestra la traza que llega al receptor, compuesta de varios ecos. Por razones de simplicidad no se ha dibujado el EI. Es común denominar a todo registro similar al de la Fig. 11.2 como: "*la firma del medio*" ya que es única para cada caso. Este concepto se entenderá mejor en el apartado 11.3.2 (interpretación de registros típicos). El último eco de toda la traza suele denominarse eco de fondo EF.



Figura 11.2. Traza de la señal que llega al receptor

Conclusión

La Técnica Pulso-eco:

- Da información precisa de la distancia al objeto reflector (referida al instante de emisión).
- El registro contiene al menos información acerca del EI y del EO.
- El EI se usa como sincronismo del sistema.
- Da información precisa de cada una de las interfaces por donde se propaga el pulso acústico y pueden estimarse los coeficientes de reflexión y transmisión. En el caso del coeficiente de reflexión, se obtiene información de fase.
- El último eco de la traza se denomina EF.

11.3. Sistemas de Representación

Existen tres formas fundamentales de representar una información acústica, las que corrientemente se suelen denominar:

- Modo A o Pantalla tipo A o A-Scan.
- Modo B o Pantalla tipo B o B-Scan.
- Modo C o Pantalla tipo C o C-Scan.

En este texto se las denominará como: A, B y C-Scan. Relacionando los conceptos adquiridos en el capítulo anterior, se trata de representar en una, dos o tres dimensiones, el tiempo de transito y/o la amplitud de una sola o de múltiples señales de ecos.

11.3.1. Representación tipo A-scan.

Es la más simple y extendida de las representaciones. Es la que hemos utilizado hasta ahora. Históricamente fue la primera en emplearse. Para la visualización se empleaba un tubo de rayos catódicos o un osciloscopio, dado que se trata de la representación de amplitud simple (amplitud del eco recibido o traza). La denominación A viene de "amplitud", esto es, se trata de un registro de amplitud en función de la distancia (o tiempo). El esquema básico para implementar esta representación la observamos en la Fig. 11.3. El pulser, generador del pulso de excitación del transductor, es controlado por la base de tiempo del osciloscopio para tener sincronismo en la presentación. La señal de eco obtenida es amplificada, detectada y filtrada. Así, es posible mostrar la portadora modulada (Eco) o sólo la envolvente (modulante) de la señal de eco. Cuando se presenta la primera, el registro queda centrado en el medio de la pantalla (la señal tiene valores positivos y negativos), cuando se presenta la segunda (como se trata sólo de valores positivos), el cero del eje

vertical queda en el extremo inferior de la pantalla. Con esto se logra tener mayor definición en la amplitud de la señal registrada. En general, como se verá más adelante, normalmente se trabaja con esta modulante del eco. El eje vertical de la pantalla está calibrado en *% de amplitud* (0 a100%) y el eje horizontal en *distancia*. (número de muestras, metros o km.).

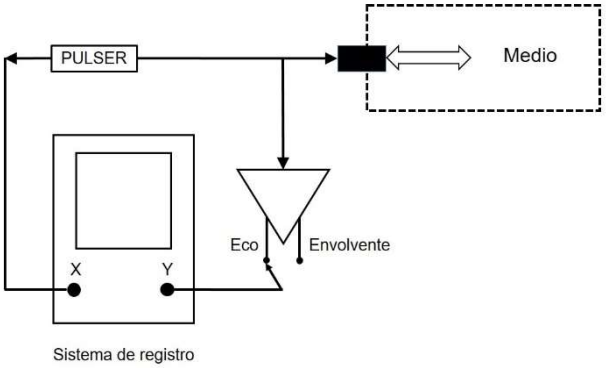


Figura. 11.3. Esquema para realizar representación tipo A-scan

11.3.1. Base de Tiempo y Sincronismo

Durante varias décadas, los sistemas de sonar presentaron la información en una pantalla de un osciloscopio analógico. Con el avance de la tecnología, las pantallas finalizaron siendo de tecnología LCD, controladas digitalmente. Sin embargo el concepto de base de tiempo y sincronismo sigue siendo el mismo y además, es más fácil de entenderlo. Por estas razones, lo que sigue a continuación se describirá en forma analógica. La base de tiempo o generador de barrido, genera la tensión de deflexión horizontal del tubo de rayos catódicos (TRC) y, simultáneamente, la señal de sincronismo para que el pulser excite al palpador. Constituye, por consiguiente, la base del sistema de sincronismo. El ritmo o cadencia de generación de estas señales es lo que se denomina *frecuencia de repetición de impulsos*. Cuando el pulser recibe la señal de sincronización, produce un impulso eléctrico que se transmite al transductor, el cual oscila a su frecuencia natural de resonancia, emitiendo el impulso acústico. Simultáneamente, el haz electrónico del TRC inicia el barrido de la pantalla de izquierda a derecha, dibujando la señal de eco. El barrido del haz electrónico es lineal, esto es, la base de tiempo genera una tensión linealmente creciente en el tiempo (rampa), con velocidad de crecimiento dependiendo de cuál es la frecuencia de repetición. La amplitud máxima de esta señal es siempre la misma independientemente de la frecuencia de repetición. Esto es así, dado que, la tensión necesaria para llegar con el haz al extremo derecho de la pantalla es una constante que depende de las características del tubo (es un problema del fabricante del equipo). Cuando el haz electrónico llegó al extremo derecho de la pantalla, debe retornar al lado izquierdo para comenzar otro ciclo. En ese momento, un circuito especial que detecta que ello ha sucedido, bloquea al haz electrónico para que no se vea en la pantalla ese efecto. Esta operación se denomina *bloqueo del retorno*. La Fig. 11.4 muestra cómo es la forma de la señal de barrido para que se ocupe todo el ancho de la pantalla. En la parte superior, barrido para una distancia grande, en la inferior, para una distancia mucho menor.donde: TPH es la tensión máxima necesaria para barrer toda la pantalla; tb; representa el tiempo de barrido y tr, el tiempo de retorno del haz. A diferencia del osciloscopio, en estos sistemas, la base de tiempo está calibrada en *distancia*.

Ejemplo 11.1

¿Cual es la frecuencia de barrido necesaria para poder visualizar el eco de un objeto que se encuentra a 100 m y a 50 m de distancia? tiempo (t) = 2*distancia (d)/c =100 m/1500

m/s = 0,133 s. Fig.11.4 superior. Si la distancia fuera la mitad, t =2*50/1500 =0,066 s. Fig. 11.4 inferior.

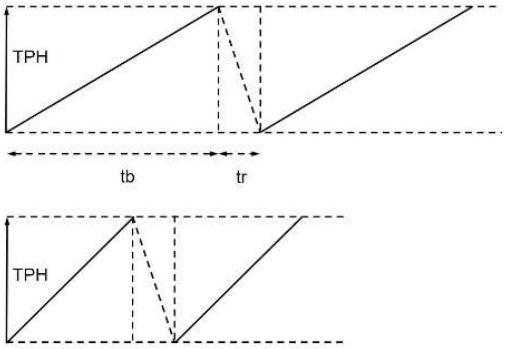


Figura. 11.4. Variación de la frecuencia de barrido para diferentes distancias

11.3.2. Interpretación de Registros Típicos A-Scan

A continuación, se muestran algunos registros típicos ideales de A-Scan. Para todos los casos se empleará el esquema de la Fig. 11.3 y con fines de simplificar el estudio, el eco se remplazará por un triángulo de dimensiones reducidas. En la parte inferior (pantalla de visualización), se observara la traza del eco resultante. Se utilizará como referencia el EI.

Caso I: Medio sin obtáculos

Este es el caso más simple que se puede presentar. En la parte superior de la Fig. 11.5 se tiene el medio a inspeccionar, el transductor se encuentra en el lado izquierdo, está en perfecto contacto con el medio. El registro contiene sólo un elemento: el eco de interfaz (EI).

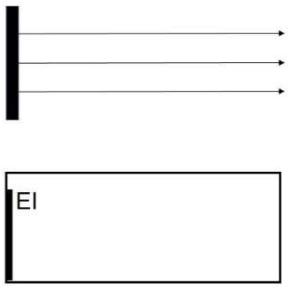


Figura. 11.5. A-scan de un medio sin obstáculos

Caso II: Medio conteniendo un obstáculo

En el registro izquierdo de la Fig. 11.6, la traza resultante está compuesta de dos ecos: el EI y el eco del objeto (EO). La amplitud del EO dependerá de la distancia al objeto reflector.

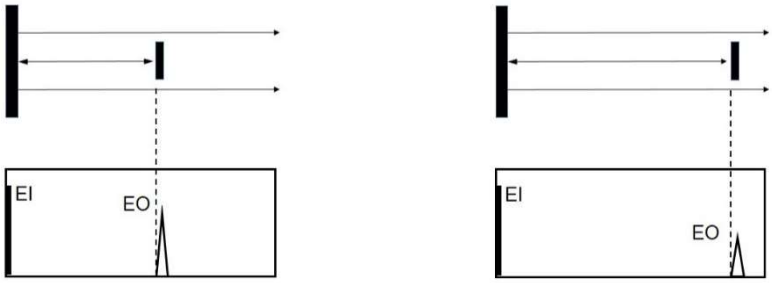


Figura. 11.6. A-scan de un medio con un obstáculo

Caso III: Medio conteniendo un objeto reflector inclinado respecto al haz

Es una variante de los casos anteriores, el haz acústico que se refleja en el objeto retorna con un ángulo tal que, el transductor no recibe el eco. Ver Fig. 11.7.

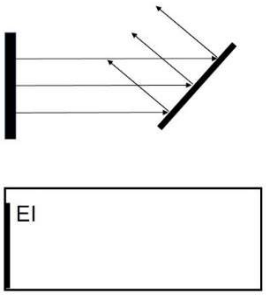


Figura. 11.7. A-Scan de un medio con una fisura inclinada

Caso IV: Medio con falta de paralelismo de las caras

Algunas veces puede suceder que teniendo dos objetos, el primero esté perpendicularmente al frente acústico y el segundo formando un cierto ángulo, tal como lo muestra la Fig. 11.8. En estos casos, si el eco reflejado por el primer objeto está fuera del campo de reflexión del segundo, no se observa.

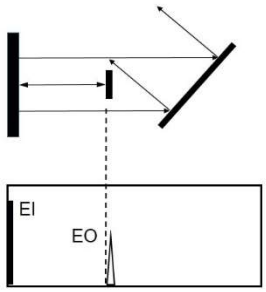


Figura. 11.8. A-Scan de dos objetos con falta de paralelismo

Caso V: Medio que contiene elementos dispersores

Se trata de un caso bastante complejo. Puede estar dado por burbujas de gas, reflexiones y difracciones por reverberación, actividad biológica y combinaciones de estas. Éstos se comportan como elementos dispersores de la energía acústica (generando scattering). Si los elementos dispersores se encuentran concentrados (Fig. 11.9 izquierda), el eco recibido es como consecuencia de los mismos. En caso contrario (Fig. 11.9 derecha), en el registro aparece el EI. Si se incrementa la ganancia del equipo, sólo se logra aumentar la banda de ruido.

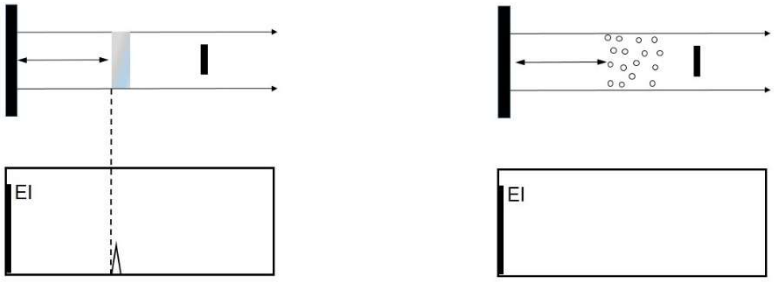


Figura. 11.9. A-scan de un medio con elementos dispersores

11.4. Diferencias entre Modos, Pantallas o Scan

Independientemente del tipo de registro que se trate, el punto de partida es el A-Scan.
El B-Scan se basa en obtener de una traza A-Scan el valor máximo de la misma y cuantificarla en intensidad o brillo. C-Scan es una imagen X Y de un conjunto de trazas, sean estas proporcionadas por un A-Scan o B-Scan.

Tipo de Registro	Función
A-Scan	Amplitud de la traza
B-Scan	Brillo o intensidad de la traza.
C-Scan	Amplitud y movimiento X-Y

Tabla 11.1. Esquemas de representación

La Fig. 11.10 resume las características de ambos registros

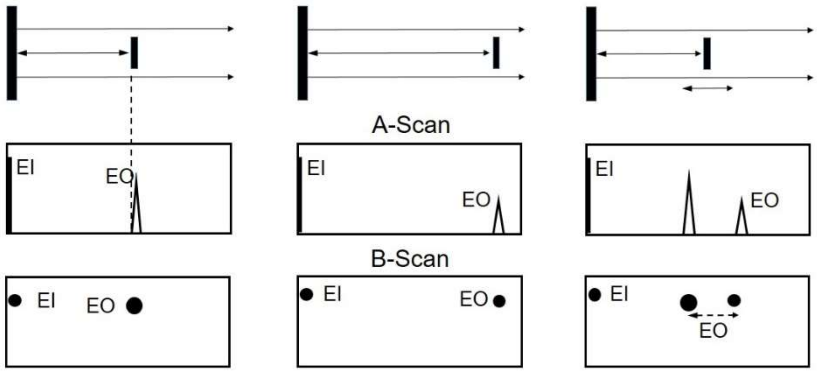


Figura 11.10. Diferencias entre A-Scan y B-Scan

Si ben el B-Scan necesita de un número elevado de A-Scan, se obtiene un registro con muchos más detalles. En consecuencia se dispone de más precisión para formar la imagen. En la siguiente figura se muestra la imagen C-Scan a partir de un A-Scan (derecha) y de un C-Scan a partir de B-Scan (izquierda). Se trata de una placa de metal sumergida en agua (Veca, 2005). El objeto presenta ranuras circulares que interfieren con el haz de sonido. La información dada por el C-Scan a partir del B-Scan, es notable.

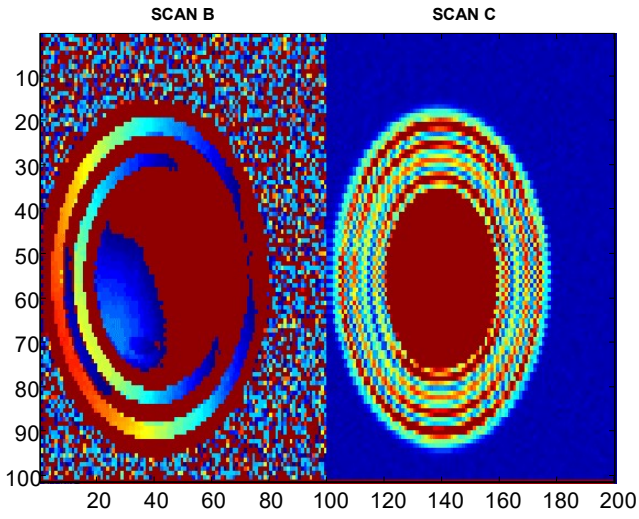


Figura 11.11. Diferencias de detales de un C-Scan a partir de un A-Scan (derecha) y de un B-Scan (izquierda)

11.4.1. Esquema en bloques de un Sistema de Emisión y Recepción Básico

El sistema que se muestra en la Fig. 11.12 se compone básicamente de un emisor-receptor que tiene información de posición y que recoge los ecos; estos son convertidos a niveles discretos de tensión por medio de un conversor AD y transferidos a un buffer temporal que permite un post-procesamiento de la imagen, antes de presentarla en la pantalla del equipo. Está compuesto de los siguientes módulos:

1. Pulser
2. Receptor
3. Conversor A/D
4. Control de Profundidad
5. Buffer Temporal
6. Convertidor Digital de Barrido
7. Memoria de Pantalla
8. Post-Procesamiento de Imagen
9. Unidad Central de Procesamiento
10. Palpador o Arrays

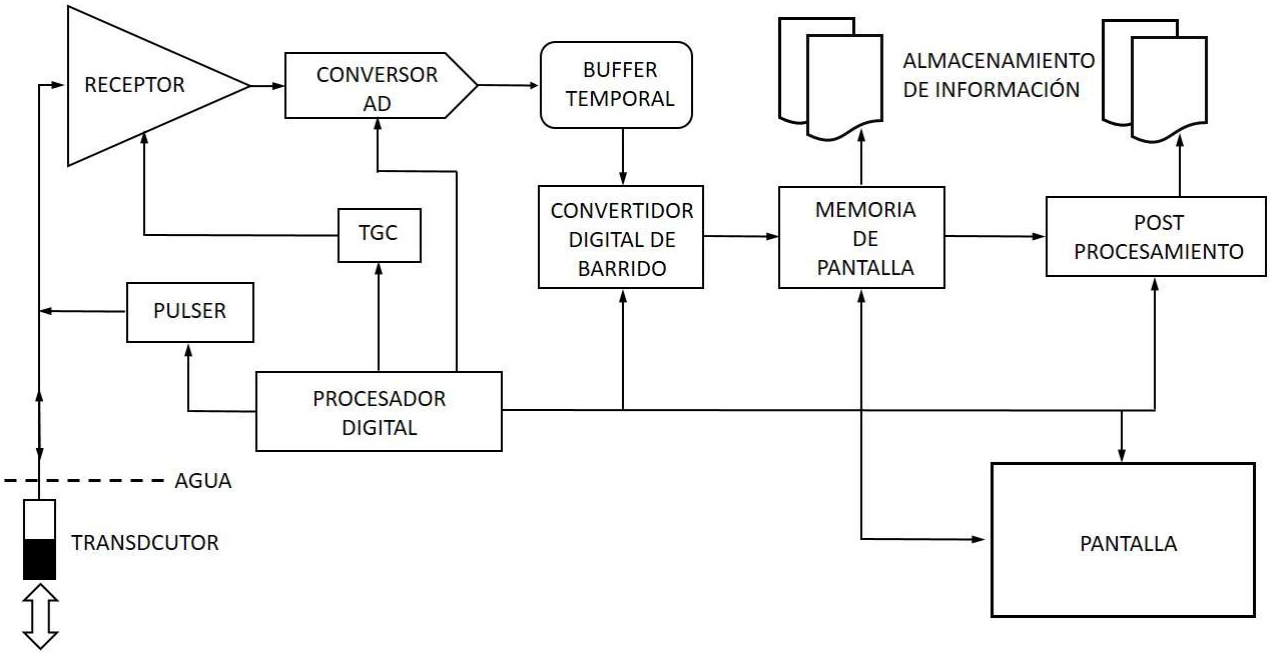


Figura 11.12. Diagrama en Bloques de un Sistema genérico de formación de imágenes acústicas

- ***Pulser***

Básicamente consiste en un circuito electrónico que genera un pulso de muy corta duración (depende de la frecuencia de trabajo del transductor) y una amplitud que puede estar comprendida entre 100 a 600 Volt. Algunos equipos emplean otros tipos de excitación, tales como pulsos múltiples con el fin de mejorar la sensibilidad, reducir las oscilaciones parásitas y disminuir la tensión de excitación.

- ***Receptor***

Como se hemos visto en apartados anteriores, está formado por un circuito limitador de entrada y de un amplificador de RF con un ancho de banda que puede llegar a 10 MHz y con ganancia (programable) de 0 dB a 120 dB. A la salida dl amplificador se encuentra un detector de envolvente para obtener la modulante del eco recibido.

- ***Control de Profundidad***

Este control denominado con las siglas TGC, permite variar la ganancia del receptor para compensar la atenuación producida por las diferentes interfaces que existen en el trayecto de ida y vuelta de la señal emitida. El TGC no es más que un control de ganancia o atenuación en función de la distancia (Pérftile, 1998), (Veca, 1998).

- ***Conversor A/D***

Este módulo está formado por un dispositivo electrónico denominado conversor analógico digital. AD (Analog to Digital Converter). Se trata de un circuito electrónico que convierte a digital, la señal analógica presente en su entrada. Su resolución, dependerá de la exactitud que se necesite. .

- ***Buffer Temporal***

Normalmente a la salida del conversor se conecta una memoria FIFO (First Input, First Output) para adecuar los tiempos de transferencia de datos entre el conversor y el procesador central.

- ***Convertidor Digital de Barrido***

El Convertidor Digital de Barrido se encarga de, a partir de los ecos de cada línea, obtener una presentación en pantalla según la geometría del mismo. Hace unos años se empleaban convertidores analógicos que modulaban la intensidad de un monitor X-Y. Actualmente, la necesidad de guardar la imagen en una memoria digital para poderla manipular y procesar, hace necesario contar con un convertidor digital de barrido. Este se encarga de transformar la información procedente del conversor AD, distancia y número de líneas, a coordenadas cartesianas con el direccionamiento de la memoria de pantalla.

Memoria de Pantalla

Se trata de un buffer temporal para la presentación de la información en la pantalla y además, para la transferencia de la misma a dispositivos de almacenamiento externo.

- ***Post-Procesamiento de Imagen***

El proceso de asignar niveles de grises o colores a los valores binarios guardados en la memoria de pantalla, es conocido como post-procesado. La ley que rige esta asignación puede ser todo lo compleja que se desee, y se realiza intercalando una memoria rápida entre la salida de la memoria de pantalla y el conversor DA de vídeo. La memoria rápida contendrá la tabla de asignación. Diferentes asignaciones pueden ser seleccionadas rápidamente, realzando, suavizando u añadiendo otras cualidades a la imagen para visualizar mejor la información deseada.

11.5. Métodos de Exploración Electrónica

Los métodos de exploración electrónica surgieron con la finalidad de por un lado, solucionar los problemas que presentaban lo sistemas mecánicos y por otro, para aumentar la exactitud y capacidad de exploración. En estos sistemas se trabaja con un gran número de transductores que son excitados y observados (por el receptor) a través de una estrategia que permite concentrar la energía acústica de emisión y de recepción en una determinada dirección, logrando entre otras, construir una lente similar a las empleadas en óptica. La diferencia con los sistemas ópticos reside en que, en los arreglos acústicos se gobierna el campo acústico (Kino, 2000), tal como se verá más adelante. De acuerdo a cómo se realice el barrido, estos sistemas se dividen en dos áreas denominadas sistemas lineales y sistemas sectoriales.

11.5.1. Sistemas Lineales

Por sistema lineal se entiende un conjunto de transductores que se encuentran montados en forma lineal, esto es, uno a continuación de otro siguiendo una línea imaginaria. La Fig.

11.13 muestra un ejemplo de un arreglo lineal de n transductores montados sobre un soporte rectangular.

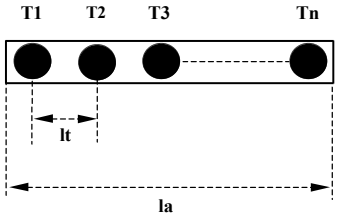


Figura. 11.13. Esquema de un montaje lineal de transductores.

La separación entre transductores (lt) y la longitud total del arreglo (la) serán funciones de la resolución requerida y del ancho de la ventana de exploración respectivamente. En la práctica, el arreglo lineal está formado por transductores de tipo rectangular y todos generados en el mismo sustrato, como se muestra en la Fig. 11.14. El número de transductores es en general una potencia de 2, por ello, es típico encontrarlos de a 8, 16, 32, 62, etc. Además, se los suele agrupar en conjuntos de 8 a 12, logrando una mayor apertura. Los arreglos lineales se los emplea para obtener imagen tipo B-Scan de un plano perpendicular a la apertura que corta los elementos por su centro.

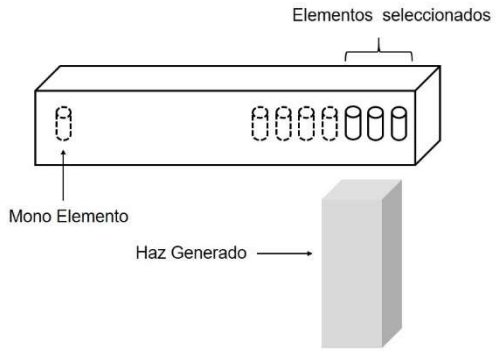


Figura. 11.14. Ejemplo de sistema lineal. Esquema de la formación del haz.

11.5.2. Sistemas Sectoriales

Esta generación particular del frente de onda se logra mediante sistemas de retardo con los que se excita a cada elemento del array. Para realizar el enfoque (emisión o recepción) se emplean circuitos electrónicos del tipo registros de desplazamiento. El número de etapas del registro depende del número de elementos del arreglo. Al registro de desplazamiento ingresan dos señales: el pulso de excitación y el pulso de desplazamiento. La frecuencia del segundo, está en relación con la rapidez con que se quiera barrer el arreglo y el ancho del primero, de la duración con que se desee excitar a cada elemento del arreglo. Estos dos parámetros dependen de la aplicación específica. En la Fig. 11.15 se muestra el esquema básico de enfoque y la generación de un frente de onda plano (emisión). En el Sonar y Radar se trabaja con el mismo concepto. En la Fig. 11.16 se muestran los esquemas básicos para generar enfoque del haz en emisión (izquierda) y recepción (derecha) respectivamente. Con $\underline{D}$ se denominan a los retardos de tiempo tanto para la emisión como para la recepción. En el bloque Σ está representada la función de suma de los ecos recibidos; se trata de un sumador analógico (Whitlowi, 2008).

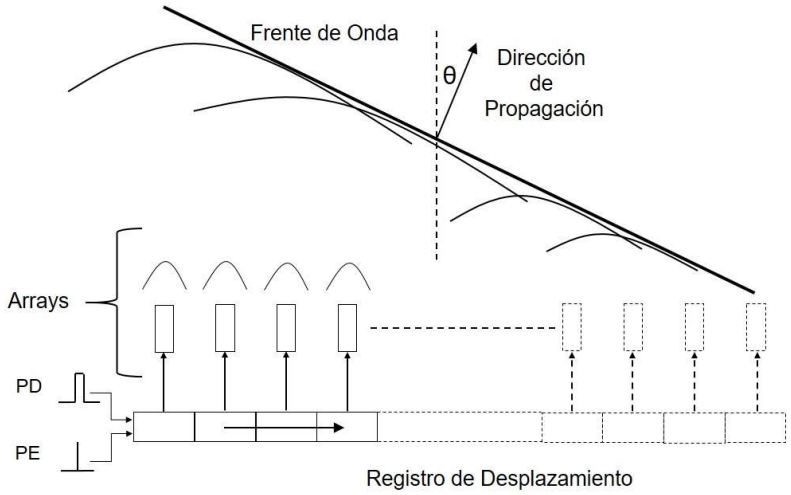


Figura 11.15. Esquema básico de generación de un frente de onda particular con un sistema sectorial

Estos dos sistemas de generación y recepción del haz acústico requieren para el funcionamiento en tiempo real, de una plataforma digital de altas prestaciones. Por otra parte, en la descripción anterior, se consideró que la velocidad de propagación de la onda acústica en el medio siempre es constante, lo cual no es cierto.

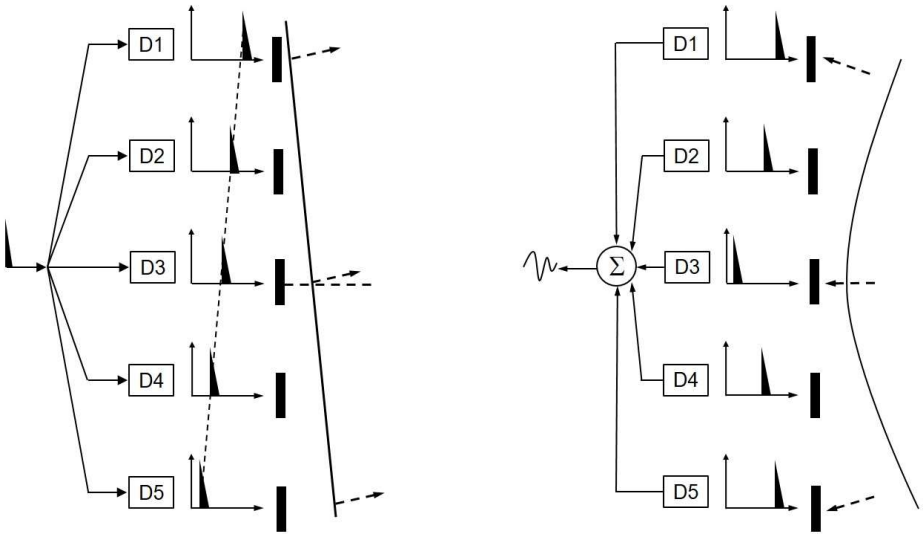


Figura.11.16. Ejemplo de sistema sectorial. Emisión (izquierda), recepción (derecha)

Esta diferencia de velocidades se traduce en imágenes distorsionadas. Este efecto se conoce como aberración de fase.

11.6. Arrays

El array constituye una herramienta idónea y única cuando se necesita enfocar el haz de ultrasonido en un determinado punto o zona, emulando a una lente óptica tanto en la emisión como en recepción. El uso del array surgió durante la década de los años 30 en el ámbito de la aviación militar, con la finalidad de guiar a una aeronave en condiciones de baja o nula visibilidad a la base. Para ese fin se desarrollaron arreglos de antenas que emitían un lóbulo de radiación en forma de trébol de cuatro hojas, logrando que los puntos

de intensidad nula coincidieran con los ejes cardinales de la tierra. En el interior de la aeronave había un receptor que estaba sintonizado a la frecuencia de emisión de las antenas, presentando en un indicador analógico, la intensidad de la señal recibida. El piloto, por medio de una especie de potenciómetro asociado a la aguja, lo giraba buscando la dirección de indicación nula. Con el movimiento del potenciómetro se movía una antena ubicada en el exterior de la aeronave. Al encontrar la dirección de indicación nula (una de las cuatro), el piloto giraba la aeronave hacia la posición de la aguja y a partir de ese momento seguía con ese rumbo hasta llegar a la base. Con el paso del tiempo se comenzaron a estudiar y aplicar los arreglos acústicos en la industria naval con las finalidades de evitar obstáculos y en el de la pesca, para buscar y seguir la zona donde se encontraba el cardumen

El avance de la aplicación se debió a tres factores, la tecnología de las cerámicas piezoeléctricas, las técnicas de integración aplicadas a esta área y el constante avance de los circuitos analógicos y digitales, que permiten reducir el tamaño e incrementar la capacidad y velocidad del procesamiento.

Al principio, la tecnología para la excitación y recepción del array se basó en desarrollos fundamentalmente analógicos y con el paso de los años, se fue incrementando notablemente el uso de elementos digitales, quedando los analógicos para la excitación (drivers) y en la primera etapa de recepción.

Básicamente podemos definir al array como un generador acústico de interferencia. Gobernando la forma de la interferencia se puede generar y orientar el haz generado hacia una dirección determinada. Pero para lograr estos efectos debemos pagar un precio, además del lóbulo principal y de los lóbulos secundarios (capítulo IX), debido a la proximidad de los elementos activos del array, aparecen los lóbulos de rejilla, provocando un efecto similar a los secundarios. A diferencia de éstos, los de rejilla presentan una amplitud similar al del lóbulo principal. Este inconveniente puede reducirse por medio de técnicas específicas de generación de retardos y de procesamiento de señal.

En el capítulo IX habíamos visto la importancia de la resolución axial y lateral bajo dos puntos de vista: de la excitación del transductor y sus características y el de la imagen acústica. A la hora de trabajar con arrays, nos encontraremos con el inconveniente de que esa información no está completa, surgiendo la necesidad de profundizar los conceptos estudiados hasta el momento. Como puno de partida hay cuatro parámetros básicos:

1. Resolución axial
2. Resolución lateral
3. Rango dinámico y relación señal ruido
4. Otros

Estos parámetros están asociados al transductor de ultrasonido y a la electrónica empleada. En la Tabla. 11.2 se esquematiza esta vinculación.

Parámetros Básicos	Transductor	Electrónica
Resolución Axial	Ancho de Banda	Display
Resolución Lateral	Tamaño de la Apertura	Focalización
Rango Dinámico y Relacion Señal Ruido	Lóbulos Secundarios	Resolución Temporal

Tabla 11.2. Parámetros claves para la calidad de la imagen acústica

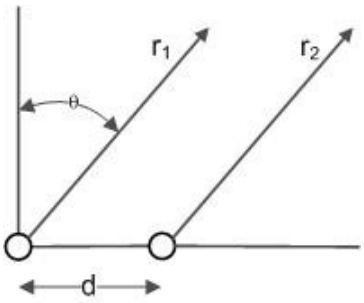
1. *Resolución axial* de la imagen es función del ancho de banda del transductor y de la presentación (display/pantalla).
2. *Resolución lateral* de la imagen es función del tamaño de la apertura y de la técnica usada para focalizar el haz ultrasónico, en una dirección arbitraria. Se entiende que la focalización es tanto en emisión como en recepción. Idealmente se trata de focalizar todos los puntos de la imagen.
3. *Rango dinámico y RSR* de la imagen es función de los lóbulos secundarios (laterales) del transductor y de la resolución temporal del sistema electrónico usado para realizar la focalización. Esto último significa, compensar los tiempos de llegada a cada elemento del array desde cada punto en la imagen. *Otros parámetros* de la imagen representan las imperfecciones en la imagen como consecuencia de las técnicas electrónicas usadas en la focalización. Un ejemplo son los denominados lóbulos de rejilla.

11.6.1.Concepto de Array

Un array es un conjunto de transductores idénticos ordenados según una cierta geometría y alimentados para obtener un diagrama de radiación predefinido. En este capítulo la palabra array se utilizará para designar a un arreglo de cualquier geometría. Sin embargo, los fundamentos físicos se explicarán en base a un array lineal formado por varios elementos piezoeléctricos dispuestos a lo largo de una línea y separados regularmente por una distancia finita.

11.6.2. Interferencia de ondas

El array más simple es el de una línea de dos fuentes de presión acústica puntuales, separadas por una distancia d como se muestra en la Fig. 11.17. Si todas las fuentes tienen la misma intensidad e irradian ondas en fase, generaran ondas de presión que se sumarán de forma constructivas en determinadas direcciones y se cancelarán en otras.



4.

Figura 11.17. Geometría usada para obtener las características de radiación de un array lineal compuesto de dos fuentes puntuales separadas por una distancia d

La expresión de la onda de presión generada por una de las fuentes en un punto del espacio está dada por (Kinsler et al, 1985):

$$\frac{A}{r_i'} e^{j(wt-k\ i')} \tag{11.1}$$

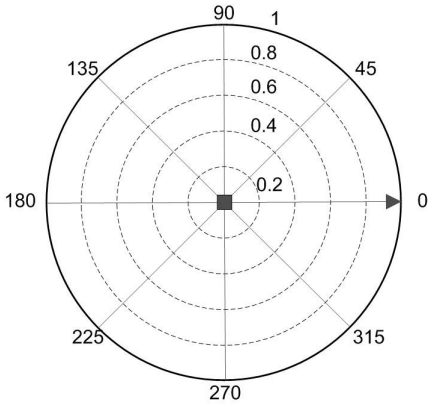
donde r_i' es la distancia de la fuente al punto, A la amplitud de la presión, w la frecuencia de la onda y k el número de onda. La presión resultante de las dos fuentes en dicho punto del campo será (Whitlowi, 2008):

$$p(r,\theta,t)=\frac{A}{r_1'}e^{j(wt-kr_1')}+\frac{A}{r_2'}e^{j(wt-kr_2')} \tag{11.2}$$

En el caso de que estemos suficientemente lejos de las fuentes y suponiendo que una de ellas se encontrara en el origen de coordenadas, la diferencia de caminos recorrida por ambas ondas será:

$$r_2' - r_1' = d\ sen\ \theta \tag{11.3}$$

se producirá interferencia constructiva (Roeder, 1980) cuando la diferencia de caminos (diferencia de fase) sea un múltiplo par de longitudes de onda, siendo el doble la amplitud de la onda resultante. Cuando la diferencia de fase sea un múltiplo impar de λ, la interferencia será destructiva. Si la separación entre las fuentes es cero, no existirá ningún tipo de desfasaje, por lo que la señal se irradiará isotrópicamente en todas la direcciones del espacio, como lo muestra la Fig. 11.18 (Ureda, 2001).



5.
Figura 11.18. Diagrama de radiación para dos fuentes puntuales cuando la separación entre ambas, es cero.

Si las dos fuentes están separadas por λ/2, se producirá un máximo en la dirección perpendicular a la recta que une sus posiciones, obteniendo un nulo de radiación en la dirección de dicho eje, ya que las señales se sumarán en oposición de fase (Fig. 11.19).

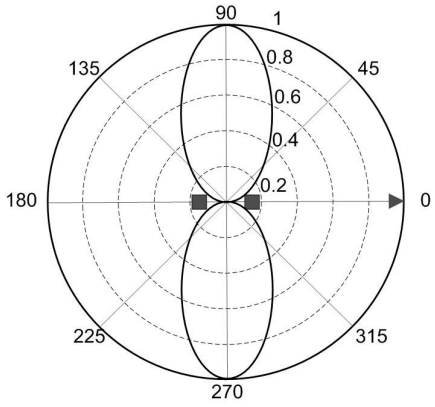


Figura 11.19. Diagrama de radiación para dos fuentes puntuales separadas por λ/2

Si la separación entre las fuentes es de una λ se producirán máximos de radiación en las direcciones del eje y perpendiculares a él, produciéndose cancelación para un ángulo en el que ambas señales estén en oposición de fase (Fig. 11.20), lo que sucede para la dirección que forma un ángulo de 60º con el eje de agrupación.

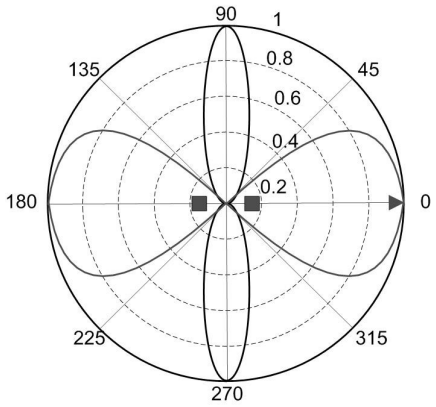


Figura 11.20. Diagrama de radiación para dos fuentes puntuales separadas por λ.

Cuando la diferencia de fase es de 3π/2 y la separación es de λ/4, las ondas se suman en fase en la dirección del eje y en oposición de fase en la dirección contraria al mismo (Fig. 11.21).

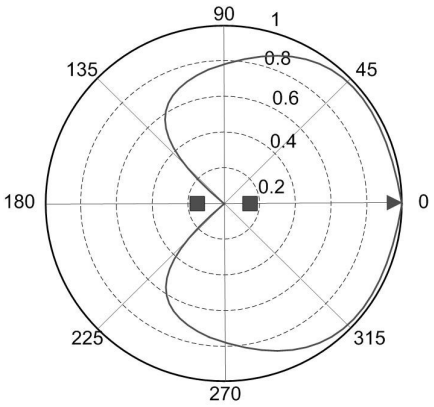


Figura 11.21. Diagrama de radiación para dos fuentes puntuales separadas por λ/4 y desfasadas 3π/2

11.6.3. Arrays lineales de N fuentes equi-espaciadas

Suponiendo una agrupación de N fuentes equi-espaciadas, con la primera de ella situada en el origen de coordenadas, la presión resultante en un punto del campo de presión puede expresarse como

$$p(r,\theta,t) = \sum_{i=1}^{N} \frac{A}{r} e^{j(wt-kr_i')k\Delta r} \tag{11.4}$$

Suponiendo aproximación de campo lejano r >> L, siendo L =(N-1)d, la longitud del array, y asumiendo paralelismo de rayos r'$_1$ = r$_1$-1/2(L/d)∆r donde ∆r = d sen θ, podemos expresar la distancia al centro del array como r = r-1/2(L/d)∆r. En campo lejano, podemos sustituir r_1' en el denominador de la Ecu. (11.5) por r obteniendo:

$$p(r,\theta,t) = \frac{A}{r} e^{j\frac{1}{2}\left(\frac{L}{d}\right)k\Delta r}\, e^{j(wt-kr)} \sum_{i=1}^{N} e^{j(i-1)k\Delta r} \tag{11.5}$$

$$p(r,\theta,t) = \frac{A}{r} e^{j(wt-k\ )} \left[\frac{sen\left(\frac{N}{2}k\Delta r\right)}{sen\left(\frac{1}{2}k\Delta r\right)}\right] \tag{11.6}$$

La presión para θ = 0 (perpendicular a la superficie del array, viene dada por:

$$p(r,\theta,t) = N\frac{A}{r}e^{j(wt-k\ )} \tag{11.7}$$

y tiene la máxima amplitud de presión posible:

$$P_{max}(r) = N\frac{A}{r} \tag{11.8}$$

La agrupación uniforme, alineada a lo largo del eje tiene la siguiente función de directividad o factor de array,

$$H(\theta) = \frac{A}{r}e^{j(wt-k\ )}\left[\frac{sen\left(\frac{N}{2}k\Delta r\right)}{sen\left(\frac{1}{2}k\Delta r\right)}\right] \tag{11.9}$$

$$P(r,\theta) = P_{ma}\ (r)H(\theta) \tag{11.10}$$

Podemos determinar rápidamente las características del array mediante un análisis de su función de directividad como se observa en la Fig. 11.22.

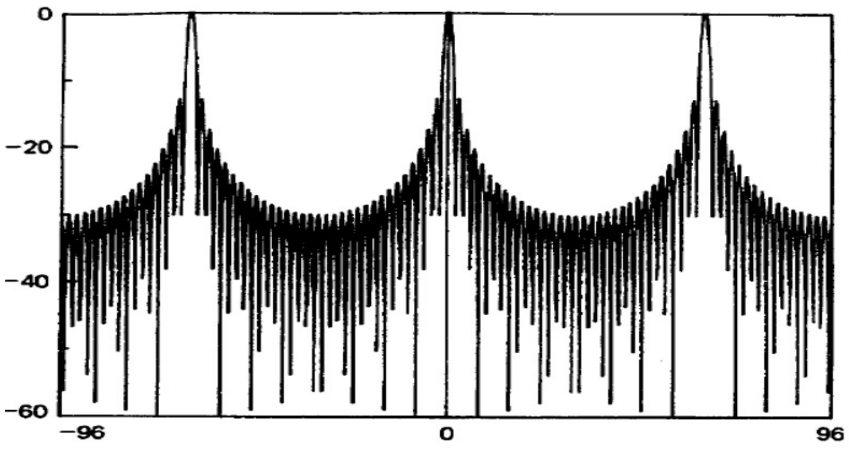


Figura 11.22. Esquema del patrón de directividad de un array lineal mostrando el lóbulo principal, lóbulos laterales y lóbulos de rejilla

De la figura anterior podemos afirmar que en el patrón de radiación existen tres tipos diferentes de lóbulos: el lóbulo principal, lóbulos laterales y lóbulos de rejilla (Kino, 2000).

El lóbulo principal se tiene para el ángulo de focalización θ = 0 que está indicando la dirección de la máxima presión, esto es, la dirección de focalización del array. Los lóbulos laterales aparecen alrededor del lóbulo principal y presentan menor amplitud que el principal. Tal como lo vimos en el capítulo de transductores, alrededor del lóbulo principal aparecen los lóbulos laterales o secundarios como consecuencia de la interferencia entre las ondas planas con las ondas de borde. Estos pueden ser reducidos mediante apodización (Monserrat, 2004), (Camacho, 2006, 2011).

La presencia de estos lóbulos indica que en la imagen se originarán artefactos, ya que el haz acústico no sólo ilumina en la dirección del haz principal, sino también en las direcciones laterales. Por ello es deseable mantenerlos con la menor amplitud para

minimizar la presencia de señales no deseadas. Podemos definir el nivel de los lóbulos laterales (NLL) como:

$$NLL[dB] = 20\ log\frac{LL}{LP} \tag{11.11}$$

donde: LL y LP son los valores pico de los lóbulos laterales y principal, respectivamente. A diferencia de un transductor mono elemento, existe un tercer lóbulo que es característica del array: los denominados l*óbulos de rejilla* que se generan por la cercanía del elemento contiguo. Estos lóbulos presentan una amplitud mayor que los lóbulos laterales, generando artefactos en la imagen acústica mucho mas grandes.

En la Fig. 11.23 se muestra el esquema de un array lineal, donde N es la longitud del array, h y b la altura y ancho de cada mono elemento, respectivamente, v la distancia entre la línea media que pasa por el centro de cada mono elemento y D la distancia b más la separación entre mono elemento. El lector interesado en calcular las direcciones de los lóbulos laterales puede consultar la referencia (Yago, 2007). Al producto d*N se lo denomina: *apertura del array*.

11.6.4. Lóbulos de rejilla

Los ángulos de los lóbulos de rejilla, ϕ_{ir} se definen como los ángulos para los que, los rayos de dos elementos vecinos están en fase entre sí por un múltiplo de 2π, produciéndose interferencia constructiva y, parte de la potencia acústica se emite en esas direcciones.

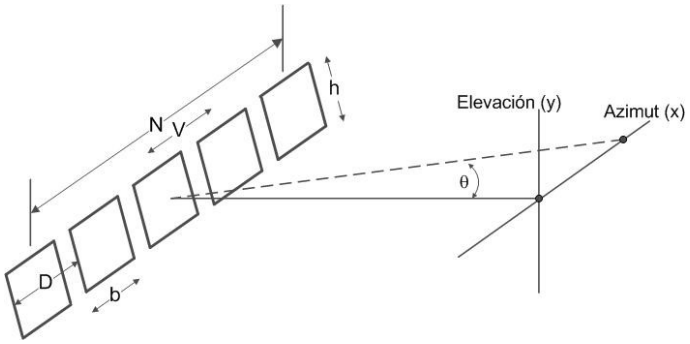


Figura 11.23. Geometría de un array lineal

Una forma alternativa de indicar la condición de interferencia constructiva es cuando la diferencia de longitud de camino entre los rayos de los elementos vecinos, es igual a un número entero de longitudes de onda. En la Fig. 11.24 se observan dos elementos contiguos de un array para el cual, la condición que se da para:

$$sen\ \emptyset_{ir} = \frac{N}{S} = \frac{n\lambda}{S}, para\ n = \pm 1, \pm 2, \ldots \tag{11.12}$$

de donde:

$$\emptyset_{ir} = sen^{-1}\left(\frac{n\lambda}{S}\right) \tag{11.13}$$

De forma similar a los lóbulos secundarios, la relación entre los valores pico respecto al lóbulo principal queda:

$$NLR[dB] = 20\log\frac{LR}{LP} \tag{11.14}$$

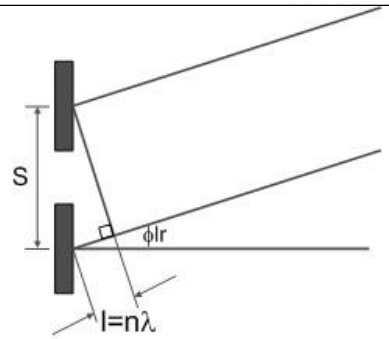


Figura 11.24. Generación de lóbulos de rejilla

donde: LR es el valor pico de los lóbulos de rejilla. Podemos estimar las direcciones de los lóbulos de rejilla, como:

$$|sen\ \theta| = m\frac{\lambda}{d}, para\ m = 0, 1, 2, \ldots \left[\frac{d}{\lambda}\right] \tag{11.15}$$

De la Fig. 11.24 podemos distinguir los puntos de cruce por cero, los que se producen para los ángulos:

$$|sen\ \theta| = \frac{n}{N}\frac{\lambda}{d}\ , donde\ \frac{n}{N} \neq m \tag{11.16}$$

11.7. Sistemas de imagen acústica

Como punto de partida existen dos aproximaciones para comenzar a tratar el gobierno de arrays:

1. Barrido Lineal
2. Barrido Sectorial

En el barrido lineal no se realiza deflexión del haz y existen pocos elementos activos simultáneos. El efecto de focalización se logra por medio de las características del campo cercano de cada mono elemento del array. En la Fig. 10.25 se muestra un esquema de lo citado. La adquisición se realiza en coordenadas cartesianas, con lo cual, la electrónica necesaria es muy simple. Los mayores inconvenientes son el ancho de la imagen, el tamaño de la abertura y el tiempo que se necesita para obtener el barrido completo (Veca, 1998). No obstante, fueron la base de las imágenes acústicas en tiempo real.

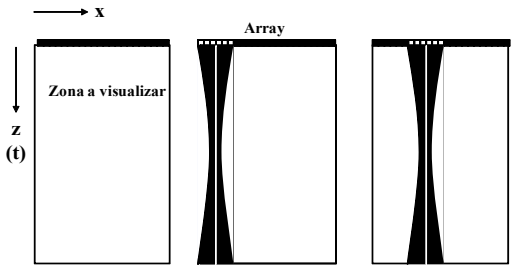


Figura 11.25. Sistema de imagen ultrasónica de barrido lineal

Una variante de este tipo de array se muestra en la Fig. 11.26, donde se intenta realizar un barrido angular modificando la disposición de los mono-elementos, montando a éstos sobre

una superficie curva para ciertas aplicaciones. En lo que respecta a las propiedades y defectos, se mantienen sin modificar.

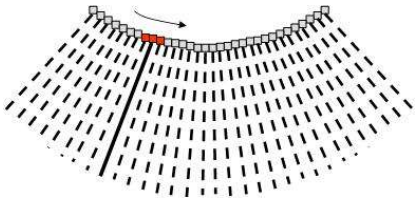


Figura 11.26. Array lineal montado sobre superficie curva

Los sistemas sectoriales (Fig. 11.27) realizan la deflexión del haz haciendo que todos los elementos estén activos y la adquisición se realiza en coordenadas polares. Por lo tanto, a diferencia del barrido lineal, cubren mayor área con menor apertura. El inconveniente que presentan es la complejidad de la electrónica.

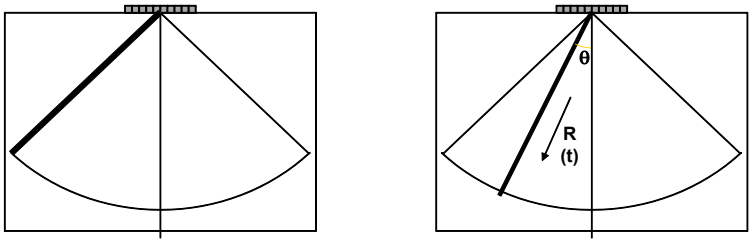


Figura 11.27. Sistemas de imagen ultrasónica sectorial (*phased arrays*)

11.7.1. Sistemas de barrido lineal

En principio los sistemas de barrido lineal se pueden dividir en dos tipos:

- Simple analógico
- Con focalización dinámica

En el primer caso si el array está compuesto por N elementos, el número de canales que se controlan cumple con la condición de M < N. En la Fig. 11.28 se tiene un sistema que cumple con estas condiciones, donde por razones de simplicidad M = 3. Por ejemplo, para un array de N = 128 elementos, M es igual a 8.

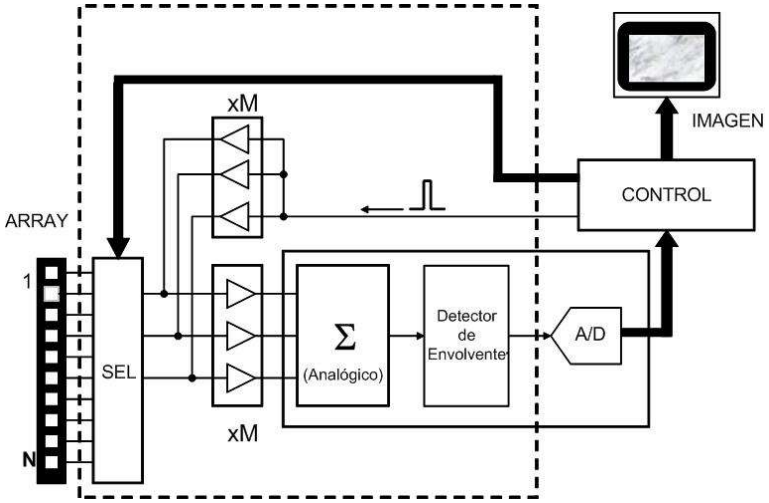


Figura 11.28. Sistema de barrido lineal simple

Esto significa que se necesitaran M pulsers y M amplificadores. La salida de estos últimos se envían a un sumador analógico (suma con módulo y fase), se extrae la envolvente y se digitaliza. El selector es un dispositivo bidireccional que permite enviar al array las señales de los pulsers y recibir los ecos y es controlado por la unidad de control. En el segundo caso, con focalización dinámica en recepción, se tiene, en líneas generales, el mismo esquema (Fig. 11.29) de operación que en el caso lineal (N > M), la modificación se encuentra en que, incorpora la función de focalización en recepción. La salida de cada amplificador se digitaliza y se le incorpora el retardo necesario para lograr la focalización deseada.

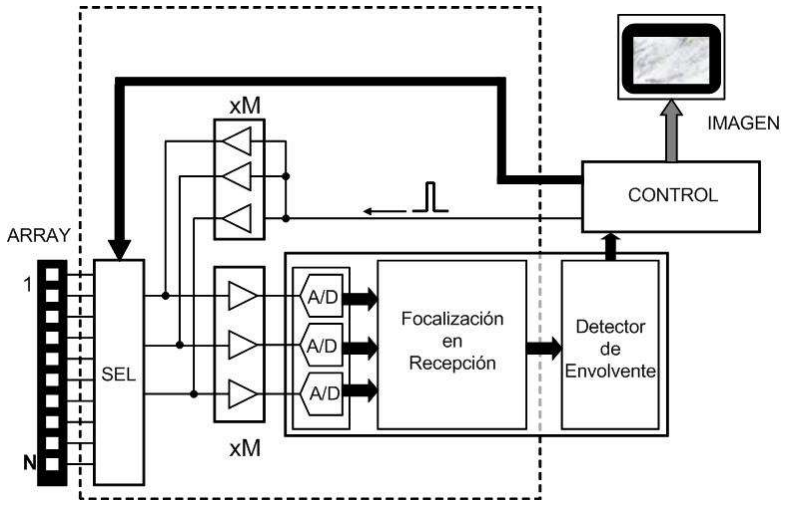


Figura 11.29. Sistema de barrido lineal con focalización en recepción

Los retardos se programan fuera de línea de acuerdo a la aplicación específica. Normalmente se utiliza un FPGA para programarlos, sean estos para la focalización en emisión o en recepción.

11.7.2. Sistemas de barrido sectorial (Phased Arrays)

En este caso M = N, en emisión se focaliza y se deflecta el haz de cada mono elemento del array y en recepción, se focaliza como en el esquema anterior. Obviamente, se necesitan N pulsers y N amplificadores (Petrofsky, 1977), (Camacho, 2006).

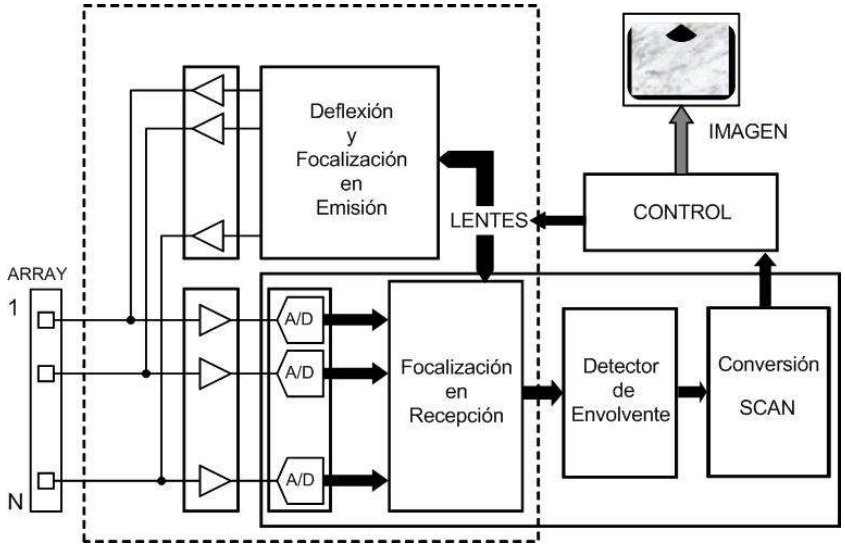


Figura 11.30. Sistema de barrido sectorial “Phased Arrays”

En la Fig. 11.31 se muestra un resumen de las principales ventajas del uso de la focalización electrónica.

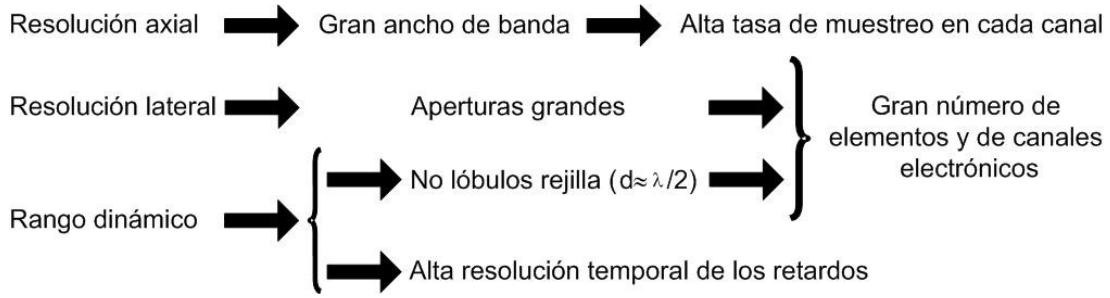


Figura 11.31. Resumen de las ventajas que se consigue con focalización electrónica

En resumen:
Gran cantidad de información por segundo en múltiples canales en paralelo, con alta resolución temporal, conduce a sistemas electrónicos complejos, de alto costo, consumo y volumen. En la Fig. 11.32 se muestra el concepto de focalización usando por un lado un transductor mono elemento y por otro un array. En ambos casos se desea lograr concentrar la energía de ultrasonido en un foco. Un transductor monoelemento focalizado concentra la energía en una zona difusa en las cercanías del punto focal. Con el array, se consigue realmente concentrar la energía en un punto (punto focal).

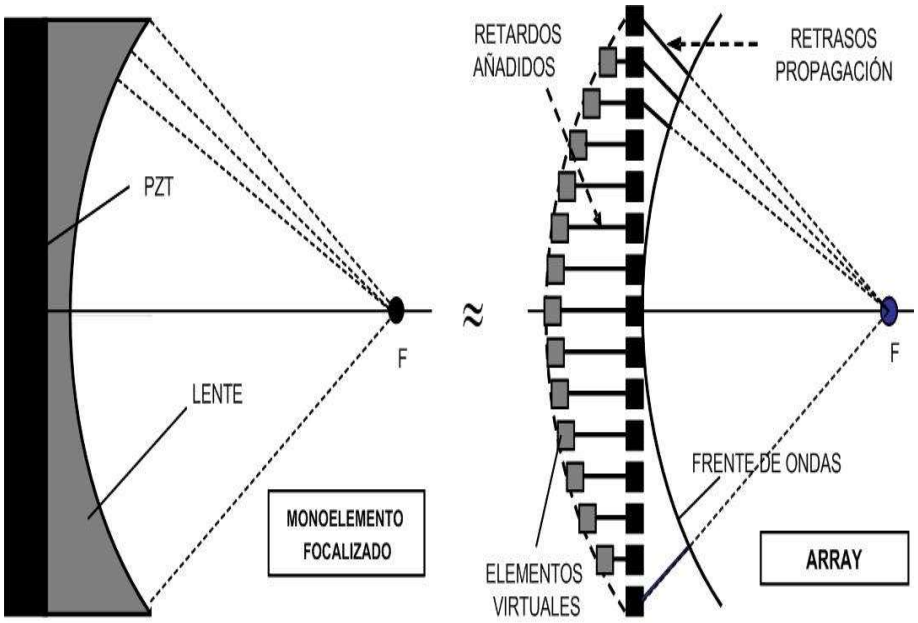


Figura 11.32. Comparación de focalización con monoelemento y array

En la parte derecha se esquematiza cómo se logra a través de retardos, generar un frente de ondas que emula el efecto de una lente convergente en el campo de la física óptica. Es importante prestar atención que los retardos aplicados a cada elemento del array, como trabajan como elementos virtuales tienen la misma disposición del frente de onda generada. Pasando ahora a la realidad del array, los retardos son generados a partir de una secuencia

programada, que recibe un pulso a partir del cual se retarda la activación de los componentes del array (ver Fig. 11.33).

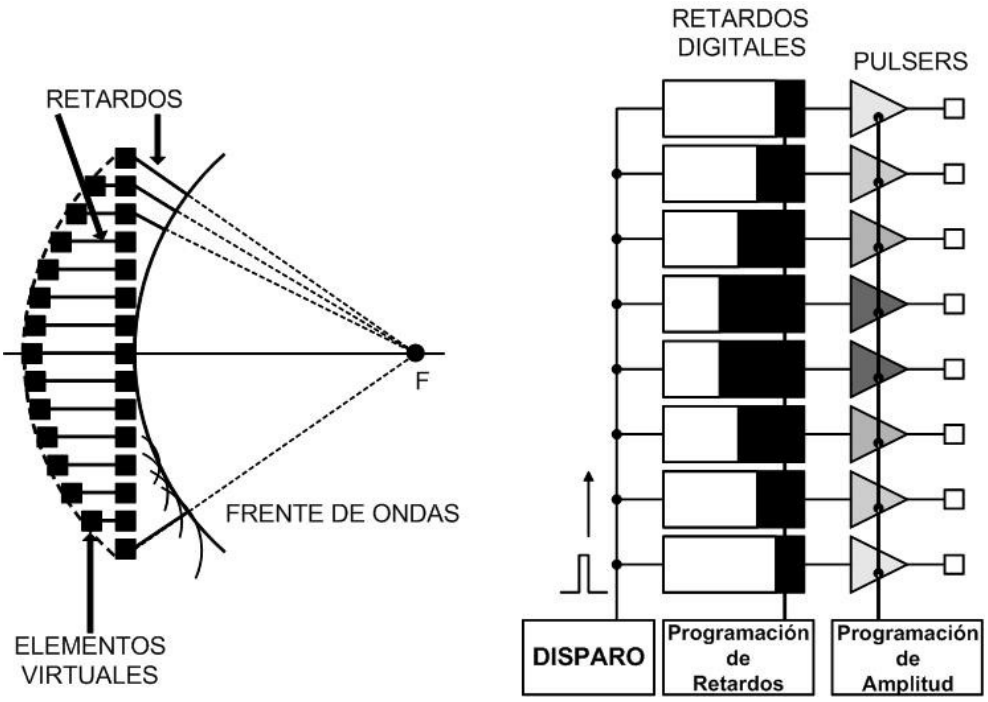


Figura 11.33. Focalización en emisión

El pulso de disparo es único y de acuerdo a la programación previa de las unidades de retardo se genera el frente de onda previsto. Antes de ingresar el pulso a cada elemento del array, pasa por el respectivo pulser cuya amplitud también ha sido programada.

11.7.3. Focalización en recepción

No existe limitación física en cuanto al número de focos por línea (como en emisión). De hecho, podemos "mover" el foco siguiendo la propagación del sonido. En la Fig. 11.34 se tiene un ejemplo donde se necesita focalizar dos posibles focos. En la Fig. 11.35 se muestra el arribo de los ecos correspondientes a los dos focos.

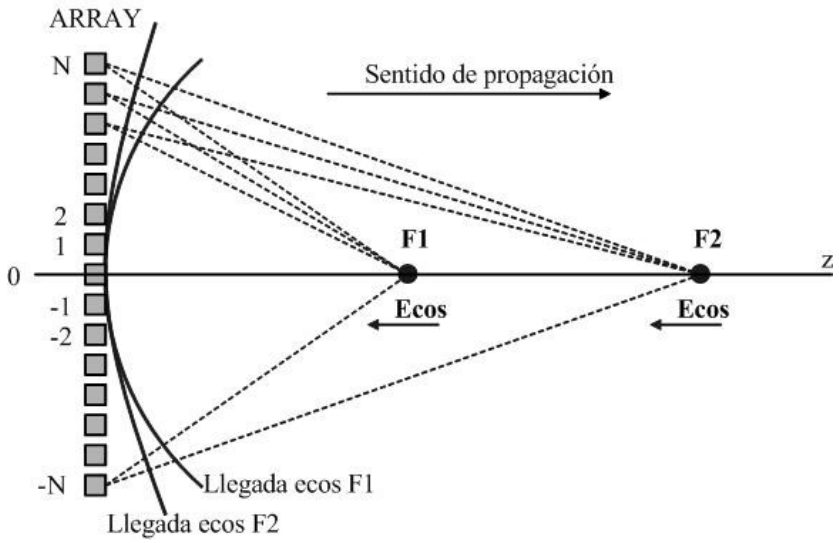


Figura 11.34. Concepto de focalización en recepción

¿Qué implica la focalización dinámica?

- Una operación sencilla: SUMAR el valor de N muestras para cada foco.
- Las muestras deben corresponder al "instante de llegada" desde cada foco a cada uno de los elementos del array. Para ello, la señal recibida por cada elemento se retrasa una cantidad variable con el tiempo, función de x, R y θ.
- Las señales deben ser de RF o contener información de fase para producir interferencias constructivas (donde interesa) y destructivas (donde no), lo que demanda una alta precisión en los retardos (una fracción del periodo de RF).
- La secuencia de salida (resultado de la suma) es un A-scan en RF, del que hay que extraer la envolvente (intensidad) y preparar para su visualización.
- Generalmente este proceso debe realizarse en tiempo real.

En la Fig. 11.35 se muestra cómo llegarían idealmente las señales de eco correspondientes a los dos focos y en la Fig. 11.36 el procedimiento arriba citado (Fritsch, 2001).

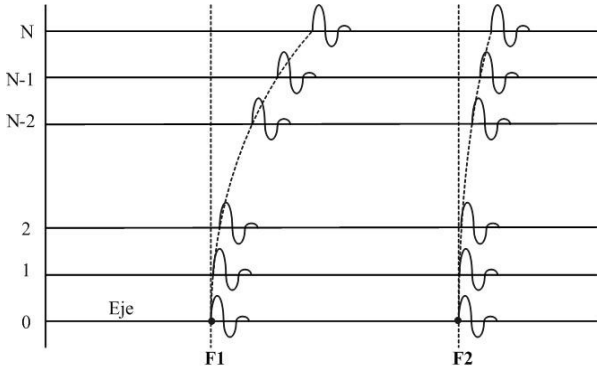


Figura 11.35. Focalización en recepción. Arribo de las señales

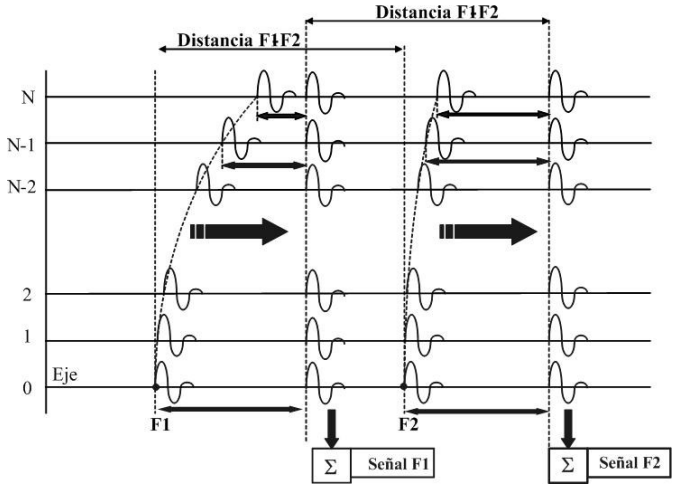


Figura 11.36. Focalización dinámica básica.

- Las señales se RETRASAN un tiempo en función de z, x y θ y después se suman

11.7.4. Técnicas Confocales

Si disponemos de focalización dinámica en recepción y capacidad de deflexión electrónica, también podemos aproximarnos a la focalización dinámica en emisión y en tiempo real usando las técnicas confocales, esto es, focalización dinámica en Emisión y Recepción. Focalizan en emisión y recepción operando en tiempo real (Fristch, 2001):

- Múltiples focos/línea en emisión y recepción.
- Tiempo equivalente a 1 disparo/línea.

En la Fig. 11.37 se muestra el concepto de las técnicas confocales usando en este caso, 3 disparos casi simultáneos. Con esta técnica se aprovecha la profundidad de campo del foco.

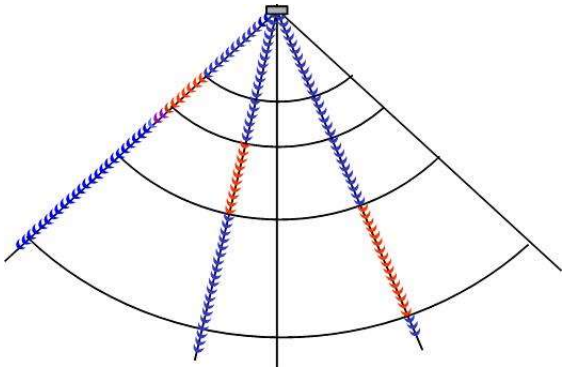


Figura 11.37. Técnicas confocales, principio de funcionamiento

En las Figs.11.38 a 11.40 se puede observar cómo evoluciona en cada disparo el frente de onda. Resultando que con K disparos se obtienen K zonas focales que cubren K líneas.

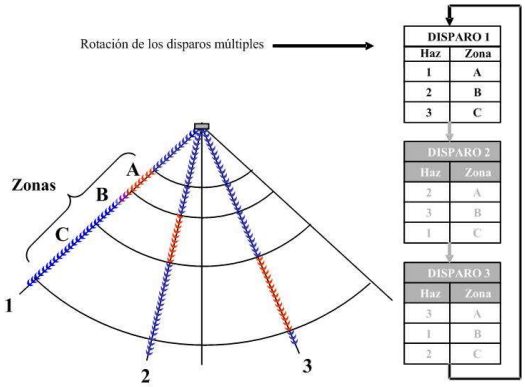


Figura 11.38. Técnicas confocales. Rotación del haz 1

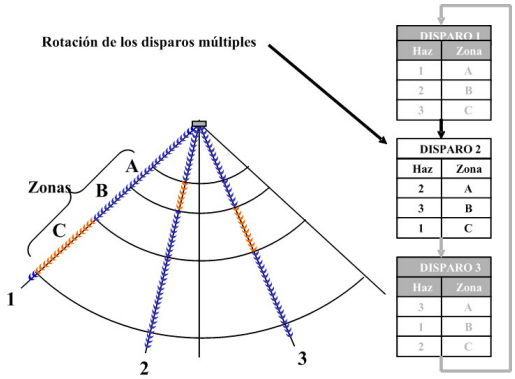


Figura 11.39. Técnicas confocales. Rotación del haz 2

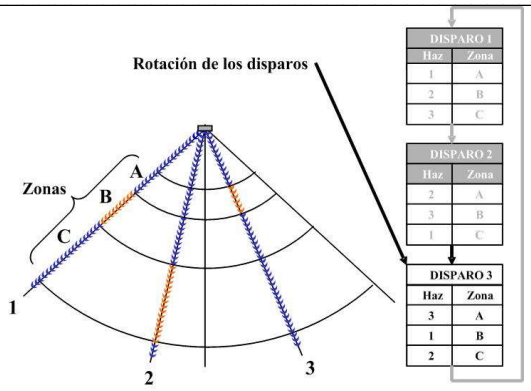


Figura 11.40. Técnicas confocales. Rotación del haz 3

Resumiendo:

- Los arrays permiten focalizar en EMISIÓN y en RECEPCIÓN utilizando lentes arbitrarias generadas por software.

- La focalización en EMISIÓN es un proceso relativamente sencillo (retrasar una señal digital).

- La focalización en RECEPCIÓN es un proceso mucho más complejo (retrasar múltiples señales analógicas, conservando sus características: forma, amplitud, frecuencias, etc.).

- En general, se requieren grandes aperturas para mejorar la resolución lateral (sen α =λ/D). *Grandes aperturas con pocos elementos muy distanciados resulta económico, pero se tienen LÓBULOS DE REJILLA. Con muchos elementos a d ≈ λ/2 es caro y complejo.*

La investigación actual se centra en la búsqueda de técnicas que permitan reducir la complejidad del hardware requerido para la focalización dinámica, la influencia de los lóbulos secundarios y de rejilla, eliminar aberraciones y artefactos en la imagen, aumentar la cadencia de visualización.

11.8. Elementos de simulación

Si bien la simulación del campo acústico es un tema que supera ampliamente los alcances de esta obra, a continuación mostraremos mediante una serie de ejemplos simples, cómo puede visualizarse el campo radiado por un emisor simple o por un array. Esto es muy útil no sólo para mostrar gráficamente cómo se distribuye el campo acústico a los fines del estudio, sino también como herramienta de diseño.

11.8.1. Monopolo

Se trata del caso más simple que también se lo cita en los libros de física con el nombre de esfera vibrante, radiador de orden cero o fuente monopolar, entre otras. Es una esfera ideal de radio **a** que vibra a una determinada frecuencia produciendo ondas omnidireccionales de presión en el medio donde se encuentra. Como se vio en el apartado 11.6.2, la presión en un punto del espacio producida por una fuente de sonido monopolar, puede expresarse como:

$$p(p) = \frac{A}{r} e^{-jkr} \qquad (11.17)$$

donde A es la amplitud máxima de la oscilación, r la distancia del frente de onda al punto de interés y k el número de onda. A continuación en la Fig. 11.41 se muestra el código de simulación.

Ejemplo 11.2

Simular el campo de presión para el caso de una fuente monopolar que oscila a una frecuencia f_0 de 10 kHz. Para este caso se elige una frecuencia de muestreo fm igual a $10*f_0$ y el número de puntos de la grilla de discretización del espacio se adopta en 400 puntos. Entonces:

```
%C= velocidad del sonido en el medio considerado, f0 = frecuencia del emisor, fm = %frecuencia
de muestreo, k = número de onda, gN = número de puntos de discretización del espacio
function [p]=monopolo(np,C,fo)
f0 = fo/np;
 %--------------------------------------
 % grilla de puntos
x0=0;
y0=np/2;
[x,y]=meshgrid(-np/2:np/2);
jwt=sqrt(-1)* 2*pi*f* 0;
k = 2*pi*f/c;
r = sqrt(x.^2+y.^2);
p1 = exp(jwt-k*r);
%Graficacion
imagesc(abs(p1)),  axis equal; title('Monopolo')
```

Figura 11.41. Código simulación monopolo

monopolo(400,1500,10^3);

El resultado de la simulación se observa a continuación.

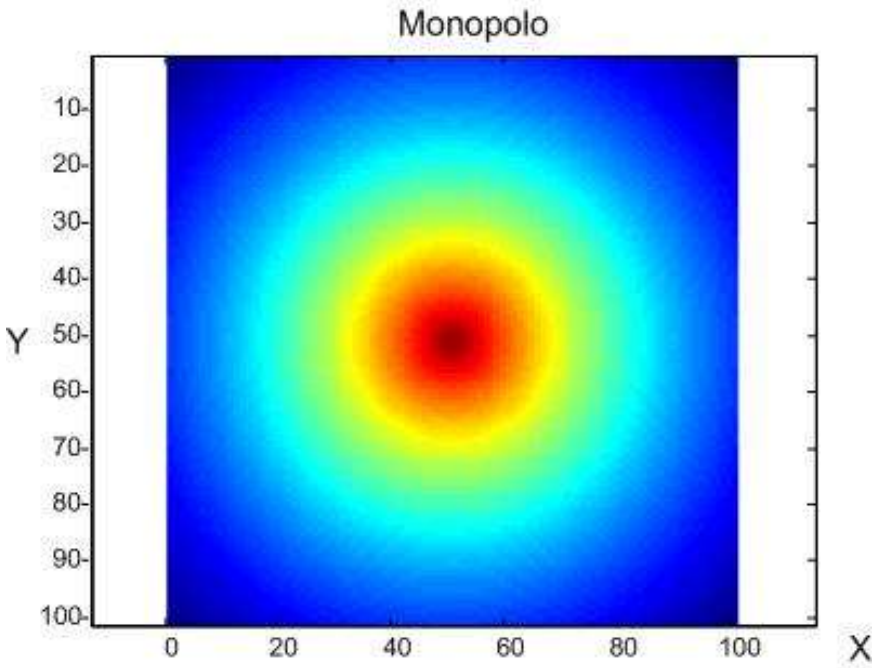


Figura 11.42. Simulación campo acústico de un monopolo

11.8.2. Dos fuentes monopolares

En este caso procedemos de forma similar al anterior teniendo en cuenta la expresión (11.2), donde hay que tener en cuenta la separación d entre las dos fuentes y la fase con que interfieren.

Las diferencias con el código para el monopolo son: se define una variable *deltaphi* para variar la diferencia de fase (en términos de λ), de forma similar, con "*sep*" se usa para variar la distancia entre cada monopolo. Con *Lx* se puede variar la longitud del campo de trabajo. A continuación se observa el código.

Ejemplo 11.3

Simular el campo de presión para el caso de dos fuentes monopolares separadas a una de 0.3λ, 0.5λ, 0.6λ, y λ que oscilan a una frecuencia de 40 kHz, sumergidas en aire y diferencia de fase igual a cero.

```
function [x,y,p1,p2] = bipolo2(c,fo,Lx,np,n,sep)
deltaphi=n*pi/2; % diferencia de fase entre p1 y p2
lambda = c/fo; % longitud de onda
x0=sep*lambda;
y0=0;
xmin = -Lx/2;
xmax = Lx/2;
Fm = np/Lx; % frecuencia de muestreo del espacio
[x,y]=meshgrid(xmin:1/Fm:xmax); % grilla de puntos
wt= 2*pi*fo*0;
k = 2*pi*f/c;
 r = sqrt((x+x0/2).^2+(y+y0/2).^2);
p1 = exp(1j*(wt- k*r  + 0*pi))./r; % monopolo
rp = sqrt((x-x0/2).^2+(y-y0/2).^2);
p2 = exp(1j*(wt-k*rp + deltaphi))./rp; % monopolo desplazado
p = p1+p2;
figure(1); imagesc(xmin:1/Fm:xmax,xmin:1/Fm:xmax,log(abs(p)))
axis equal; title('Bipolo'); xlabel('X'); ylabel('Y');
```

Figura 11.43. Código simulación dos fuentes monopolares

```
bipolo2(344,40e3,0.2,2003,0,0.1);
bipolo2(344,40e3,0.2,2003,0,0.3);
bipolo2(344,40e3,0.2,2003,0,0.5);
bipolo2(344,40e3,0.2,2003,0,1);
```

Los resultados de la simulación se observan en la Fig. 11.44. Debido a que se supone que el medio es aire y teniendo en que cuenta la frecuencia de trabajo es de 40 kHz, se adopto Lx en 20 cm.

Ejemplo 11.4

Repetir el ejemplo anterior para una diferencia de fase de 3/2 π

```
bipolo2(344,40e3,0.2,2003,3/2,0.1);
bipolo2(344,40e3,0.2,2003, 3/2,0.3);
bipolo2(344,40e3,0.2,2003, 3/2,0.5);
bipolo2(344,40e3,0.2,2003, 3/2,1);
```

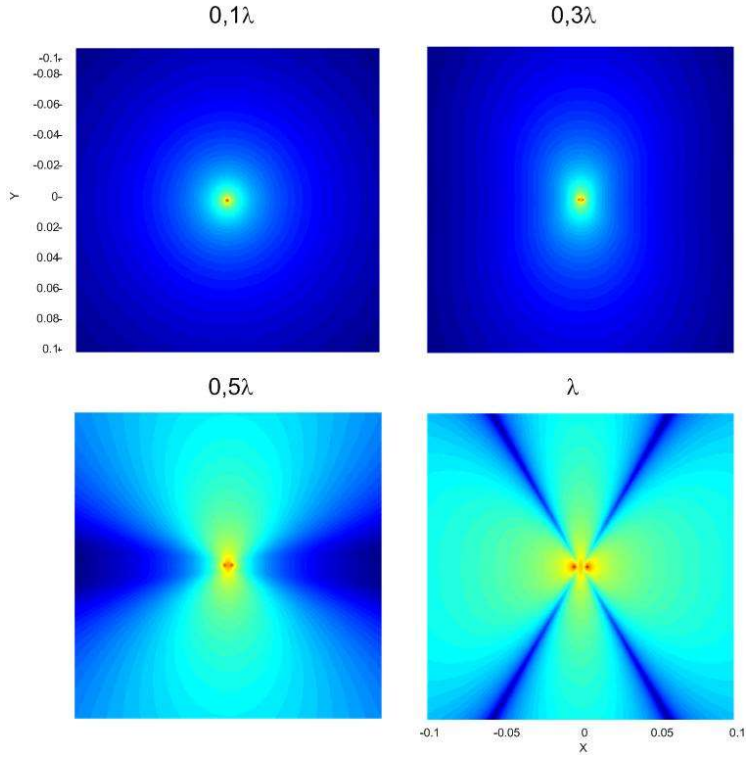


Figura 11.44. Resultado de la simulación de dos fuentes monopolares separadas a 0.1λ, 0.3λ, 0.5λ y λ y diferencia de fase 0

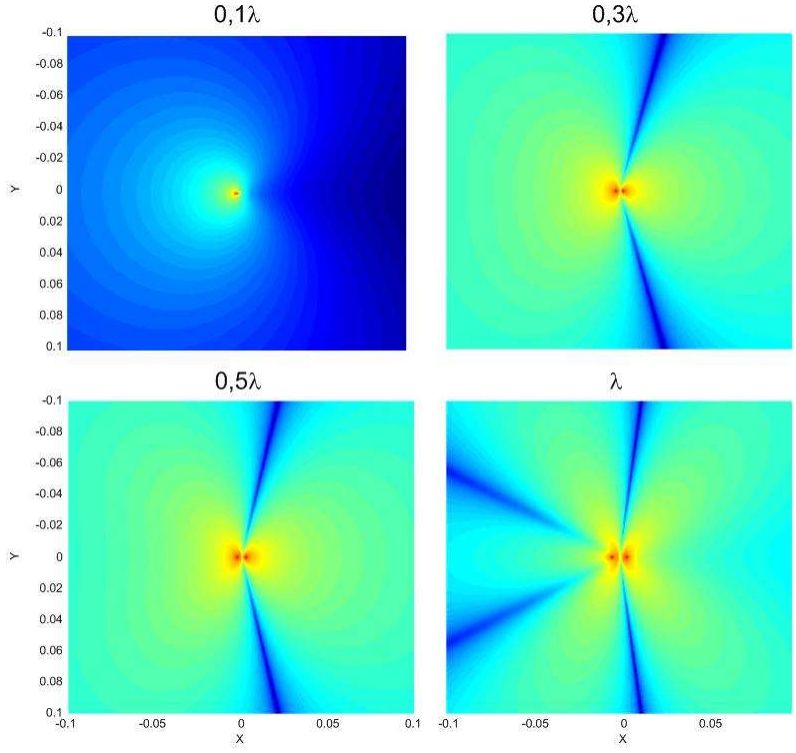


Figura 11.45. Simulación de dos fuentes monopolares separadas a 0.1λ, 0.3λ, 0.5λ y λ y diferencia de fase de 3/2 π

11.8.3. Array

A continuación veremos dos ejemplos: uno de focalización sobre el eje axial y uno de focalización y deflexión a un punto arbitrario. Para ello, nos basaremos en la siguiente

función denominada array como se muestra en la Fig. 11.46. N es el número de elementos del array, sepi es el factor de separación entre cada elemento, f la frecuencia de trabajo, condir la dirección, np el número de puntos de la grilla, R el radio desde el elemento al foco.

```
function [phi ] =array(N,sepy,R,c,f,Lx,condir,gN,dy,xe)
xe = 0;
l = 3e-3; % ancho del transductor (m)
lambda = c/f; % longitud de onda
deltay=sepy*lambda;
xmin = -Lx/4;
xmax = Lx*3/4;
ymin = -Lx/2;
ymax = Lx/2;
Fse = gN/Lx; % frecuencia de muestreo del espacio
[x,y]=meshgrid(xmin:1/Fse:xmax,ymin:1/Fse:ymax); % grilla de puntos
w= 2*pi*f;
k = 2*pi*f/c;
p=x*0; % inicializo la presión en cada punto
for i=1:N
r = sqrt((x-xe).^2+(y+deltay*N/2-deltay*i).^2); % distancia cada punto al elemento i
thet = atan2((y+deltay*N/2-deltay*i),(x-xe));
if condir
   dir = ( sin(pi*l/lambda*sin(thet))./(pi*l/lambda*sin(thet)) );
else
   dir=1; % omni
end
phi(i) = (sqrt(R(1).^2+(R(2)-deltay*i+deltay*N/2).^2)-sqrt(R(1).^2+R(2).^2))/c;
p = p + dir.*exp(1j*(w*phi(i) - k*r  ))./r; % acumulador
end
figure(1)
imagesc(xmin:1/Fse:xmax,ymin:1/Fse:ymax,log(abs(p)))
axis equal; hold on
plot(R(1),R(2),'or'); plot(0,(-N/2:N/2)*deltay,'.b')
hold off
end
```

Figura 11.46. Código simulación para un array

Ejemplo 11.5
Simular la distribución del campo acústico de un array de 4 elementos apoyado sobre una placa de aluminio, que trabaja a una frecuencia de 1 MHz.
a- Focalizando sobre el eje. b- Focalizando en el punto R=[0.1 0,05]. c- Para las mismas condiciones, para 16 elementos focalizando sobre el eje y d- Focalizando para el punto R=[0.1 0,05].

Entonces:
array(4,[0.1 0.0]);
array(4,[0.1 0.05]);
array(16,[0.0 0.0]);
array(16,[0.0 0.05]);

El resultado de la simulación se muestra a continuación en la Fig. 11.47.

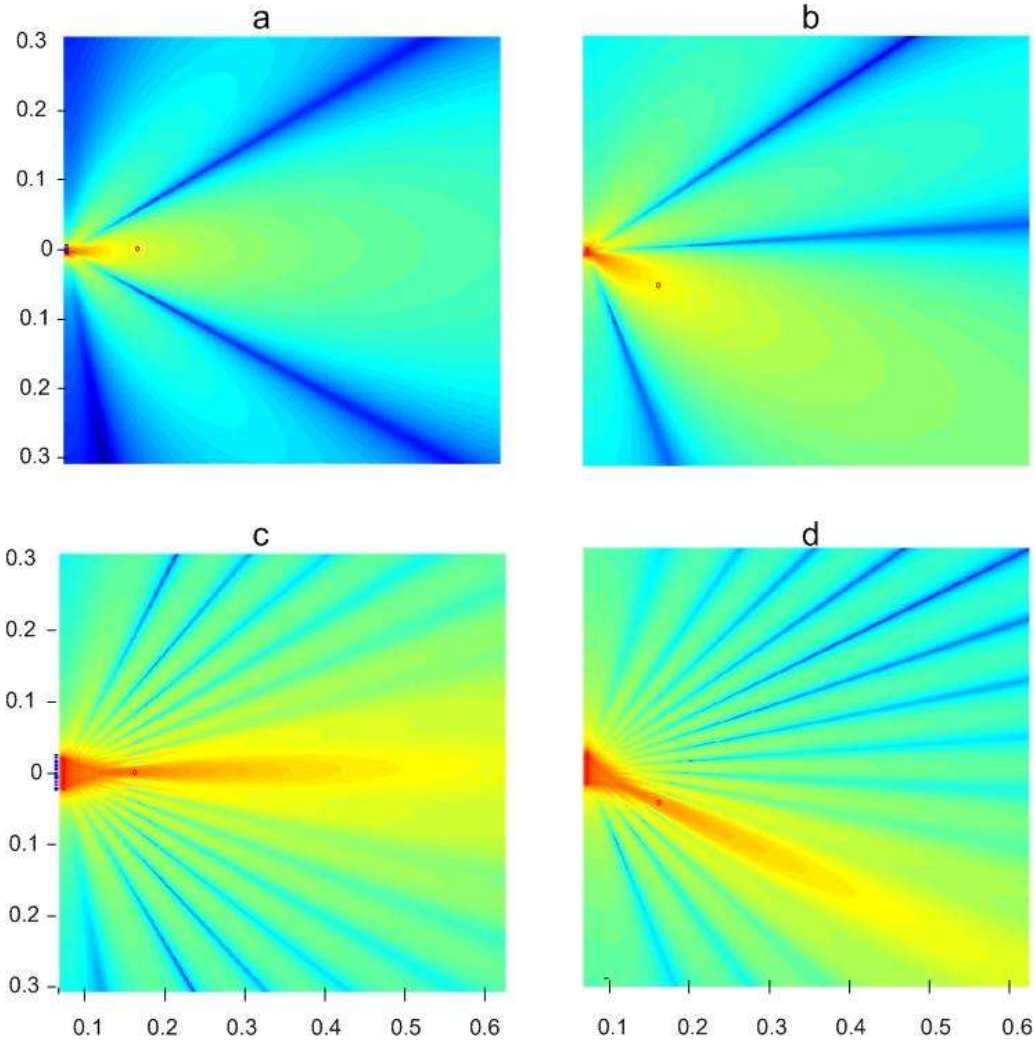


Figura 11.47. Resultado de la simulación. a- N = 4, R = [0,1 0,0], b- N = 4, R = [0,1 0,05], c- N = 16, R = [0,1 0,0], d- N = 16, R = [0,1 0,05]

11.9. Resumen del capítulo

En este capítulo completamos el estudio iniciado en los capítulos IX y X. Estuvo orientado a la profundización de las técnicas de registro de señales acústicas. El registro A-Scan (registro de amplitud) es por un lado, el más sencillo y por otro, la base del B-Scan. El B-Scan toma como base al primero quedándose sólo con dos valores; el valor máximo de la traza y su posición, en otras palabras, con el punto de mayor intensidad (brillo) y el número de muestras al cual se encuentra. El resultado de su empleo trae aparejada una drástica reducción de datos y un incremento en los detalles. Con un número importante de datos provistos por estos registros, se pueden obtener imágenes X-Y que se denominan barrido C-Scan. Un sistema de emisión, recepción y presentación de las imágenes obtenidas (sonar), debe contener como mínimo: un emisor de pulsos, un conversor AD, un sistema de presentación de datos, un procesador digital y un transductor.

Los arrays acústicos emulan a las lentes ópticas pudiendo variar electrónicamente, con el uso de retardos el punto de enfoque del haz en forma arbitraria. Los parámetros básicos de un array son las resoluciones axial y lateral, el rango dinámico-SNR y otros parámetros que tienen que ver con las técnicas empleadas para obtener la mejor focalización posible. Estos están relacionados con dos aspectos, la cerámica propiamente dicha y la electrónica

empleada para el control del array. La cerámica impone por un lado el ancho de banda y el tamaño de la apertura, es decir la resolución axial y lateral son funciones. Por otro, el rango dinámico conjuntamente con la SNR que se relacionan con los lóbulos laterales. La electrónica es responsable de la resolución lateral en lo que respecta a la focalización, en el rango dinámico y en la SNR con lo que se denomina resolución temporal y en la ausencia de artefactos, como son los lóbulos de rejilla.

La apodización es necesaria ya que permite mejorar la forma del haz y reducir los efectos de los lóbulos laterales ensanchando ligeramente el lóbulo principal perdiendo un poco de rango dinámico. Las funciones clásicas usadas en el campo del filtrado digital con el nombre de ventanas (Gaussiana, Bartlett, Hamming, Blachman, etc.) permiten mejorar la calidad de la imagen. Ya sea para la focalización en emisión como en recepción, el concepto es, por medio de retardos, emular a una lente óptica arbitraria mediante el uso de los mismos. La focalización es relativamente simple ya que se trata de retrasar una señal digital (pulso). En cambio, la focalización en recepción es bastante más compleja ya que además de retrasar múltiples señales analógicas se debe conservar sus parámetros de forma, amplitud, frecuencias, entre otras.

En principio hay dos sistemas básicos para generar una imagen acústica usando arrays, los denominados barridos lineal y sectorial (Phased Arrays). El primero, el más simple de generar, se basa en la hipótesis de que no se realiza la deflexión del haz y consiste en excitar simultáneamente a pocos elementos del array, trabajando en coordenadas cartesianas. Presenta el inconveniente de que el tamaño de la abertura es fija. Para su implementación necesita disponer de N Pulser, uno por cada elemento del array y de un solo conversor AD. En el caso de focalización en recepción, es necesario contar con N conversores AD. Los segundos, permiten la deflexión del haz estando todos los elementos activos logrando cubrir mayor área con menor apertura. En este caso es necesario contar con N Pulser y N conversores AD, con un sistema de deflexión y focalización para la emisión y otro para la focalización en recepción, ambos realizados en ambiente de software. Las técnicas confocales permiten optimizar la focalización dinámica tanto en emisión como en recepción, a costa de importantes esfuerzos de software. Existen diferentes procedimientos electrónicos para realizar la focalización dinámica en recepción. Cada una presenta ventajas y desventajas y de una simple estructura electrónica a estructuras de elevada complejidad. Dependiendo de la aplicación específica el diseñador deberá adoptar la que mejor cumpla con las especificaciones.

:

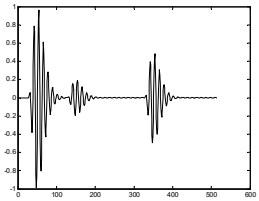
11.10. Preguntas y problemas propuestos

11.13.1. ¿Cuál es el significado de eco de interfaz?, ¿Siempre está presente en el registro?

11.13.2. ¿Qué significa eco de fondo?

11.13.3. ¿En qué casos es conveniente usar el A-Acan y en cuales la envolvente del A-Scan?

11.13.4. Dibujar el posible esquema del medio inspeccionado para el siguiente A-Scan.



11.13.5. Un sonar detecta un blanco a 1100 m. ¿Cuál debe ser el tiempo de barrido de la pantalla para obtener máxima resolución?

11.13.6. A partir de que métodos se forma una imagen X-Y.

11.13.7. ¿Cómo se aplica el concepto de campo cercano cuando se trabaja con arrays?

11.13.8. Obtener el diagrama de radiación para dos fuentes puntuales separadas por λ/2, 2λ, 3λ/2, λ. ¿Qué sucede para una separación mayor a λ/2?

11.13.9. A partir de la Fig 11.22, estimar NLL.

11.13.10. Realizar el diagrama en bloques para un sistema de emisión usando en la técnica confocal basado en cuatro disparos.

11.11. Referencias

Camacho, J., Fritsch, C., Parrilla, I., Ibáñez, A. (2006). Modular System for Real Image Generation with Ultrasound Arrays. Ibersensor. Montevideo, Uruguay..

Camacho, S. D. (2011). Imagen ultrasónica por Coherencia de Fase. Memoria de Tesis Doctoral. Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid.

Fritsch, C., Sánchez, T., Jiménez, D. (2000). AMPLIA: Una Arquitectura Modular para el Procesamiento y despliegue de Imagen Acústica. Revista de Acústica vol 31.

Fritsch, C. (2001). Curso de Imagen Ultrasónica: Técnicas Electrónicas de Focalización de Haces Ultrasónicos. II Jornadas Iberoamericanas de Ultrasonidos, Red Iberoamericana de Tecnologías Ultrasónicas (RITUL). La Rábida (Huelva), España.

Kino, G. S. (2000). Acoustic waves: devices, imaging, and analog signal processing. Simon & Schuster.

Kinsler, L. E., Frey, A. R., Coppens, A. B., Sanders, J. V. (1995). Fundamentos de Acústica. Editorial Limusa, 1995.

Martínez, O., Parrilla, M., Izquierdo, M. A., Ullate, L. (1999). Aplicattion of digital signal processing techniques to synthetic aperture focusing technique images, Sensor and Actuators. A-Physical, 76:448-456.

Parrilla Romero, M. (2004). Conformación de haces ultrasónicos mediante muestreo selectico con codificación delta. Memoria de Tesis Doctoral. Arquitectura y Tecnología de Sistemas Informáticos. Facultad de Informática, Madrid.

Pértile Sánchez, E., López. G. (1998). Sistema de Control Atenuación Distancia y Adquisición y Visualización de Señales de Ultrasonido. Trabajo Final de Graduación. Departamento de Electrónica y Automática, Facultad de Ingeniería Universidad Nacional de San Juan.

Petrofsky, J. G., Maslak, S., Cole, C. R. (1997). Ultrasonic receive beamformer with phased sub-arrays. United States #5676147.

Roeder, J. G. (1980). Mecánica Elemental. Editorial Universidad de Buenos Aires, Eudeba.

Ureda, M. S. (2001). Line Arrays: Therory and Applications. Audio Engineering Society. 110th Convention.

Veca, A., González Chaúl, G. (1998). Plataforma Analógica de Elevado Rango Dinámico. Nueva Telegráfica Electrónica LXLK, pp. 15-18. Ariel Arbó Editor S. R. L.

Veca, A. C. (2005). Análisis, Modelación y Caracterización de la Zona Ciega del Transductor Receptor, para Optimizar Sistemas de Ultrasonido en Régimen Impulsivo. Memoria de Tesis doctoral. Editorial Universidad Nacional de San Juan.

Whitlow, W. L. Au., Mardi, C. H. (2008). Principles of Marine Biacoustics. Springer.

Yago Gómez-Ullate Ricón. (2007). Estudio de Sistemas Ultrasónicos basados en Multitransductores para la Detección de Defectos en Estructuras tipo Placa. Tesis Doctoral, Univ. Politécnica de Madrid, Escuela Técnica Superior de Ingenieros Industriales.

Capítulo XII

Sonar y Sonoboyas

SUMARIO

12.1. Introducción
12.2. Sonar
12.3. Sonoboyas
12.4. Ruido Propio Geneado
12.5. Resumen del capítulo
12.6. Problemas propuestos
12.7. Referencias

12.1. Introducción

En lo que respecta a la emisión y recepción de señales acústicas, se pueden definir tres tipos de sistemas:

Activos
Pasivos
Indiferentes

Los sistemas activos emiten sonidos y esperan una repuesta. Los pasivos están a la espera una información acústica emitida por otros sistemas. Los indiferentes cumplen una tarea automática de recolección y trasmisión de datos presentes en el medio.

En el ámbito de la acústica subacuática el sonar, por su definición, (Sound navegation and Randing) Navegación y Localización por Sonido es un sistema activo. Su historia comienza a partir del hundimiento del transatlántico Titanic en1912. Un año después, el inglés Lewis Richardon presenta la primera patente. En 1914, el ingeniero canadiense Resignal Fresenden desarrolla el primer sistema de sonar operativo, que permitía detectar iceberg hasta una distancia aproximada de 3 km. A partir de la II Guerra Mundial se desarrollan las sonoboyas, que son lanzadas al mar por buques o aeronaves. Existen dos tipos de sonoboyas, las activas y las pasivas. Las activas son sonares y las pasivas, son dispositivos que están preparados solo para recibir información acustica del medio. Finalmente, las balizas consisten en dispositivos que normalmente registran información de parámetros importantes, tales como, temperatura, presión, salinidad, pH, etc. y los trasmiten a una estación terminal.

12.2. Sonar

Desde la implementación del sonar de Fresenden hasta la actualidad, los sistemas de sonar fueron avanzando vertiginosamente. Esto se debió a dos factores: conflictos armados y avance de la tecnología. Los primeros impusieron la necesidad de desarrollar métodos y sistemas con la finalidad de poder reconocer y localizar rápidamente al enemigo El segundo, fue como consecuencia del primero y se debió por un lado, al avance de la tecnología de los transductores, componentes electrónicos, sistemas de computo y presentación de la información. De acuerdo a la aplicación, se puede hacer la siguiente clasificación

Aplicaciones Militares
Vigilancia Marina
Detección de Submarinos
Mina Sonar
Sonar antiminas
Intercepción
Torpedo

Aplicaciones no Militares
Pesca
Calculo de profundidad
Localización de redes
Navegación con baja visibilidad
Detección de biomasa
Seguimiento de cardumens – Ballenas

Medidas de olas
Determinación de profundidad
Caracteríticas del tipo de fondo marino: fango, arena, etc.
Calculo de la topografía del fondo marino
Caracterización del subsuelo marino
Geología subacuática: yacimientos

En la siguiente tabla están resumidas las principales aplicaciones y el tipo de sonar que se utiliza.

Función	Descripción
Sondaje de profundidad Convencional Perfiles del fondo	 Envian cortos pulsos hacia abajo y espera el retorno Usan bajas frecuencias y alta energía para penetrar en el fondo marino
Mapeo del fondo marino, trayectoria de navios	Sonares de barrido lateral
Medidores de velocidad	Usan un par de transductores posicionados en forma oblicua hacia abajo para obtener velocidad sobre el fondo marino por medio del efecto Doppler o por correlación.
Ayuda al sector pesquero Búsqueda de peces	Sonares activos de exploración frontal Sonares portátiles personales

Tabla 12.1. Descripción de la aplicación según el tipo de sonar

12.2.1. Clasificación básica de sonares según el principio de funcionamiento

Existen seis tipos básicos de sonares:

1. Eco Sonda (Echo Sounder)
2. Barrido lateral (Side-Scanning)
3. Doble Haz (Dual Bean)
4. Multiaz (Multibeam)
5. Doppler
6. De haz dividido (Split-Beam)

1-Eco Sonda (Echo Sounder)

Se trata de los primeros sonares. Al principio, necesitaban de dos transductores, uno para la emisión y otro para la recepción (Fig. 12.1 izquierda). Esto se debía a que no se contaba con un dispositivo adecuado para realizar la conmutación emisión-recepción. Posteriormente, se empleó un relay y más adelante, con el avance de la tecnología se emplearon llaves electrónicas basadas en dispositivos MOSFET, dando como resultado, el eso de un solo transductor. (Fig. 12.1 derecha).

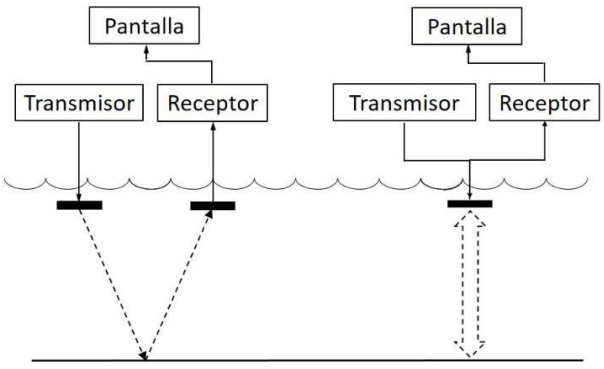


Figura 12.1. Esquema sonar Eco Sonda

2-Barrido lateral (Side-Scanning)

Se trata de un sonar eco soda que incorpora un mecanismo con cual se puede rotar angularmente la posición del transductor para apuntar hacia un dirección determinada, Fig. 12.2. Durante la emisión el transductor produce un haz en forma de abanico, y el receptor dispone de ganancia variable en el tiempo para compensar la distancia.

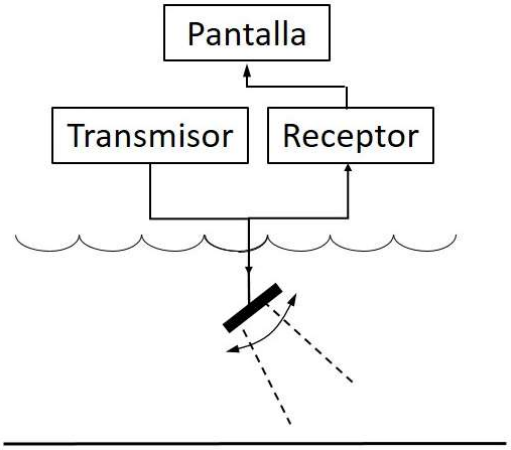


Figura 12.2. Esquema sonar Barrido Lateral

Este tipo de sonar es usado en estudios geológicos para generar imágenes de la rugosidad del fondo marino.

3-Doble Haz (Dual Bean)

La amplitud de un eco producido por un objeto depende de lo ubicación de los haces durante la transmisión y recepción. En 1974 Ehrenberg sugirió el gran potencial que tendría un sistema de sonar basado en doble haz como medio para localizar elementos dispersados, como muestra la Fig. 12.3. El sistema, a partir de dos transductores circulares centrados y excitados por el mismo transmisor, generan dos haces simétricos; uno de banda y otro de banda ancha y otro de banda angosta. La información recibida ingresa por dos caminos separados a un receptor de banda ancha y a otro de banda angosta. La salida de estos ingresa a un sistema de decisión que determina cuál de los dos caminos tiene la mayor amplitud.

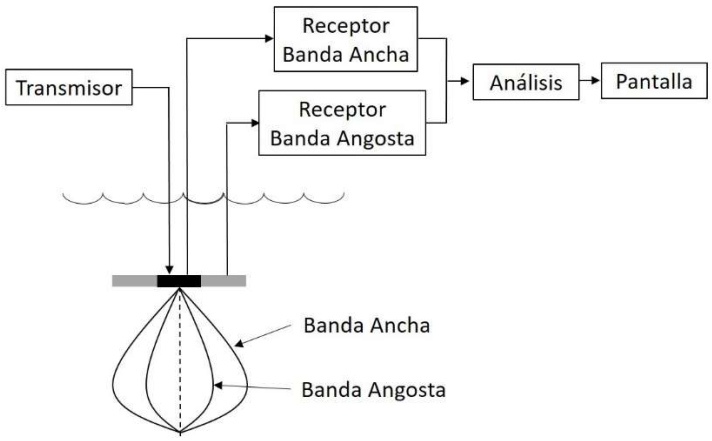


Figura 12.3. Esquema Sonar Doble Haz

4-Multiaz (Multibeam)

La Fig. 12.4 muestra el esquema de este tipo de sonar. También, como el caso anterior, tiene dos transductores circulares concéntricos, excitados por el mismo transmisor. Este

sistema está destinado a cartografiar una franja de profundidades a lo largo de la trayectoria de un buque. La transmisión es de haz ancho. Mediante el ajuste de los retardos temporales de los elementos receptores, el array se configura para generar un conjunto de haces estrechos que abarcan desde babor hasta estribor y miden la posición de la profundidad. A medida que el buque avanza, el computador del sistema traza el contorno de las profundidades.

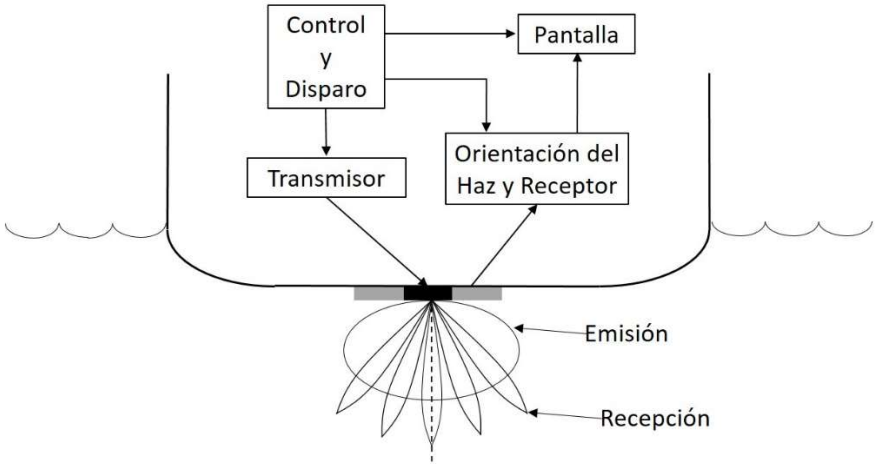


Figura 12.4. Esquema sonar Multiaz

5-Doppler

En general, en todas las áreas de la tecnología donde se emplea el efecto Doppler, se lo clasifica en primer lugar como Doppler continuo (en inglés CW) y Doppler pulsado (PW). Estos a su vez se clasifican en direccionales y no direccionales. Los direccionales son capaces de detectar el sentido de movimiento de un cuerpo sólido o líquido, a diferencia de los no direccionales, los cuales sólo son capaces de detectar los cambios de amplitud y de frecuencia.

En el capítulo VII (Fig. 7.10) vimos la correspondencia física entre el universo del objeto y el universo del sistema según se trate de Doppler direccional o no. A diferencia de los sistemas continuos, los pulsados (PW) emiten trenes de pulsos cortos a intervalos regulares, pudiendo recibir ecos durante un intervalo de tiempo previamente definido (Evans, 1998). El ancho del intervalo de tiempo, determina el alcance o rango (en distancia) que puede ser interrogado un objeto. Si bien el proceso de demodulación coincide con los sistemas CW, tienen el agregado de un sistema de conmutación para la emisión y recepción.

Los sistemas de Doppler PW difieren de los CW, tanto desde el punto de vista de su estructura circuital (circuitos de conmutación) como del diseño del sensor. Sin embargo, el proceso de demodulación de los sistemas PW coincide con los sistemas CW, en consecuencia, los PW pueden concebirse como direccionales o no direccionales al igual que los CW. En la Fig. 12.5 se muestra el principio de funcionamiento del PW. La señal superior representa al oscilador maestro O de frecuencia fija.

La siguiente señal indica el pulso de emisión E, compuesto por una muestra de varios ciclos del O. La tercera gráfica R representa el eco de un objeto ubicado a partir de una cierta distancia del transductor denominado rango. El rango puede variarse (por software) dentro de ciertos límites donde se realiza el estudio. La última gráfica muestra la determinación de la diferencia de fase $d\phi/dt$ entre el puso de emisión y la recepción.

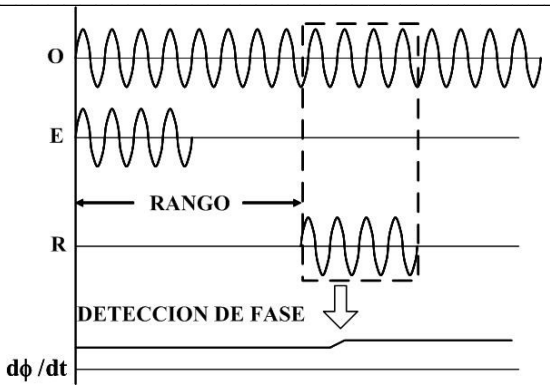


Figura 12.5. Concepto de Doppler pulsado

El diagrama en bloque de un sistema Doppler PW no direccional se muestra en la Fig.12.6. La señal a la salida del oscilador maestro (OM) pasa a través de una llave al driver de salida, que es controlada por la CPU. El intervalo de tiempo que la llave permanece cerrada para que pase un número completo de ciclos del OM depende del muestreo del sistema. El pulso resultante de RF es introducido a un amplificador de radio frecuencia y enviado al transductor emisor. Los ecos que se producen en el medio retornan y son captados por el transductor receptor, son amplificados (RF) y se introducen en el mezclador X para realizar la demodulación. A continuación pasan por un filtro pasa bajos que elimina la componente de RF y son muestreados con la llave L_2 la que se encuentra abierta durante la transmisión. Esta llave es en realidad un circuito de muestreo y retención. A la salida del muestreador hay un filtro anti aliasing (pasa banda), para suprimir las señales espurias que introduce el muestreo. Finalmente, un amplificador de baja frecuencia da los niveles de ganancia necesarios.

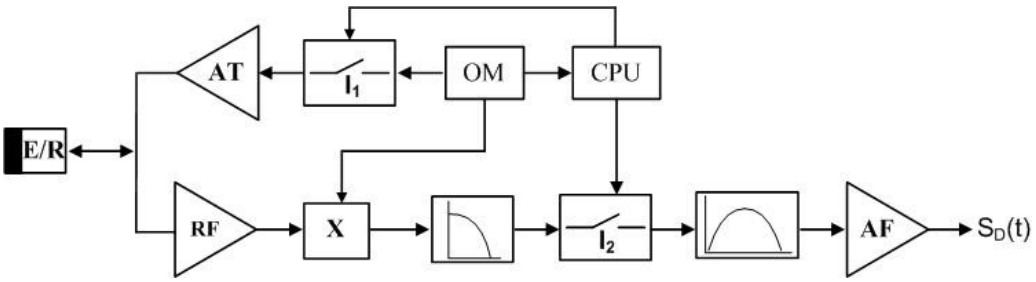


Figura 12.6. Esquema en bloques de un sistema Doppler PW no direccional

La Fig. 12.7 muestra el pulso de transmisión de duración t_p, la ventana de tiempo tg en la que se encuentra trabajando la llave L_2 y la ventana temporal desde que se habilita la transmisión y se abre L_2.

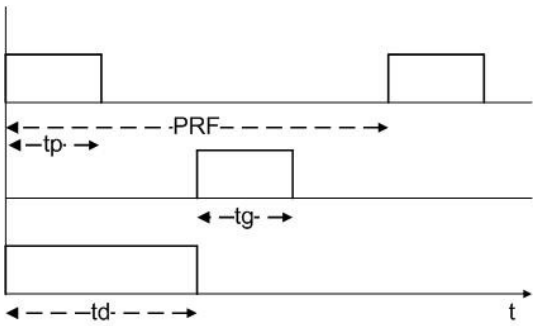


Figura 12.7. Ventanas de tiempo en PW.

Se puede demostrar que si $t_g \approx t_p$ se tiene la mejor sensibilidad para una resolución axial una dada. Para $t_g > t_p$ la sensibilidad decrece debido a la posibilidad de cambios producidos por scattering de señales con oposición de fase (Veca et al, 2019).

Doppler Pulsado direccional

La Fig. 12.8 muestra el esquema en bloques de un sistema PW direccional. Básicamente se trata del sistema no direccional (Fig. 12.6) al que se ha agregado un demodulador, una unidad de muestreo y retención (sample and hold, S&H), un filtro pasa banda (antialiasing) y finalmente, un detector de la dirección final del flujo (Evans, 1998), (Veca, et al, 2019).

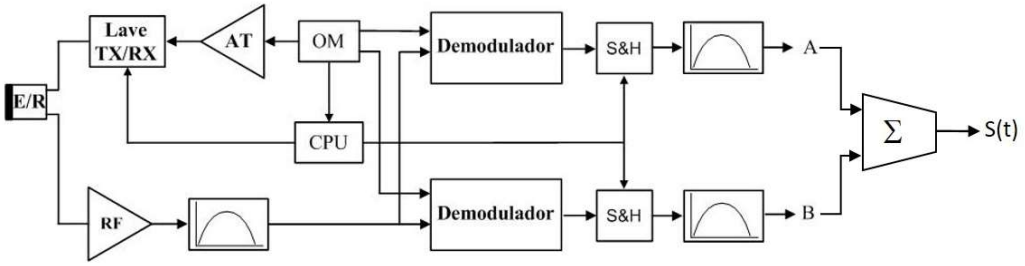


Figura 12.8. Esquema de sonar Doppler pulsado y direccional.

6-De haz dividido (Split-Beam)

La Fig. 12.9 muestra el esquema de este tipo de sonar, se trata de un sistema similar al Doble Haz. En este caso, el transductor está compuesto de cinco sectores y el receptor dispone de cuatro canales. El primer paso en el procesamiento de la señal es identificar el eco recibido por los cuatro receptores y usar reglas de identificación (Medwin, 1998). Comparando las fases de (A+B) y (C+D) se obtiene el ánguloϕ. El ángulo χ se obtiene comparando las fases (A+C y (B+D). Las señales recibidas son analizadas por correlación cruzada (con el modelo de eco de interés, almacenado en memoria) para computar los desplazamientos de fase y dirección del pez. La conversión de los desplazamientos de fase en las distintas direcciones requiere de calibraciones acústicas del sistema. Todos estos procedimientos son realizados por software.

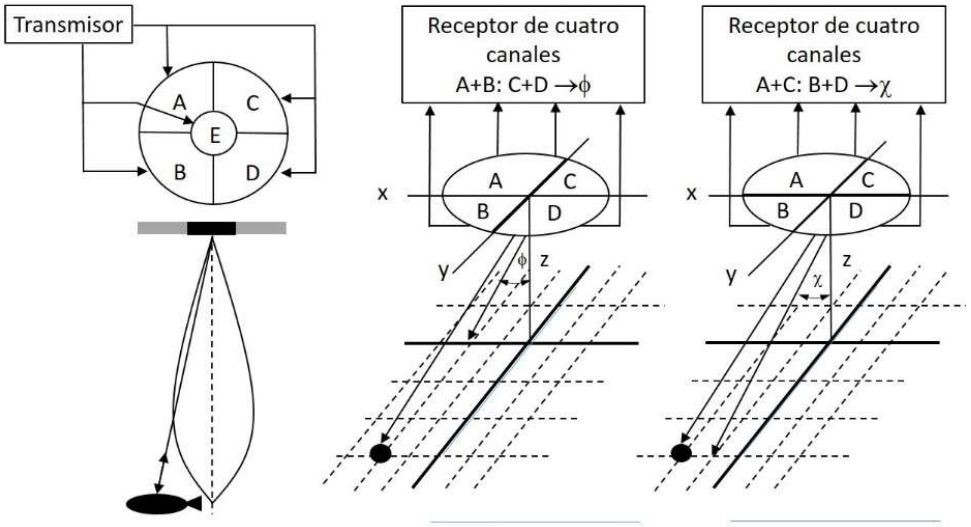


Figura 12.9. Esquema sonar de Haz Dividido

En el caso de operar como sonar doble haz, el transductor E es de banda ancha banda (-3dB a -3dB, 25°) y el resto de los transductores se combinan para obtener banda angosta (-3dB a -3dB, 6°).

12.2.2. Sonar Genérico

Independientemente del principio de funcionamiento y tipo de transductores (o array), se puede generalizar una arquitectura genérica simple que sintetice los módulos básicos de un sonar. La Fig. 12.10, cumple con tal cometido.

El esquema es una simplificación de la Fig. 11.12. La secuencia de los pulsos de disparo es controlada por la unidad centra de procesamiento (CPU). El control de transmisión y recepción se realiza mediante una llave electrónica. En el modo transmission conecta el Pulser con el transductor (array). En modo recepción, la salida del transductor (array) ingresa al preamplificador.

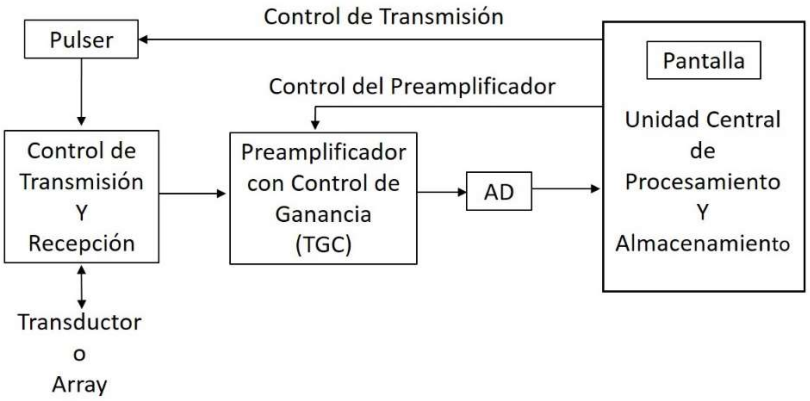


Figura 12.10. Esquema de sonar genérico

Este está compuesto de un filtro pasa banda sintonizado a la frecuencia el transductor y de un amplificador, controlados por la CPU. El conversor AD recibe la señal analógica del eco, la convierte a digital para el procesamiento en tiempo real. El procesamiento puede realizarse con la señal de eco tal como arriba al sistema o con la envolvente. El TGC (Ver Fig. 11.12) es un control de ganancia variable con el tiempo (en este ámbito tiempo implica distancia, R). Al inicio de cada ciclo de medición, el TGC comienza con baja ganancia y se va incrementando a medida que transcurre el tiempo. Las opciones pre programadas estándar consisten en una ganancia proporcional a (tiempo)^2 o 40log R y ganancia proporcional a (tiempo) o 20log R (Midwin, 1998). No obstante, dependerá del criterio de diseño.

Respecto a las reglas de identificación (detección)

En general, cuando se trata de un solo eco, aún en los casos donde el medio es muy ruidoso (baja relación señal-ruido) es posible la detección del instante de arribo y de la forma. Sin embargo, en muchos casos, la traza recibida está compuesta de varios ecos, presenta un nivel de ruido importante y además, si se trata de reflectores muy próximos, puede haber solapamiento, es decir, la superposición de la cola de uno con el inicio del otro. Para tratar de resolver este inconveniente, se han desarrollado técnicas de procesamiento de señales tanto en el dominio del tiempo como en el de la frecuencia, algunas de las cuales pueden operar en tiempo real. Esto es muy útil para la identificación objetos (peces, submarinos, etc.). Entre los métodos más usados, se puede citar entre otros: funciones de correlación (Jordan, 1986), deconvolución por filtrado inverso (Oppenhim, 1994), (Anaya et al, 1992), procesamiento adaptivo (Widrow, 1985), Cepstrum (Proakis, 1998) y análisis espectral por trasformada de Fourier (Latti, 1974).

12.2.3. Relación entre el índice de directividad de transmisión y el nivel de fuente

En el capítulo VII trabajamos con el nivel de fuente SL y con el índice de directividad DI como cifras de mérito sin conocer cómo se obtienen. Para poder hacer estimaciones sobre el rendimiento de un sonar es necesario incorporar los conceptos de índice de directividad de trasmisión y del nivel de fuente.

Índice de directividad de transmisión

El índice de directividad de trasmisión (DI_T) de un emisor es la diferencia, medida a un punto sobre el eje del haz patrón, entre el nivel del sonido generado por el emisor y el nivel que produciría un emisor no direccional que irradiara la misma cantidad de potencia acústica. La Fig. 12.11 muestra el concepto de este índice.

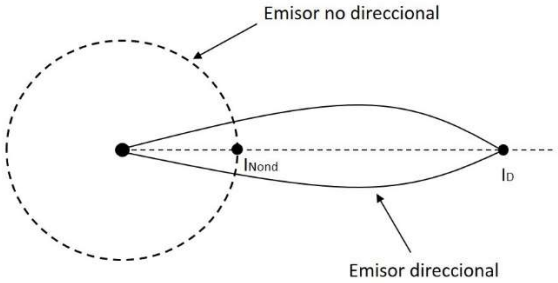


Figura 12.11. Patrones de haz de un emisor direccional y el equivalente no direccional

Si la intensidad representada por el patrón direccional a lo largo de su eje es DI, y si la intensidad representada por el patrón no direccional es I_{Nond}, el índice de directividad por transmission se define como:

$$DI_T = 10\ log \frac{I_D}{I_{Nond}} \tag{12.1}$$

Nivel de fuente

El nivel de fuente de un proyector SL esta relacionado de manera sencilla con la potencia acustica que irradia y con su índice de directividad. Sea un proyector no direccional situado en un medio homogéneo y libre de absorción A gran distancia, sea la intensidad del sonido emitido por el projector I_r. Si r es lo suficientemente grande, la intensidad p_r relacionada con la presión eficaz es (Beranek, 1969):

$$I_r \left[\frac{W}{m^2}\right] = \frac{p_r^2}{\rho c} \tag{12.2}$$

Adoptando c=1.500 m/s y ρ=1.023 kg/m^3,

$$I_r \left[\frac{W}{m^2}\right] = 6.51 * 10^{-7} * p_r^2 \tag{12.3}$$

Para un emisor omnidireccional, la intensidad correspondiente a la potencia de salida radiada es:

$$P_r[W] = 4\pi r^2 I_r = 8.18 * 10^{-6}\ p_r^2 r^2 \tag{12.4}$$

A una distancia de 1 m, la potencia es:

$$P = 8.18 * 10^{-6} p_1^2 \tag{12.5}$$

donde p_1 es el valor rms de la presión a 1 m en kg/m^2 ·Convirtiendo a dB y recordando que 10 log p_1^2 es el nivel de fuente SL cuando p_1= 1 uPa, obtenemos:

$$10 \log P = -171{,}5 + SL \tag{12.6}$$

o

$$SL = 171{,}5 + 10 \log P \tag{12.7}$$

Si la fuente de emisión es direccional con índice de directividad se transmisión DI_T, la expresión anterior queda:

$$SL = 171{,}5 + 10 \log P + DI_T \tag{12.8}$$

Por lo tanto, la Ecu.(7.37) puede ser rescrita como:

$$2TL = SL + TS - NL + DI_T - DT = FM \tag{12.9}$$

donde FM se denomina figura de mérito del blanco. La fuerza del blanco TS está tabulada para algunos blancos en la Tabla 12.2 (Urick, 1983). El índice de directividad depende del sistema acústico de emisión/recepción, el umbral de detección DT depende de la relación SNR y NL del ruido presente.

Blanco	**Aspecto**	**TS [dB]**
Submarino	Haz Proa-popa Intermedio	+25 +10 +15
Boque de superficie	Haz Desviado	+25 +15
Minas	Haz Intermedio	+10 +10 a 25
Torpedos	Arco	-20
Peces de longitud L	Vista dorsal	20 log L
Nadadores	Ninguno	-15
Montes submarinos	Ninguno	+30 a +60

Tabla 12.2. Valores nominales de TS

Ejemplo 12.1

Un sonar Eco-Sonda montado en un buque opera a una frecuencia de 8 KHz, usando un tiempo de procesamiento de 0,12 segundos y un receptor de banda estrecha con ancho de banda de 500 Hz. Di = DI_T= 20 dB, y NL=63 dB. Encontrar el rango máximo al cual se puede detectar un submarino a una profundidad de 30 m en una capa mezclada de espesor de 75 m. El nivel de detección requiere 50% del tiempo con una probabilidad P(FA)=de 10^{-4} de ocurrencia de falsa alarma durante la detección del eco.

De la Ecu.(12.8)
SL=170,8+10*log (1000)+20=220,8 dB
Por Tabla 12.2, TS=25 dB
Por Tabla 7.15b, d'=4
Como el receptor es de banda estrecha, la Ecu.(7.25b) toma la forma $DT = 5\ log\left[(d')^2 \frac{bW}{\tau}\right]$,

DT=5*log[4^2*500/0,12] = 24,11 dB
De la Ecu.(12.9)
TL=0,5*(220,8+25–63+20-24,11)= 89,3 dB

En una capa mezclada de h= 75 m y d = 30 m (capítulo V), la distancia máxima de detección para el TL obtenido, está en el orden de 5.000 m.

Ejemplo 12.2
Para un torpedo auto guiado activo que emite a 40 kHz, se requiere un alcance r = 2.742 m en función de la relación de aspecto.
DT = DI = DI_T =30 dB
Se asume que las pérdidas por transmisión son descriptas por propagación esférica, con perdidas por absorción α= 9,8 dB/m y un nivel de ruido ambiente para estado de mar SS = 6. ¿Cuál es la potencia acústica necesaria?
TL para propagación esférica por expresión (5.40)
TL=20*log(r)+r*α*10^{-3} = 20*log(2.742)+2.742*9.7*10^{-3} = 95 dB
Por la Tabla 12.2, TS=15
Por la Tabla 7.13, con f = 40 kHz y SS = 6, NL = 41 dB
SL= 2TL-TS+NL-DI+DT=95*2-15+41-30+30=216 dB, sin tener en cuenta DI_T. La potencia necesaria teniendo en cuenta DI_T se puede obtener mediante la Ecu.(12.8) o a partir del siguiente código, donde SLc es la SL calculada (en este caso 216 dB).

```
function [Pw] = inice_dt(SLc,DIT)
P=1:1:5000;
SLo=171.5+10*log10(P);
SL=171.5+10*log10(P)+DIT;
Pw=10((SLc-171,5-30)/10)
semilogx(P,SLo,'k--',P,SL,'k','LineWidth',2)
grid
xlabel('Potencia [W]')
ylabel('SL dB re 1uPa')
end
```

Figura 12.12. Código para obtener la potencia en función de SL y DI_T

En la siguiente figura se tiene $P = f(SL, DI_T \neq 0)$ línea continua y P=f(SL,DI_T = 0) línea a trazos. Si bien La grafica está acotada para potencias de hasta 5 kW, puede modificarse.

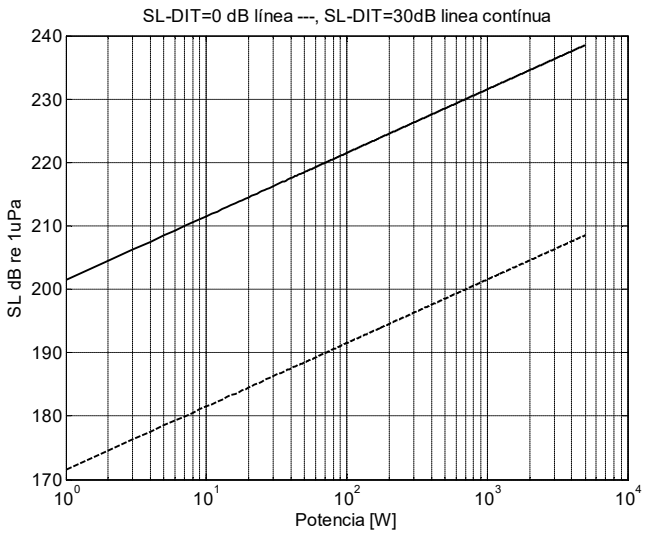


Figura 12.13. P = f(SL,DI_T)

Para este caso se tiene:
[Pw]=inice_dt(216,30) = 28.2 W

12.3. Sonoboyas

Se las puede clasificar en activas y pasivas. Ambas son transportadas, y depositadas sobre la superficie del agua desde navíos o aeronaves. La activas son sonares que además, poseen un sistema de comunicación bidireccional para enviar datos o recibir órdenes de control. Las pasivas están preparadas para recibir información acústica del medio y enviarlas a un centro de control (aeronave o navío). En la Fig.12.14 se tiene un esquema básico de la diferencia básica de los dos tipos de sonoboyas. Ambas operan en las bandas VHF y UHF del espectro electromagnético. La profundidad a la que operan es variable, depende del tipo de tarea que tengan que realizar. Normalmente disponen de un sensor de presión (presostato) calibrado a la profundidad que deben operar.

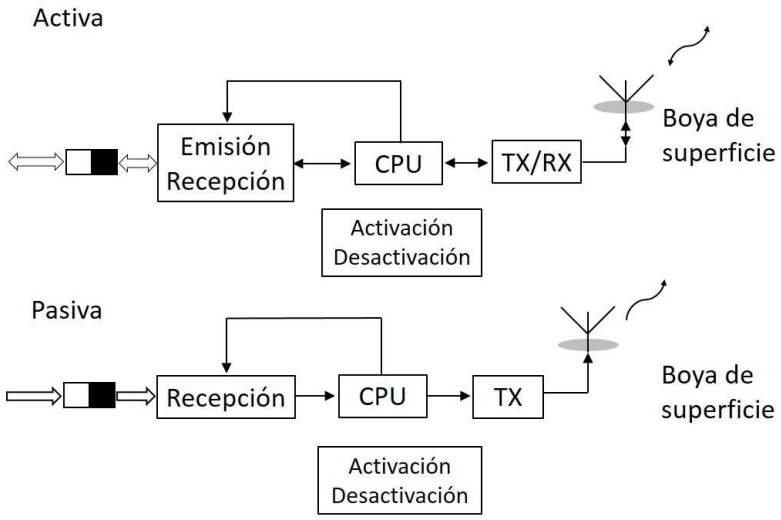


Figura 12.14 Esquemas básicos de sonoboya activa y pasiva

De acuerdo a la naturaleza de la misión que cumplen, se las puede clasificar en militares y no militares:

12.3.1. Sonoboyas militares

Las sonoboyas para detección de submarinos fueron utilizadas por primera vez a fines de la Segunda Guerra Mundial por los aliados, cuando en él año 1943 un avión Hudsonde de la Real Fuerza Aérea Canadiense lanzó una sonoboya para detectar un submarino tipo "U" operando en canales. Normalmente están contenidas en un cilindro de dimensiones reducidas (12,5 cm de diámetro, con largos entre 30 a 100 cm, según el tipo). En general, están equipadas con un pequeño radiotransmisor de VHF de cerca de 1 vatio de potencia que transmite en alguno de los 99 canales en la banda de 136 a 173.5 MHz, para enviar la información recibida por su sensor al receptor ubicado normalmente en una aeronave. En algunos casos de unidades activas están capacitadas para recibir radiocomandos en la banda de UHF desde la aeronave, lo que permite activarlas a voluntad del operador. Las sonoboyas de tipo direccional están provistas de hidrófonos direccionales y de un compás magnético que proporciona una referencia que permite obtener el azimut del objetivo.

Sonoboyas activas.
Emiten un pulso usualmente en la banda de audio (en el orden de los 12 kHz). Llevan un temporizador incorporado o son comandadas por una señal UHF emitida desde la

aeronave; ésta inicia la emisión y controla la duración de los pulsos. Las sonoboyas con temporizador son siempre omnidireccionales. Los modelos tele comandados pueden ser omnidireccionales, entregando sólo la información de distancia, o direccionales, a través de las cuales se obtiene información de demarcación y distancia al blanco.

Sonoboyas pasivas.

Son dispositivos que reciben la información acústica del mar mediante un pequeño transductor, normalmente del tipo piezoeléctrico, la amplifican y la envían mediante un transmisor VHF a un receptor *ad hoc* ubicado en la aeronave encargada de realizar el procesamiento de la información. Todos los sonidos captados en la banda de 10 Hz a 10 KHz son transmitidos a la aeronave, aunque la banda más comúnmente usada en los sistemas de procesamiento es entre 100 Hz y 2,5 kHz. En las sonoboyas de tipo omnidireccional la señal es recibida sin referencia de la demarcación desde donde ésta proviene. Debido a ello se requiere un mínimo de tres sonoboyas de este tipo para fijar la posición del blanco (triangulación). Por esta causa y su menor costo, las sonoboyas omnidireccionales pasivas son frecuentemente mayoritarias en la carga que se transporta en misiones típicas.

Sonoboyas no desechables.

La firma Sparton Electronics, uno de los principales productores de sonoboyas, ha desarrollado una sonoboya no desechable de tipo omnidireccional pasiva, la cual tiene una duración de siete días operando en forma continua, energizada por una batería recargable de plomo-ácido. Esta unidad, construida en base a plástico reforzado con fibra de vidrio, es básicamente un disco de 9 cm de diámetro en cuyo interior se ha dispuesto, además de los sistemas normalmente incluidos en las sonoboyas comunes, un conjunto de baterías de larga duración (Litio-polímero).

Sonoboyas de comunicaciones.

Son usadas como parte de un Sistema Integrado de Comunicaciones Acústicas. Permiten una comunicación de dos vías para voz o datos entre un submarino sumergido y la aeronave. Estas sonoboyas, al igual que las demás, son desechables y son comandadas desde la aeronave, con teléfonos submarinos.

Utilización de las Sonoboyas

Las sonoboyas pasivas, aunque poseen un menor radio de detección que las activas, tienen la ventaja de su discreción, por lo que son normalmente usadas en la fase de detección. No obstante, el flujo de información que éstas proporcionan es bajo y la localización de un submarino para proceder a un ataque requiere, como se dijo antes, que al menos tres sonoboyas obtengan detección del blanco.

Las sonoboyas activas proporcionan un mayor flujo de información y bastaría sólo una sonoboya activa direccional para detectar y localizar un blanco. Sin embargo, éstas son más grandes, pesadas y caras que las pasivas. Por otra parte, la emisión de las sonoboyas activas delata la acción antisubmarina, cosa que no sucede en el caso de las pasivas. En general, las sonoboyas pasivas son utilizadas para detectar, clasificar y localizar el objetivo y luego las sonoboyas activas para traquear y atacar el blanco.

Operación de las Sonoboyas

Las sonoboyas típicas poseen tres controles que deben ser ajustados previamente al lanzamiento desde la aeronave. Estos son la profundidad de los transductores (generalmente 20, 100 y 300 metros), cuya selección se hace en base a la información proporcionada por la unidad batitérmica; la duración de su operación (típicamente entre

media hora y ocho horas), valor que es seleccionado de acuerdo a las características de la misión; y la frecuencia en que será transmitida la señal VHF al receptor (actualmente se dispone de hasta 99 canales). La frecuencia, distinta para cada boya lanzada, permite seleccionar mediante el sintonizador del equipo receptor las sonoboyas que serán escuchadas y procesadas por el sistema a bordo de la aeronave.
Las sonoboyas, pueden ser lanzadas desde una altura que oscila entre 50 y 3 mil metros y a velocidades de hasta 700 km/h. Son frenadas en su caída por un paracaídas o un dispositivo de efecto similar, el que las estabiliza en forma vertical y permite una velocidad límite de caída, de alrededor de 80 Km/h.

Una vez que penetran en el agua, mediante mecanismos que son activados al impactar con la superficie, la sonoboya se divide en dos partes unidas por un cable conductor. La parte que contiene el circuito electrónico, la batería y la antena de VHF permanecen en la superficie mediante un flotador, mientras que la parte que contiene el transductor con un carrete de cable unido al circuito desciende a la profundidad de operación seleccionada previamente.

El cable que une el sensor y la sección que permanece a flote dispone normalmente de algún sistema de suspensión que impide que el movimiento vertical del flotador sea transmitido al sensor y produzca ruido. Simultáneamente, la batería -normalmente activada por agua- al permanecer inmersa muy cerca de la superficie energiza el circuito y se inicia la operación de la sonoboya. El tiempo transcurrido desde que es lanzada hasta que inicia su transmisión es corto, del orden de los 30 a 60 segundos, dependiendo de la altura de lanzamiento. Al término del período de funcionamiento seleccionado, mediante un circuito temporizador la sonoboya deja de transmitir y luego de algún tiempo, merced a algún dispositivo mecánico la sonoboya se inunda y se hunde. El cese de transmisión es importante puesto que permite habilitar canales para operar nuevas sonoboyas, que en el caso de las activas permite evitar interferencias acústicas producidas con sonoboyas redundantes.

Sistema de Recepción y Procesamiento
En la aeronave donde es procesada la información entregada por la sonoboya (no necesariamente la misma que las lanza), existe un receptor VHF capaz de recibir simultáneamente varios canales (normalmente dos unidades de cuatro canales). Las señales recibidas de las diversas sonoboyas, identificadas por su frecuencia, son filtradas, amplificadas y traspasadas a la unidad de procesamiento, la cual mediante algoritmos adecuados extrae la información útil contenida en las señales recibidas y la presenta al operador en una pantalla.

La precisión de la información obtenida depende del tipo como del número de sonoboyas que detectan el objetivo. Con sonoboyas omnidireccionales pasivas se requiere detección en tres sonoboyas para localizar un blanco. Con las sonoboyas direccionales activas, más complejas, bastaría detección en sólo una sonoboya para cumplir el mismo propósito. Como resumen de las sonoboyas militares, se tiene:

Detección de submarinos
Barrido y búsqueda de minas
Auto guiado de torpedos
Sondaje de profundidad
Comunicaciones

Ejemplo 12.3

Un submarino ubicado sobre una zona de convergencia emite una componente de 500 Hz con un nivel de fuente SL = 160 dB. Una sonoboya pasiva no direccional se encuentra a la misma profundidad a una distancia del submarino de 55,59 km. Asumiendo un ruido de fondo equivalente al de aguas profundas con un estado de mar SS =3 y una ganancia de convergencia G = 10 dB. ¿Cuánto tiempo de procesamiento se necesita para asegurar la detección del submarino, si el receptor en la sonoboya es de banda estrecha con un bW = 100 Hz, P(D)= 0,5 y P(FA) = 10^{-2}?

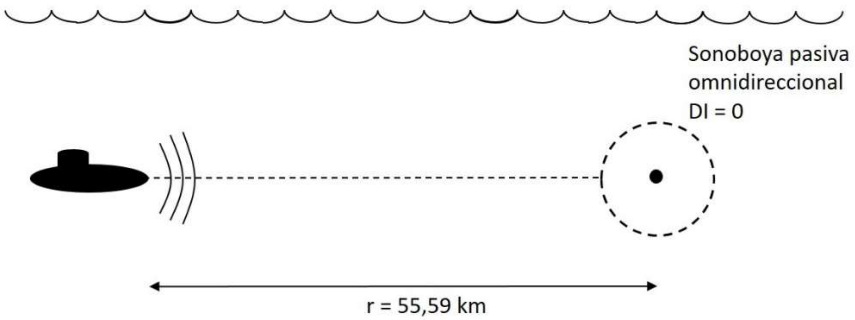


Figura 12.15. Esquema del ejemplo

Como se trata de una zona de convergencia, TL se determina usando la Ecu.(5.57) para una ganancia de convergencia G = 10dB.
TL=20*log r – G =20*log(55.590) -10= 86 dB
Ingresando a la Tabla 7.13 con frecuencia igual a 500 Hz y SS = 3, NL = 66 dB
DT = SL - TL - NL + DI
DT = 160 - 86 – 66 +0 = 8 dB
De la Tabla 7.15b, para P(D)=0,5 y P(FA) = 10^{-2}, d=2,5
Despejando t de la Ecu.(7.25b),
$t=d^2*w/10^{DT/5}$ = $2,5^2*100/39,8$ = 15,7 seg

12.3.2. Sonoboyas para aplicaciones no militares

El concepto de sonoboya no cambia de acuerdo a la aplicación. Existe una gran diversidad de aplicaciones de estos sistemas, entre otros:

Sondaje de profundidad
Localización de bancos de peces
Comunicación
Alarma de Tsunamis
Repetición de ecos
Batitérmicas
Localización y estudio de especies marinas

A continuación se citarán y analizaran dos ejemplos de uso de las sonoboyas pasivas: Alerta temprana de Tsunamis y detección de cetáceos.

Alerta temprana de Tsunamis

La capacidad de detección de Tsunamis cobró relevancia a raíz del tsunami del 26 de diciembre de 2004 cerca de Indonesia. La NOAA (National Oceanic and Atmosrferic Administration) buscaba mejorar las capacidades de pronosticar el impacto de los tsunamis en las zonas costeras a tiempo para salvar vidas y proteger bienes. Como resultado, se mejoró el sistema DART (Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunamis), denominándolo DART II (Meining el al, 2005). En la Fig.12.16 se observan los

componentes del sistema (Thompson, 2009). Se tienen los registradores de presión del fondo dispersos en el lecho marino. Al detectar un pico de presión que supera un cierto umbral de detección, el BRP envía un informe a través de un modem acústico a la boya de superficie. La boya transmite el informe al satélite y este al centro de análisis que evalúa los datos y si es necesario, emite la correspondiente alarma.

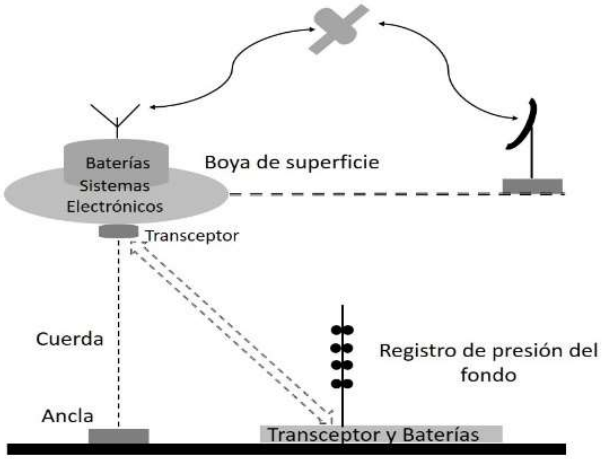


Figura 12.16. Sistema NOAA DART II

Detección de Cetáceos

En la naturaleza, existen un importante número de especies que utilizan el sonido para comunicarse con sus crías y para la eco-localización o biosonar, es decir, para detectar obstáculos y para la búsqueda y localización de sus presas. En el agua, dentro de los cetáceos, denominados odontocetos han desarrollado un sistema de biosonar que les permite detectar, localizar y caracterizar objetos debajo del agua, incluyendo presas y obstáculos, entre otros. Los sonidos que emiten presentan un ancho de banda que está comprendido entre 40 KHz y 150 KHz. Pueden ser registrados durante extensos o breves períodos de tiempo utilizando herramientas de monitoreo acústico pasivo, en tiempo real mediante el uso de hidrófonos autónomos que almacenan la información en su interior. Al igual que todas las especies que emplean la eco-localización, las señales acústicas emitidas por los cetáceos son únicas en cada especie, permitiendo obtener información importante acerca de su comportamiento, mediante el estudio de la señal acústica que emiten, pudiendo realizar una gran diversidad de estudios de forma no invasiva. En la Fig. 12.17 se observa una secuencia típica de emisión de cetáceos, denominada clicks. Los clicks están caracterizados por ser emitidos en forma de un tren de pulsos sucesivos con anchos entre 50 y 200 μs y con frecuencia de repetición entre 6 y 256 clicks/s (Marino, 2017).

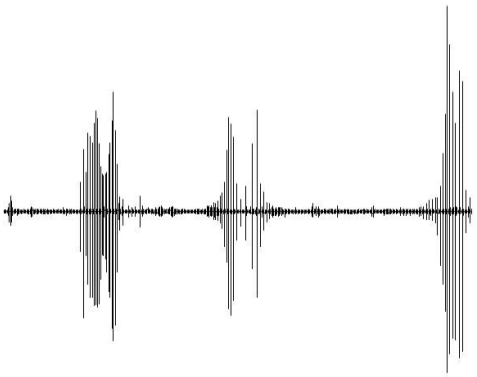


Figura 12.17. Ejemplo de secuencia de clicks emitida por un cetáceo

La Fig. 12.18 muestra un ejemplo del desarrollado de un sistema acústico para la detección de delfines, ballenas y orcas orientado al cómputo de su actividad en el sur argentino. (Veca, et al, 2019). De la observación de la figura, se tiene:

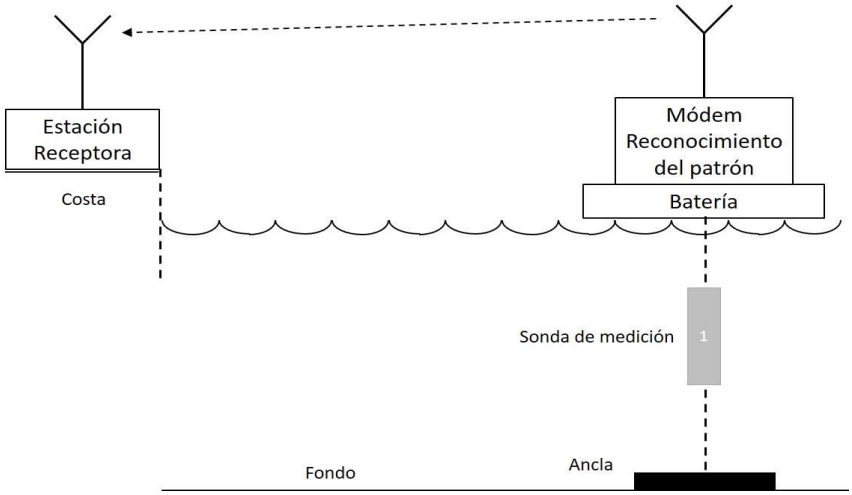


Figura 12.18. Sonoboya para detección de cetáceos

La sonda de medición que estará sumergida a una profundidad de 20 metros, contiene en su interior un micrófono omnidireccional y un amplificador. En la boya se encuentra el sistema electrónico para el reconocimiento de las señales acústicas captadas por la sonda, un digitalizador con su correspondiente memoria, las baterías y un módem para la transmisión de las señales a la estación terminal ubicada en la costa a una distancia entre 6 a 10 km de la costa. Si el sistema transmitiera a la estación todos los sonidos que se registraran, el módem transmisor debería estar siempre activo.

Teniendo en cuenta las especificaciones técnicas del módem, es normal un consumo de 1 Amp/h. Esta cifra imposibilitaría una autonomía razonable del sistema. A este consumo se debería agregar el consumo del resto de los sistemas electrónicos. Para paliar este inconveniente, se desarrollan criterios simples para el reconocimiento de la señal de interés. Un criterio posible consiste en el empleo un umbral de decisión por arriba del nivel de ruido presente en la señal y una ventana temporal que tiene en cuenta la media de la separación de los clicks, como se muestra en la Fig. 12.17 (Ruzzante et al, 2005), (Veca et al, 2019).

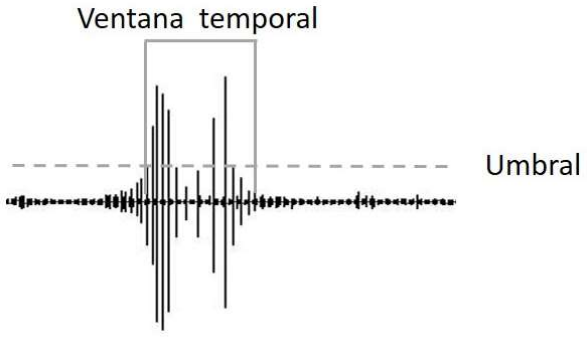


Fig. 12.17. Umbral y ventana temporal

La señal captada por el hidrófono sigue dos caminos simultáneos (Fig. 12.18): uno de procesamiento analógico donde se la rectifica y mediante un filtro pasa bajos se obtiene la

envolvente que ingresa a un detector de umbral U (amplitud) y otro de duración t (ventana temporal). Simultáneamente es digitalizada con un conversor AD típicamente de 16 bits de resolución y con frecuencia de muestreo de 500 KHz que ingresa a un buffer temporal (pila FIFO). Si se cumple que:

$$U\ AND\ t == 1 \tag{12.10}$$

se graba en el disco duro. Cuando se completa su capacidad, todos los clicks almacenados pasan al módem y son transmitidos a la estación ubicada en la costa para su posterior análisis.

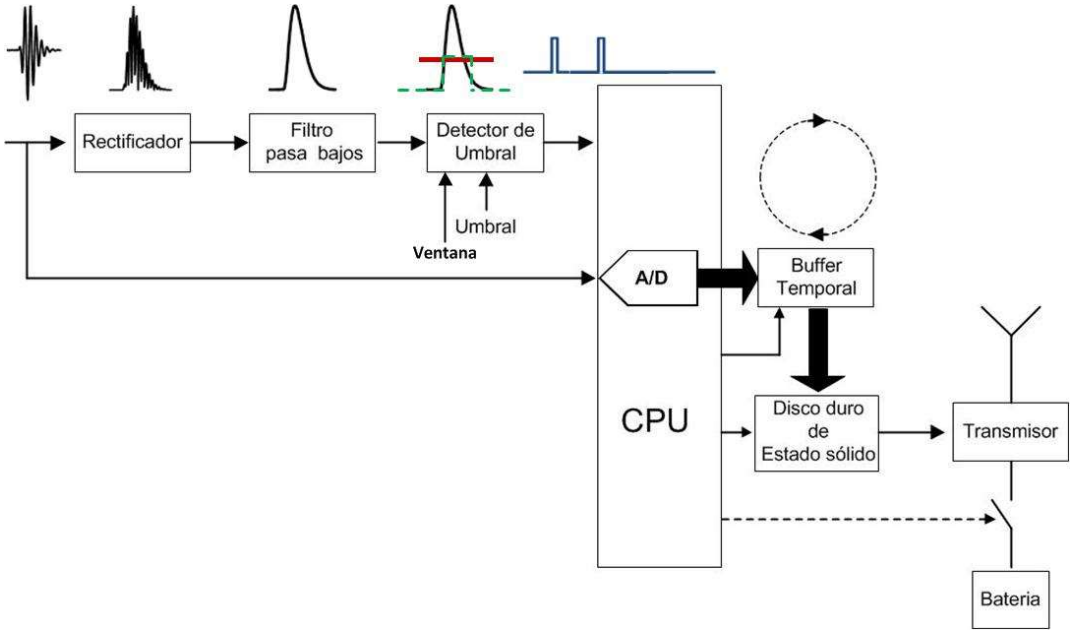


Figura 12.18. Estructura del sistema de detección y transmisión

Es posible la detección de diferentes especies de cetáceos teniendo almacenado en memoria, las características de los clicks (umbral y ventana temporal).

12.4. Ruido Propio Generado

En el capítulo VII denominamos ruido propio al generado por diferentes mecanismos que interferían con los sistemas acústicos de a bordo de la embarcación. Desde otro punto de vista, los ruidos propios son de gran utilidad a la hora de identificar y clasificar una embarcación, una mina, un torpedo, un banco de peces, entre otros. La Tabla 12.3 muestra un resumen de diferentes fuentes de ruido propio radiado.

Fuente de ruido	Origen
Hidrodinámico	Fricción de las superficies en contacto con el agua. Cavitación producida por el movimiento de las hélices Vibraciones de las palas de las hélices
Maquinaria	Motores eléctricos – Diésel Turbinas Engranajes

Tabla 12.3. Fuentes de ruido propio radiado

Ruido hidrodinámico

El ruido hidrodinámico es función de la velocidad de la embarcación y de las superficies en contacto con el agua. Es diferente para una embarcación de superficie que para un submarino. El fenómeno de cavitación se genera debido a que la rotación de las hélices producen zonas de baja presión en la superficie de las palas y en su contorno. Cuando la presión generada es menor que la presión de vapor, el agua forma burbujas. Estas burbujas al desplazarse a zonas de mayor presión colapsan generando ruido. Los cascos de las embarcaciones, tienen protuberancias y superficies irregulares, el flujo de agua sobre las hélices no es completamente regular.

Cuando una pala de la hélice da una vuelta completa se moverá por zonas de agua que circula a diferente velocidad. Estas variaciones de velocidad hacen vibrar a las palas e inducen vibraciones en el empuje de la hélice, produciendo ruido. Como ejemplo de ruido producido por un submarino navegando a baja y alta velocidad, en la Fig. 12.19 se observa una idea del correspondiente espectro de ruido. La Fig. 12.20 muestra el efecto de la cavitación.

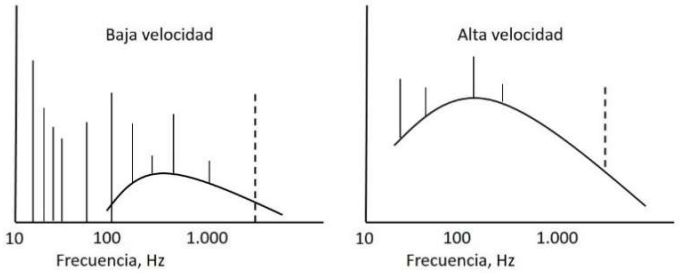


Figura 12.19. Espectros de ruido producido por un submarino

Ruido de maquinaria

El ruido producido por la maquinaria es muy diverso y función de su naturaleza. Los motores eléctricos producen una figura de ruido debido a las irregularices del campo magnético entre las ranuras del estator y los polos del rotor. En el caso de los motores Diésel, la fuente de ruido se produce por las explosiones en los cilindros. En las turbinas, el ruido es generado por variaciones de presión en el movimiento de los álabes. Finalmente, el ruido generado por los engranajes se genera por fricciones que se producen cada vez que dos dientes de los mismos entran en contacto.

La Fig. 12.21 muestra los componentes generadores de ruido por maquinaria en un submarino. En la parte superior se tiene el esquema de propulsión cuando navega en la superficie, en la inferior, navegando en profundidad. En este caso, el nivel de los ruidos mecánicos disminuye considerablemente.

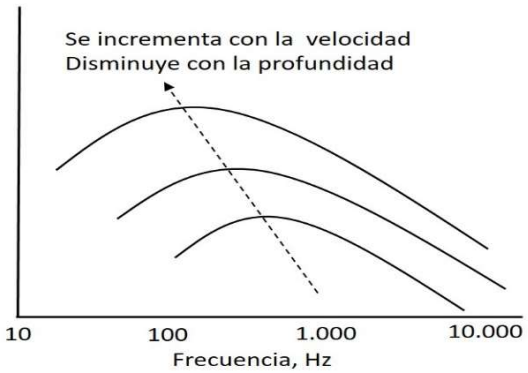


Figura 12.20. Espectro de ruido en función del nivel de cavitación

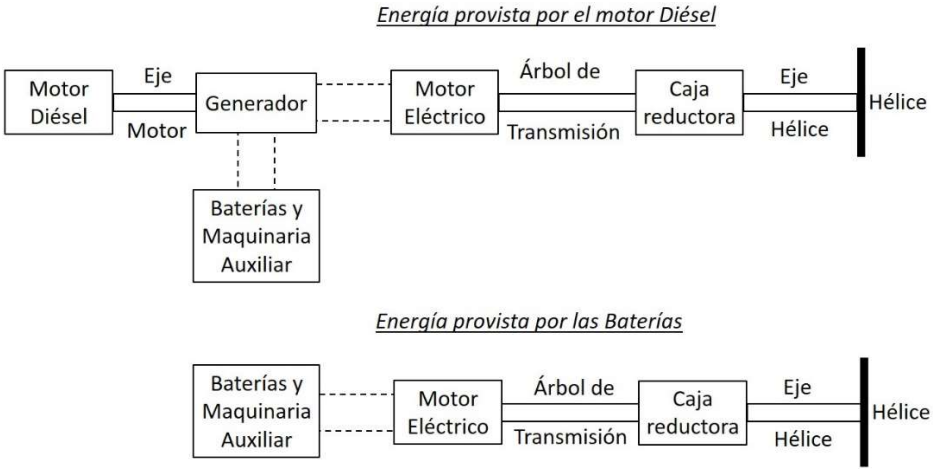


Figura 12.21. Componentes ruido de maquinaria en un submarino

Ejemplo 12.4

Se dispone de datos de los tonos producidos por las palas, la caja reductora, árbol de transmisión y de la maquinaria auxiliar. Palas 5,5 Hz, caja reductora 150 Hz, maquinaria auxiliar 29 Hz, árbol de transmisión 20 Hz, todos de naturaleza senoidal. Se ha supuesto la presencia de un nivel importante ruido gaussiano igual a 10. En primer lugar, hay que generar la traza compuesta por todas las fuentes de ruido presente. El siguiente código cumple con ello.

```
function [x1,t] = genera_senal(pa,red,aux,atr,fac)
%pa palas, red reductora, aux auxiliar, atr árbol de transmisión, fac factor de ruido
%Para una observación de 1000 seg
t=linspace(0,1000,8192);
fac1=t*pi/180;
%Senal sin ruido
x=sin(pa*fac1)+sin(red*fac1)+sin(aux*fac1)+sin(atr*fac1);
%señal con ruido
x1=x+fac*randn(size(t));
figure(1);subplot(211);
plot(x,'k')
subplot(212);plot(t,x1,'k')
end
```

Figura 12.22. Ejemplo de código para generar la traza

Ingresando los datos
[x1,t] = genera_senal(5.5,150,30,20,10); se obtiene el resultado que muestra la Fig. 12.23

Calculando la transformada de Fourier de la señal recibida con ruido, se obtienen los registros espectrales de banda ancha y banda angosta. Para este último caso, el espectro se limitó al rango de frecuencias entre 0 y 200 Hz.

El registro del espectro de la traza de banda angosta indica claramente la componentes de frecuencias consideradas.

Surge una pregunta: ¿con lo visto es posible identificar y clasificar un blanco u objeto bajo estudio? La respuesta es inmediata, No. Se necesitan más parámetros.

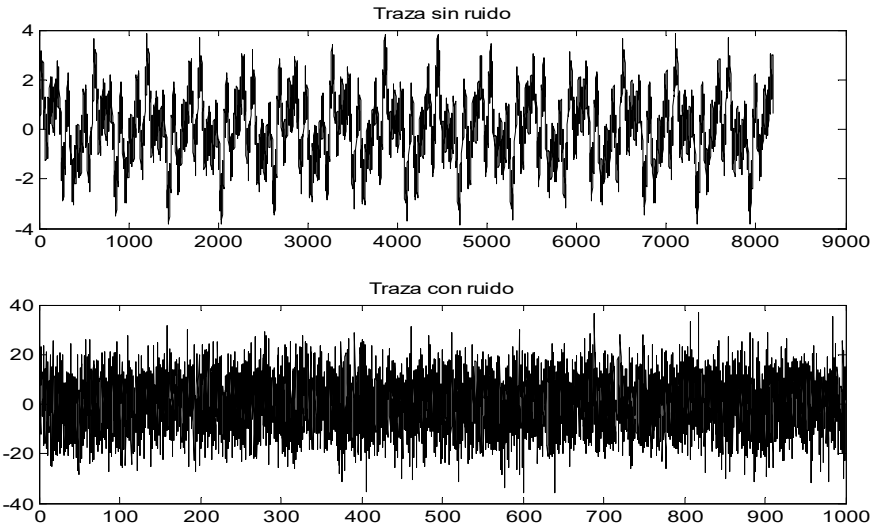


Figura 12.23. Trazas de la señal generadas sin y con ruido

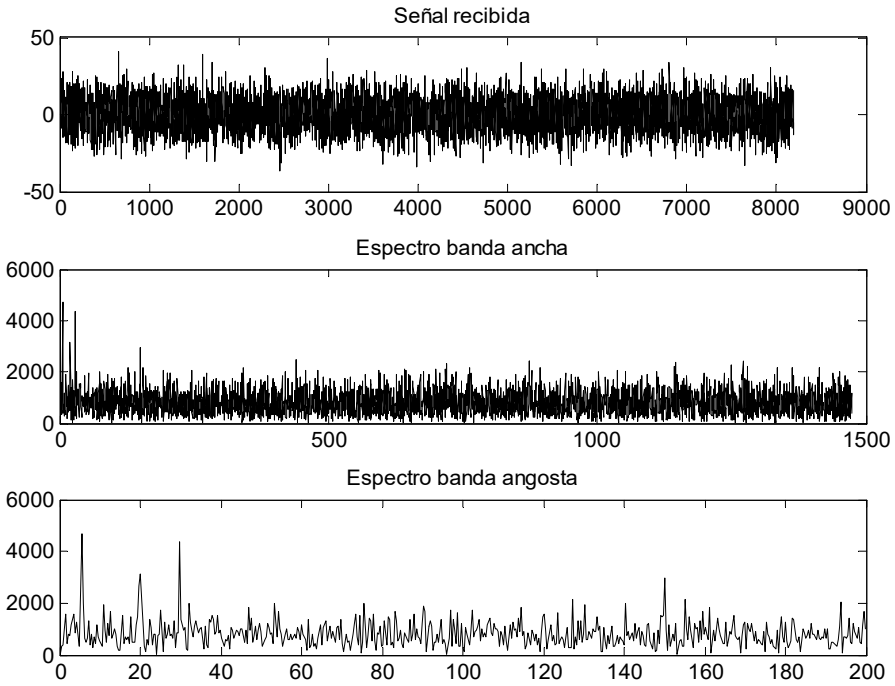


Figura 12.24. Señal de arribo y espectros de banda ancha, banda angosta

12.4.1. Nivel de ruido radiado

Los parámetros que se tienen a disposición para cumplir con el objetivo arriba señalado son, además de lo visto, un descriptor que tenga en cuenta las componentes hidrodinámicas; velocidad de translación, distancia a la que se encuentra, la velocidad de la palas y el peso del desplazamiento. El descriptor que cumple con todo lo anterior, es el nivel de ruido radiado. Lo que sigue a continuación es una breve revisión histórica de la evolución de los esfuerzos realizados para clasificar e identificar una embarcación durante los años de la Segunda Guerra Mundial. Para determinar el nivel de ruido radiado se llevaron a cabo mediciones como se observa en la Fig. 12.25 (izquierda embarcación de superficie, derecha submarino).

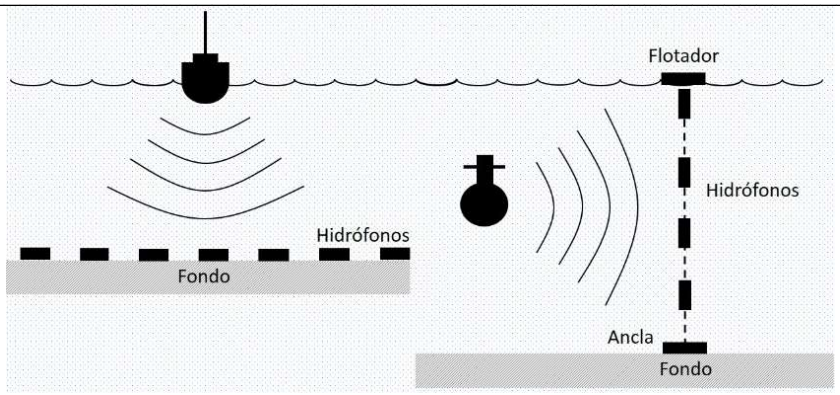


Figura 12.25. Disposición de hidrófonos para medir el ruido radiado

Embarcaciones de superficie

Uno de los primeros criterios que se usaron fue la generación de tablas conteniendo el nivel de ruido radiado en función del tipo de embarcación, la velocidad de translación y la frecuencia recibida suponiendo propagación esférica (Dow, 1945). La siguiente Tabla muestra un ejemplo de los primeros intentos de clasificación. SL [dB vs. 1uPa – 1 yd].

Frecuencia	Transporte 10 nudos	Pasajeros 15 nudos	Acorazados 20 nudos	Cruceros 20 nudos	Destructores 20 nudos	Corvetas 15 nudos
100 Hz	*152*	162	176	169	163	157
300 Hz	142	*152*	166	159	*153*	147
1 kHz	131	141	155	148	142	136
3 kHz	*121*	131	145	138	132	126
5 kHz	117	127	141	134	128	*122*
10 kHz	*111*	*121*	135	128	*122*	116
25 kHz	103	*113*	127	*120*	*114*	108

Tabla 12.4. Nivel de ruido radiado promedio para varias clases de embarcaciones

Las cifras subrayadas están indicando similitud valores para embarcaciones diferentes a velocidades diferentes y frecuencias diferentes. Si bien en su momento fue un avance, tiene que ser completado con más información. Buscando una solución empírica que permita arribar con más exactitud, se encontró que para el nivel de ruido radiado promedio de los grandes buques estaba dado por la siguiente expresión (Dow, 1945):

$$SL = 51 \log V + 15 \log T - 20 \log F + 20 \log D - 13{,}5 \qquad (12.11)$$

donde V es la velocidad de las puntas de la hélice en pies/s, T el desplazamiento en toneladas, F la frecuencia en kHz y D la distancia en yardas. La expresión anterior se basó en 157 recorridos de 77 embarcaciones de 11 clases diferentes con una desviación estándar de 5,4 dB. Es aplicable solo a frecuencias superiores a 1 kHz donde la cavitación del propulsor es la principal fuente de ruido. Cuando V presenta mucha dispersión o es desconocida, la expresión anterior puede ser reemplazada por (Dow, 1945):

$$SL = 60 \log K + 9\, log\, T - 20 \log F + 20 \log D - 65 \qquad (12.12)$$

donde K es la velocidad de avance de la embarcación en nudos.

Otra expresión que demostró ser bastante precisa cuando se aplica a embarcaciones de más de 400 toneladas de desplazamiento (Dow, 1945):

$$SL = 60 \log K + 9 \log T - 25 \qquad (12.13)$$

En este caso SL representa el nivel de ruido radiado a 5 kHz a una distancia de una yarda desde la fuente.

Las tablas 12.5 y 12.6 muestran algunos valores de desplazamiento y velocidad para algunos tipos de embarcaciones.

Tipo Embarcación	**Desplazamiento [toneladas]**
Militares	
Corbetas	1.000 - 3.000
Fragatas	3.500 - 7.000
Destructores	7.500 – 13.000
Cruceros	10.000 – 26.000
Portaviones	25.000 – 100.000
Submarinos	1.800 – 8.000
Submarinos Nucleares	14.000 – 24.000
No Militares	
Veleros	0,5 - 3
Cruceros	4 - 10
Yates	10 - 30
Ferris	5.000 – 15.000
Cargueros	30.000 – 180.000
Petroleros	40.000 – 500.000

Tabla 12.5. Valores de desplazamiento según el tipo de embarcación

Tipo Embarcación	**Velocidad [km/h]**
Militares	
Embarcaciones Costeras	46 - 65
Portaviones-Destructores-Cruceros	55 – 61
Submarinos Nucleares	46 –65
No Militares	
Contenedores	30 - 44
Grandes Cruceros	38 - 41
Ferris	28 – 46
Cargueros	24 – 31
Petroleros	24 – 31

Tabla 12.6. Velocidades de desplazamiento según el tipo de embarcación

Ejemplo 12.5

Se dispone de la siguiente información de buques cargueros (Tablas 12.5 y 12.6): Desplazamiento desde 400 hasta 120.000 toneladas, frecuencia de 5 kHz, velocidad de desplazamiento de 10 a 30 nudos y distancia hasta la fuente de 500 yardas. a-Determinar SL con las expresiones (12.12) y (12.13) para el desplazamiento y velocidad citados. b-Determinar SL = f(f) en el entorno de 0,1 a 20 kHz. Con la finalidad de no cambiar los parámetros de las expresiones (12.12) y (12.13), al principio se debe realizar la conversión de unidades al sistema inglés. El resultado de la simulación se encuentra en la Fig. 12.26.

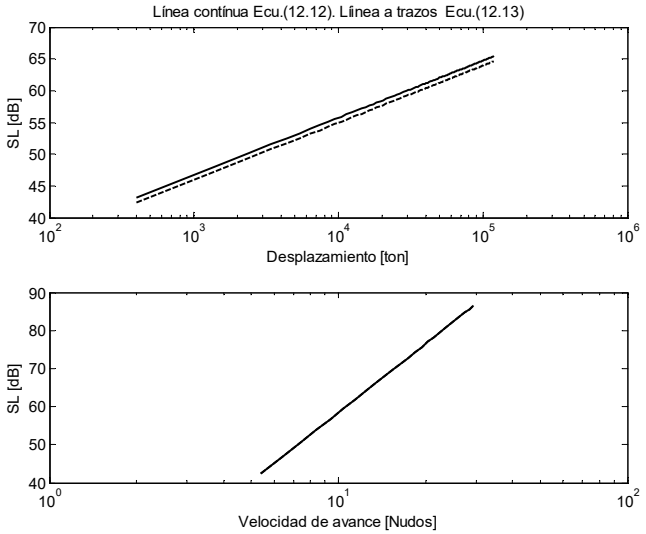


Figura 12.26. SL Ecu. (12.12) y Ecu. (12.13) variando T y D

A continuación se tiene la variación de SL = f(f).

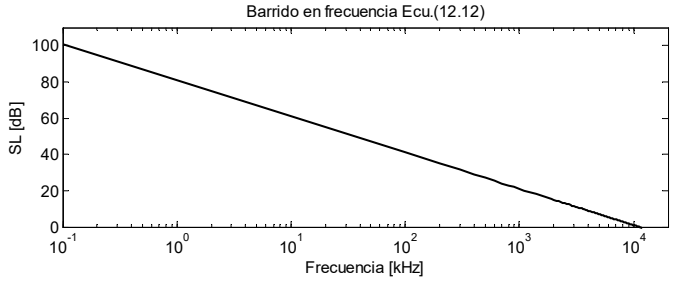


Figura 12.27. SL Ecu.(12.12) en función de la frecuencia

Submarinos

Los datos disponibles sobre submarinos son mucho menos extensos y difíciles de obtener. La diferencia con una embarcación de superficie se debe a que la componente hidrodinámica del ruido radiado que depende si el submarino se encuentra navegando a profundidad de periscopio, inmersión o sobre la superficie

12.5. Resumen del capítulo

En este capítulo hemos presentado un breve estudio acerca de los sistemas acústicos preparados para emitir y recibir señales acústicas en medio subacuático. Estos sistemas se clasifican en activos y pasivos. Los primeros se basan en la técnica pulso-eco, es decir, emiten un pulso y esperan recibir un eco proveniente de un blanco o un objeto que se encuentra en su camino. Los segundos están preparados sólo para recibir información acustica presente en el medio como consecuencia de una emisión acústica. Una segunda clasificación se basa en como son transportados o desde que plataforma operan. Cuando están montados en un buque o submarino los sistemas activos se denominan sonar, cuando se los transporta desde una aeronave o buque y son depositados sobre el agua, toman la denominación de sonoboyas activas. Actualmente, existen sonares ubicados y transportados por drones submarinos. En general los sistemas pasivos que se los transporta desde una aeronave o buque y son depositados sobre el agua, toman la denominación de sonoboyas pasivas. A partir de lo anterior y de acuerdo a la aplicación, se tienen los sistemas de sonar y sonoboyas militares y no militares.

De acuerdo al principio de funcionamiento se pueden definir seis tipos básicos de sonares: Eco Sonda, de Barrido Lateral, Doble Haz, Multiaz, Doppler y De haz dividido. El Eco-Sonda es el sonar más simple y históricamente el primero en desarrollarse. El sonar de Barrido Lateral es básicamente un sonar Eco Sonda que incorpora un mecanismo con cual se puede rotar angularmente la posición del transductor para apuntar hacia una dirección determinada. Los sonares Doble Haz, Multiaz y De haz dividido trabajan con sistemas concéntricos de emisores y receptores que permiten un enfoque más puntual del has y además, generan diagramas de directividad de banda ancha y de banda angosta que incrementan notablemente la identificación del blanco. Finalmente, los sonares Doppler pulsados están preparados para determinar componentes de velocidad de blancos en movimiento. Características similares posen las sonoboyas activas. Las sonoboyas pasivas de uso no militar tienen un vasto campo de aplicación en lo que respecta a la toma de datos en las áreas de comunicación prevención de desastres naturales, información a la industria pesquera, registro de variables del ámbito subacuático (profundidad, presión, temperatura, pH, salinidad, etc.) y estudios sobre la fauna marina.

Para poder realizar una clasificación con un nivel de certeza aceptable, es necesario combinar el nivel de ruido propio radiado con la fuera del blanco para un número grande de trayectos y tipos de embarcaciones. Esto se logra con un análisis estadístico. Con la información obtenida por un sonar es posible obtener la velocidad, la distancia, la superficie aproximada que presenta y la fuerza del blanco. Con el sistema pasivo se tiene a disposición el ruido propio radiado. A partir de estos datos es posible generar bases de datos para cada tipo de embarcación.

12.6. Problemas propuestos

12.6.1. Un blanco se mueve a una velocidad de 10 m/s, respecto de un emisor en reposo que emite una frecuencia fo = 1kHz, en un medio con c = 1500 m/s. Determinar en función de θ, la zona donde la frecuencia diferencia está comprendida dentro del 90% del valor máximo. Usar la expresión (7.10 o 7.11).

12.6.2. Un sonar Doppler pulsado no direccional que emite un puso de duración tp = 10 us ilumina un blanco que se encuentra a una distancia inicial de 500 m y tg = tp. Si el blanco se acerca a una velocidad de 10m/s ¿que valor debe tener tg y cual debe ser PRF para que no se superpongan los ecos del blanco con la el pulso de emisión (tp)?

12.6.3. Un sonar que emite a 1 kHz con nivel de fuente SL = 200 dB re 1uPa recibe un nivel de eco 110 dB re1uP de un blanco a 1 km de distancia. Calcular TS.

12.6.4. El receptor de una sonoboya pasiva está sintonizado a 500 Hz con un ancho de banda de 100 Hz. Encontrar el nivel de ruido detectado en un estado de mar SS = 3.

12.6.5. Repetir el ejemplo 12.3 para r = 4000 m, SS = 3, DIT = 10 dB y DI = 20 dB.

12.5.6. Un banco de 1.000 peces, con una longitud media de 25,4 cm de cada uno, se encuentra a 91,44 m de un barco pesquero equipado con un sonar detector de peces. ¿Cuál será el nivel de eco del banco de peces a una frecuencia de 60 kHz, suponiendo que el transductor tiene un patrón de haz lo suficientemente amplio como para abarcar todo el banco? El emisor del sonar irradia 100 W de potencia acustica y consiste en una matriz plana circular de 25,4 cm de diámetro.

12.6.7. Se desea construir un repetidor de ecos que al ser activado adecuadamente, devuelva un eco simulado correspondiente a un alcance de 914 m y de un nivel igual al eco de un submarino visto de costado a esa misma distancia. El eco que debe simular se obtiene con un sonar que tiene un nivel de fuente de 220 dB. a-¿Que potencia acústica debería radiar? B-¿Cuanta energía eléctrica se necesitará para hacerlo funcionar si el emisor tiene una eficiencia del 50%? C-¿Cuanta potencia debería irradiar a 914 m de distancia? Asumir propagación esférica con cte. de absorción de 3,28 dB/m.

12.6.8. Un dragaminas remolca un dispositivo acústico para la localización de minas. Las minas presentan un nivel de fuente de 150 dB en la banda de 1 Hz y son sensibles al ruido en la banda de 100 a 300 Hz. Están configuradas para activarse cuando el nivel de ruido en esta banda de frecuencias alcanza los 40 dB del nivel de ruido de fondo ambiental en aguas costeras, con vientos de 55 a 74 km/h. Si la propagación esférica describe las pérdidas por trasmisión, ¿a qué distancia se activará el dragaminas?

12.6.9. Repetir el ejemplo 12.4 para una frecuencia de las palas de 15 Hz

12.6.10. Se dispone de la siguiente información de submarinos nucleares: Desplazamiento desde 14.000 hasta 24.000 toneladas, frecuencia de 5 kHz, velocidad de desplazamiento de 30 60 nudos y distancia hasta la fuente de 300 yardas. a-Determinar SL con las expresiones (12.12) y (12.13) para el desplazamiento y velocidad citados.

12.7. Referencias

Anaya, J. J., Ullate, L., Fritsch, C. (1992). A Method for Real Time Deconvolution. IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement. Vol. 41, Nro. 3, pp. 413- 419.

Beranek, L. L. (1969). Acústica. Editorial Hispano Americana S. A. MacGraw Hill Book C.

Dow, M. T., Emling, J. W., Knudsen, (1945). Survey of Underwater Sounds No. 2: Sound from Surface Ships. Nat. Def. Res. Comm. Div. 6 sec. NDRC-1306.

Evans, D. H., McDiken, N. (1998). Doopler Ultrasound. Physics. Instrumentation and Signals Processsing, Johm Wiley & Son, LTD.

Jordan, J. (1986). Correlation Algorithms, Circuits and Measurement Aplication. IEE Proc, vol.133, Pt.G, No.1.

Latti, B. P. (1974). Introducción a la Teoría y Sistemas de Comunicación. Ed. Limusa.

Marino, A. (2017). Detección de Clicks para Implementación de Monitoreo Acústico Pasivo de Delfines. Tesis fin de carrera, Universidad Nacional de Tres de Febrero, Buenos Aires.

Medwin, H., Clay, C. S. (1998). Fundamentals of Acoustical Oceanography. Academic Press.

Meining, C., Stalin, S., Nakamura, A.I., Gonzalez, F., Milburn, H. (2005). Technology development in real-time tsunami measuring, monitoring and forecasting. In Proc. IEEE OCEANS Conf. vol.2, pp.1673–1679.

Montes, C. (1992). Desarrollo y Empleo de Sonoboyas en la Guerra Submarina. Revista de Marina Nro. 3/92.

Oppenheim, A. V., Willisky, A. S., Young, I. T. (1994). Señales y Sistemas. Prentice Hall.

Proakis, G., Manolakis, D. (1998). Digital Signal Processing. Prentice Hall.

Ruzzante, J. E., López Pumarega, M. I. (2005). Emisión Acústica, un diálogo con los materiales.
https://www.ciencias.org.ar›user›Ruzzante

Sparton Electronics. 26defensemaritime.com

Thompson, S. R. (2009). Sound Propagation Considerations for a Deep-Ocean Acoustic Network. Naval Postgraduate School, Monterey, California.

Urick, R. J. (1983). Principles of underwater sound. MaGraw-Hill.

Valese, L. N*. (2017).* Diseño, Construcción y Caracterización de un Hidrófono Orientado a la Transducción de Señales Emitidas Por Cetáceos. Tesis fin de carrera, Universidad Nacional de Tres de Febrero, Buenos Aires.

Veca, A., Valese, N., Ruzzante, J. Abalaf, M. A. (2019). Sistema para la Detección de Cetáceos. 10° Encuentro del Grupo Latinoamericano de Emisión Acústica, E-GLEA 10, Universidad Nacional del Comahue, Neuquén. Argentina.

Veca, A., Ruzzante, J., Pumarega, M., Accolti, E. (2019). Ultrasonido y Emisión Acústica para Ingenieros y Estudiantes de Ingeniería.
http://dea/.unsj.edu.ar/principal/oferta-academica/biblioteca-libre-del dea/

Widrow, B., Stearn, S. (1985). Adaptive Signal Processing. Prentice Hall.

Whitlow W. L. Au., Mardi C. Hastings. (2008). Principles of Marine Bioacoustics. Springer.

Capítulo XIII

Estaciones Hidroacusticas

SUMARIO

13.1. Introducción
13.2. Red de Estaciones Hidroacusticas
13.3. Anomalías Hidroacusticas
13.4. Resumen del capítulo
13.5. Referencias
13.6. Referencias

13.1. Introducción

Este capítulo estará dedicado a la presentación y análisis de una red de estaciones receptoras de datos hidroacusticos de carácter global. La Organización del Tratado de prohibición completa de los ensayos nucleares CTBTO (Comprehensive Nuclear-Test-BanTreaty Organization) ha establecido un sistema global de estaciones de vigilancia para registrar los datos necesarios para la verificación del cumplimiento del Tratado. La red de estaciones de vigilancia es capaz de registrar entre otras, las ondas de choque generadas por una explosión nuclear subterránea, en el océano o en la atmósfera. Actualmente dispone de una red global de más de 337 estaciones de monitoreo certificadas. Se encuentran clasificadas de acuerdo al tipo de monitoreo que pueden realizar: sísmicas primarias (44), sísmicas secundarias (108), infrasonido (51), hidroacusticas (11), radiactivas (69) y gases radiactivos (13) (Arranz, 2003, Graeber, 2006). En la Fig. 13.1 se observa la ubicación de todas las estaciones que componen la red global.

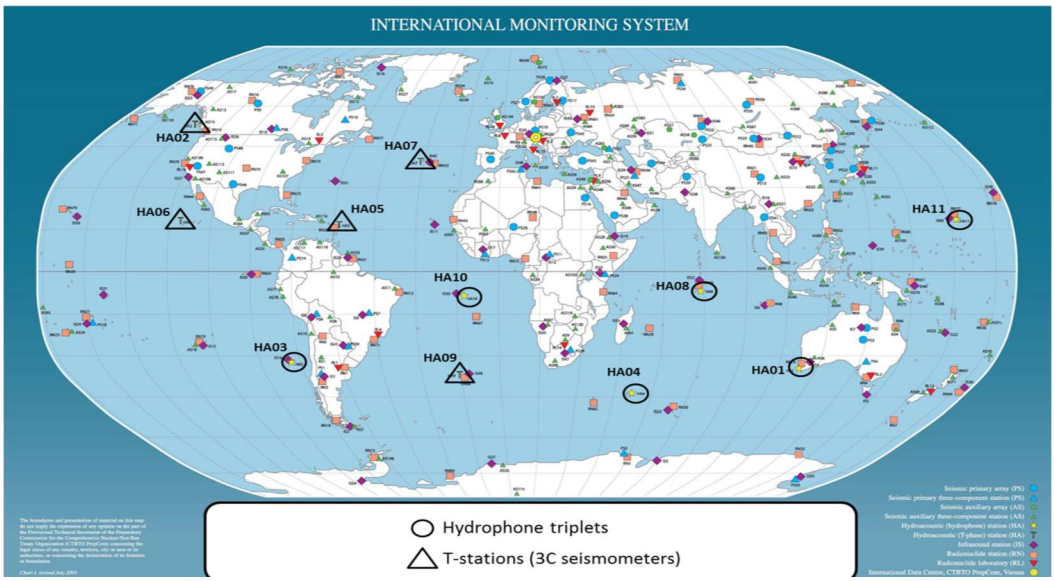


Figura 13.1. Red Global de estaciones

La vigilancia hidroacústica detecta las ondas acústicas producidas por fenómenos naturales y producidos por el hombre en los océanos (Bradley, 2015) permitiendo la detección de explosiones y fenómenos sísmicos. (Bittner, 2008). La red de vigilancia está formada por once estaciones y cubren todos los océanos, que comprenden el 70% de la superficie de la tierra (ver Fig. 13.2). Esta red utiliza dos técnicas diferentes para la detección de la energía acústica; estaciones de hidrófonos y estaciones de T-phase (Metz, 2017). Las primeras son extremadamente sensibles a la detección de ondas acústicas (ondas P) generadas por fenómenos submarinos, incluyendo explosiones que puedan ocurrir a miles de kilómetros. Las estaciones de T-phase se incluyeron en la red para mitigar el elevado costo de las estaciones basadas en hidrófonos. Están formadas por equipos sísmicos localizados en pequeñas islas y resultan más efectivas en la detección de energía hidroacústica. También existe la conversión de energía hidroacústica a sísmica (Rodgers, 1999). Las estaciones hidroacusticas transmiten los datos en tiempo real al Centro Internacional de Datos (CID), localizado en Viena, Austria.

13.2. Red de Estaciones Hidroacusticas

La Fig. 13.2 muestra la distribución global de las once estaciones hidroacusticas y en la Tabla 13.1 la ubicación geográfica y características (H solo hidrográfica, T T phase) de las mismas (Lawrence, 2004).

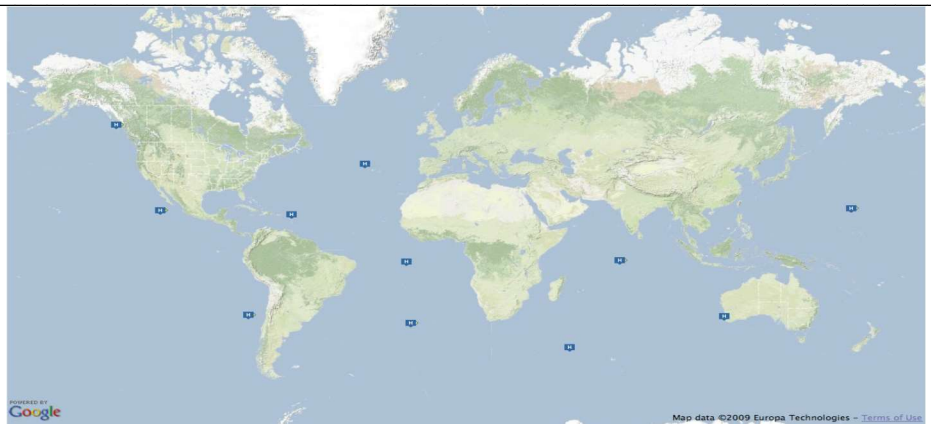


Figura 13.2. Distribución de las Estaciones Hidroacusticas

Código	Tipo	Lugar	Latitud	Longitud
HA01	H	Cape Leeuwin	34.3°S	115.2°E
HA02	T	Queen Charlotte Is.	53.3°N	132.5°W
HA03	H	Juan Fernández Is.	33.6°S	78.8°W
HA04S	H	Crozet Island	46.4°S	51.9°E
HA05	T	Guadeloupe Is.	16.3°N	61.1°W
HA06	T	Socorro Insland	18.7°N	110.9°W
HA07	T	Flores Insland	39.4°N	31.2°W
HA08	H	Diego García Is.	7.3°S	72.4°E
HA09	T	Tristan da Cunha Is.	37.1°S	12.3°W
HA10S	H	Ascension Island	7.84°S	14.49°W
HA10N	H		8.95°S	14.65°W
HA11	H	Wake Island	19.3°N	166.6°E

Tabla 13.1. Ubicación de las Estaciones Hidroacusticas.

13.2.1. Estación hidroacústica HA10

Para comprender como se realiza el estudio y análisis de la información acústica recibida, analizaremos el funcionamiento de la estación HA10 ubicada en la isla Ascensión. Esto se debe a que se encuentra ubicada en un lugar geográfico de privillejo en lo respecta a la recepción de ondas acústicas. Se encuentra dividida en dos instalaciones, con orientación sur-norte (norte-sur), esto es, HA10S, HA10N, (7.84°S, 14.49°W, 8.95°S, 14.65°W), separadas por una distancia de 126 km. (Fig. 13.3).

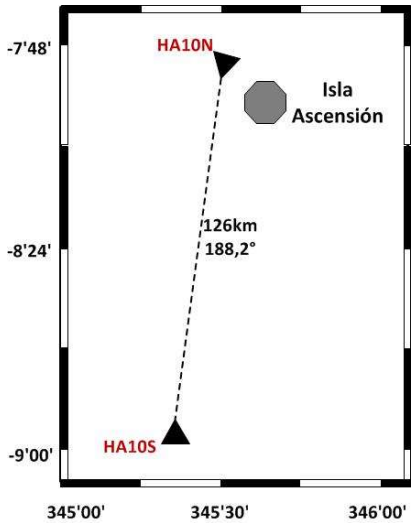


Figura 13.3. Ubicación geográfica estación HA10

Los hidrófonos están anclados a 3 km de profundidad (sobre el piso del canal) y a una distancia de la superficie del océano de 850 metros (SOFAR) (Keen, 2001, Jones et al, 2004). Forman un arreglo (array) de tres hidrófonos, separados entre sí, por una distancia de 2 km. En la Fig. 13.4 se muestra un esquema del arreglo de sensores en las cercanías de la estación y de la separación de los mismos.

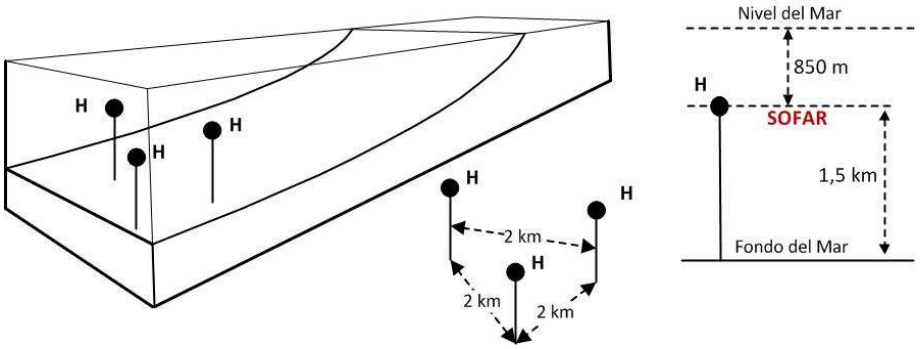


Figura 13.4. Esquema de la ubicación y posición del arreglo de los hidrófonos Estación AH10

Una vez instalados los hidrófonos, la calibración (Robinson, 2017) se lleva a cabo con embarcaciones emitiendo señales acústicas patrones con diferentes niveles de ruido sobre el eje del SOFAR (Fig. 13.5).

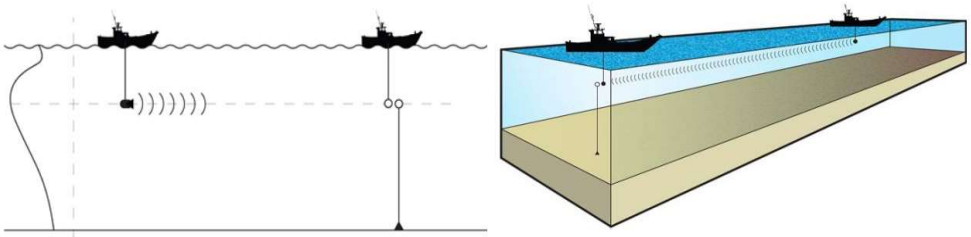


Figura 13.5. Procedimiento para la calibración hidrófonos

El SOFAR de la isla Ascensión tiene un corte de baja frecuencia de aproximadamente 3 Hz, debido a su grosor limitado (eje del canal a 1,5 km, con velocidad del sonido en el orden de 1481m/s), el ancho de banda de los hidrófonos que forman el arreglo está comprendido entre 1 Hz y 100 Hz (Evers et al, 2017). Por lo tanto, las señales obtenidas se procesan previamente con un filtro Butterworth pasa banda de segundo orden con frecuencias de corte de 2 y 12 Hz. Este filtrado se aplica para evitar la contaminación por ruido proveniente de cualquier de los extremos del espectro, por ejemplo debido microsismos, vocalizaciones de ballenas o ruido de hélices de embarcaciones, y en general a la reflexión de frecuencias a la que cabría esperar que las fases de ondas T se propagaran eficientemente dentro del SOFAR debido a su geometría inherente. Una vez filtradas, se diezman con un factor de cuatro con una frecuencia de muestreo de 250 Hz. Posteriormente, se determina la hora de llegada, hora de inicio, hora de terminación, etc. la amplitud, el período, el azimut y el retardo y el análisis cepstral. La Fig. 13.6 muestra parte de la información procesada; registro analógico (izquierda abajo), espectrograma (izquierda arriba), el espectro de densidad de ruido (derecha). El espectrograma y el registro de nivel de ruido, están referidos a 1uPa. Como se observa, las bajas frecuencias presentan mayor nivel en el espectro (110 dB) en las cercanías de 1 Hz debido a la baja atenuación a bajas frecuencias, mientras que la media se encuentra en el orden de 80 dB. Las grabaciones de los hidrófonos se corrigen según la respuesta del instrumento, y se elimina la media y la tendencia. Dependiendo de la naturaleza de las señales registradas y a estudio que se deba hacer, se las procesa con técnicas de correlación y Ceptrum.

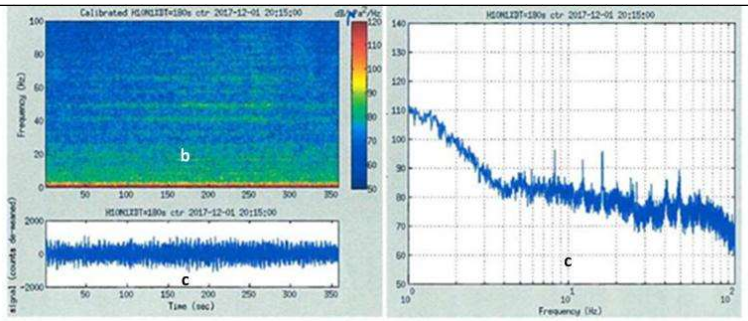


Figura 13.6. Registro de parámetros hidroacusticos en la estación HA10S en condiciones normales

Para estimar la densidad espectral de potencia (PSD) se emplea el método de Welch (Proakis, 1996).

Ejemplo 13.1

A las 23:07 horas (GMT) del 4 de mayo de 2011 un sismo moderado de magnitud 4.0 (Escala Mercalli modificada) y de profundidad 185 km ocurrió en el océano Pacífico Sur cerca de la costa de Nueva Zelanda. Fue como consecuencia de la erupción del volcán Monowai. Se trata de un volcán que cuenta con una caldera submarina de 8.5x11 km y varios conos en su flanco. La energía sísmica liberada fue del orden de $6,3*10^{10}$ Joules, equivalente a 15,1 toneladas de TNT. Como resultado de la erupción se generaron ondas sísmicas e hidroacusticas T-phase de gran intensidad que fueron registradas por la estación HA10, situada a 15.800 km. La actividad volcánica continúo hasta fines de mayo. La Fig. 13.7 muestra la ubicación geográfica del volcán y de la estación HA10. (Metz et al, 2016).

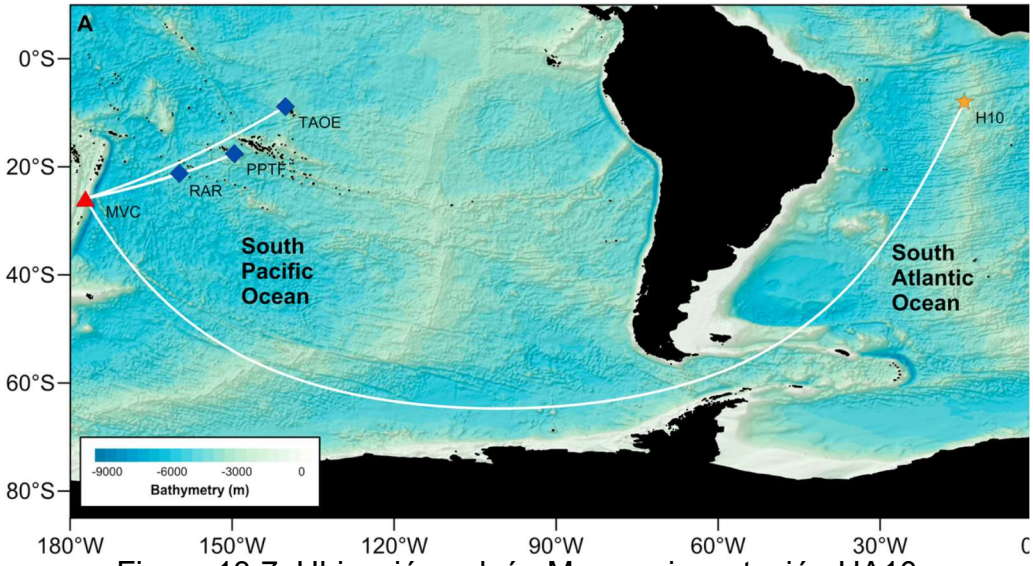


Figura 13.7. Ubicación volcán Monowai y estación HA10

El registro A de la Fig. 13.8 muestra el espectrograma donde un filtro pasa altos de 2 Hz es aplicado para eliminar ruido de baja frecuencia, sin embargo, el ancho de banda de contaminación está presente entre 18 y 26 Hz, debido posiblemente a la propulsión de embarcaciones. El registro B contiene el valor cuadrático medio (RMS) de las amplitudes calculadas dentro de una ventana temporal de 1 min. El inicio de la erupción es claramente reconocible en el espectrograma de las mediciones hidroacusticas, mostrando para el array meridional en el registro A de la Fig. 13.9. T-phases son más notables en el rango de 2-20 Hz, con longitudes de 100 segundos arriba de varios minutos y promedio de intensidades acústicas de 100 a 110 dB re $1uPa^2/Hz$. Niveles máximos de de 125 dB re $1uPa^2/Hz$ se

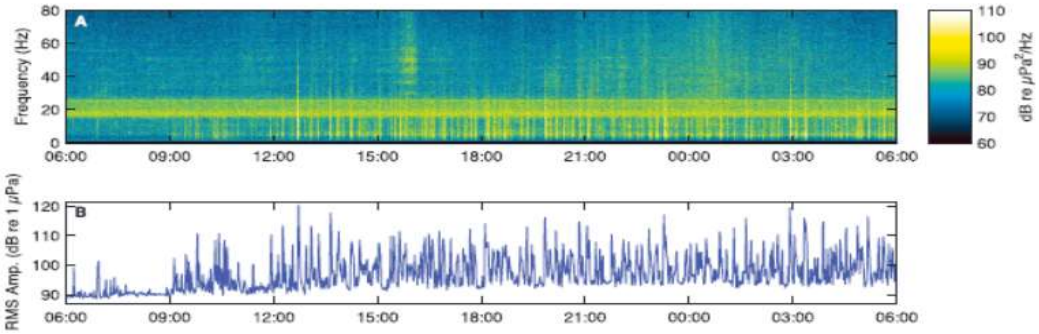


Figura 13.8. Espectrograma y valor RMS en HA10S

alcanzan durante ráfagas de un minuto de energía de banda ancha y alta frecuencia, que llegan a los 40 Hz o más. Las líneas rojas verticales delimitan el rango del tiempo en 30 minutos de los espctrogamas de las T-phase del registrado terrestre y las llegadas correspondientes a la estación HA10S (A y B). Los datos espectrales son filtrados con un filtro pasa altos con frecuencia de corte inferior de 2 Hz (Registros C y D).

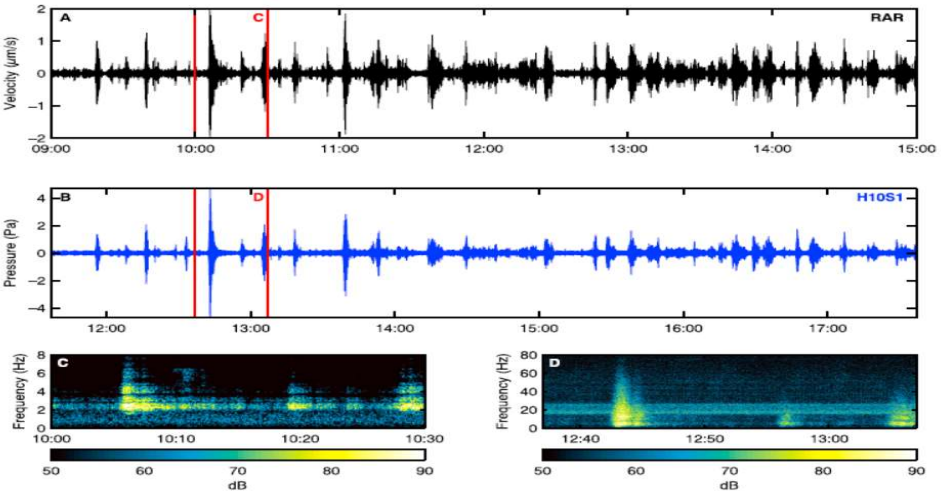


Figura 13.9. Señales RAR, HA10S

Finalmente, la Fig. 13.10 muestra en la parte superior, los registros RMS normalizados de la estación sismográfica (RAR) y de la estación HA10S. Los círculos rojos corresponden a los valores RMS pico. En la parte inferior, el resultado de la correlación de los mismos, indicando que la señal llega 2 h y 37 min antes a la estación RAR que la HA10S .

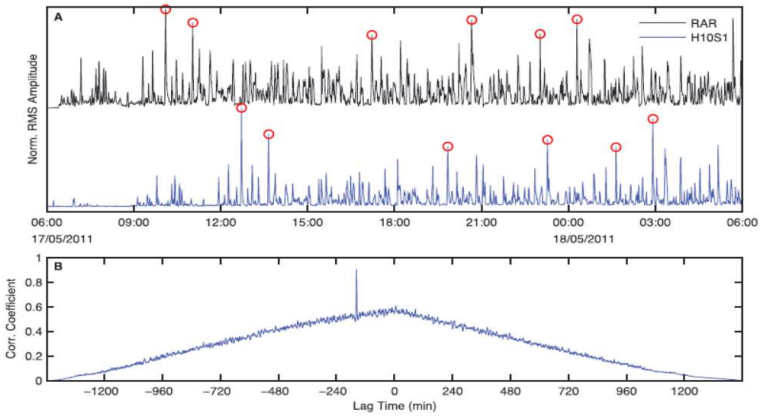


Figura 13.10. Datos RAR y HA10S. Determinación del tiempo de arribo por correlación

13.4. Anomalías Hidroacusticas

Según el diccionario de la lengua española (RAE): Una anomalía es una desviación, irregularidad respecto a una regla, norma, estado comportamiento considerado normal.

En ciencia y tecnología representa un dato, lectura o comportamiento inesperado que no coincide con las teorías o modelos esperados.

Una anomalía atmosférica es un evento, valor o comportamiento del clima que se aparta de manera significativa del promedio histórico o de las condiciones normales de la región.

En Geología representa estructura, composición o comportamiento de la corteza terrestre que se desvía del patrón normal o esperado de su entorno. Estas variaciones suelen ser causada por procesos tectónicos intensos, impactos del espacio, concentración inusual de minerales o dinámicas térmicas extremas en el interior de la tierra.

Hidroacusticas: cualquier sonido subacuático detectado por hidrófonos que no se corresponde con el ruido de fondo biológico (ballenas, peces, crustáceos) ni con los sonidos habituales ya catalogados por la actividad humana estándar (como ruido de las hélices de embarcaciones o sonares conocidos) suele indicar un evento repentino, violento o desconocido en el océano. Ejemplos:

1- Ondas de sonido generadas por erupciones volcánicas submarinas (T-phases). Se trata de ondas de sonidos generadas por sismicidad y explosión de magna que entra en contacto directo con el agua profunda.

2-Implosiones o explosiones submarinas. Son ruidos cortos, violentos y de gran escala de intensidad.

13.4.1. Análisis de un Caso Especial

A continuación, estudiaremos un caso de explosión submarina violenta de corta duración y gran intensidad, que sucedió en el océano Atlántico Sur, registrada por las estaciones HA10 y HA04.



Figura 13.11 Ubicación geográfica las estaciones involucradas

Parte I: El Evento

El 15 de noviembre de 2017 a las 14:58 horas GMT la estación HA10 detecta el arribo de un conjunto de señales impulsivas. La señal principal fue de corta duración y presentó un tiempo de ascenso rápido, lo que indico un evento breve e impulsivo ocurrido muy probablemente en el océano. También se detectó el arribo de una señal en la estación

HA4S alrededor de las 15:20 GMT. En la Fig. 13.12 se muestran las formas de las ondas de esas señales sin procesar en HA10N, HA10S y HA4S.

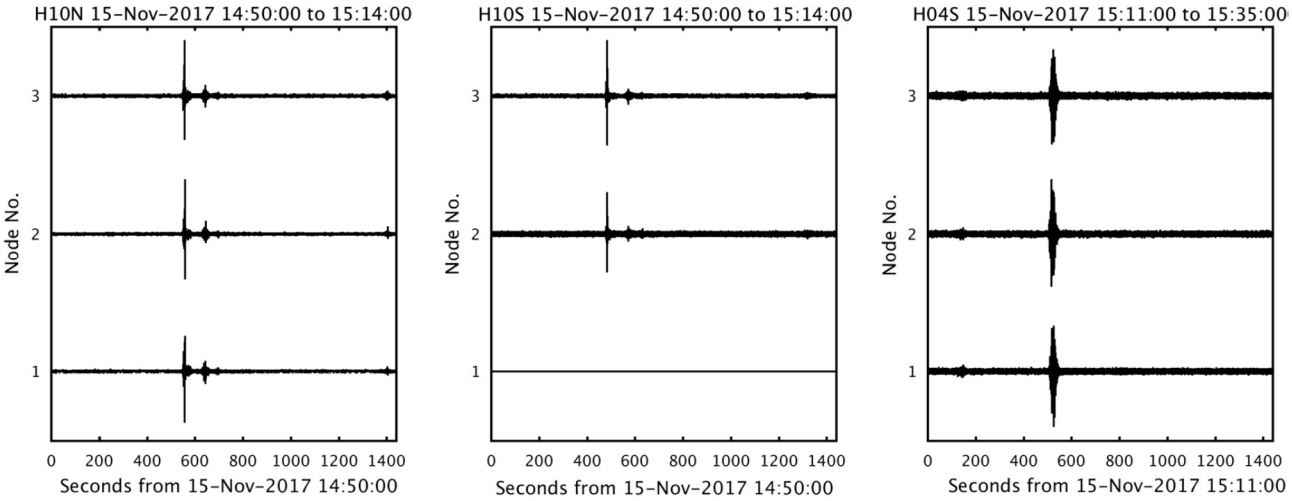


Figura 13.11. Señales del evento sin procesar recibidas por HA10N, HA10S y HA4S (Nielsen et al, 2020)

Evidentemente, se trata de señales de duración, ancho de banda angosta con amplitudes que se sitúan muy por encima del nivel de ruido ambiental de fondo, mientras que las recibidas por HA4 están más afectadas por la dispersión y, por lo tanto, tiene una duración mucho mayor. El tercer registro del tercer triplete de la estación HA10S no se tuvo en cuenta debido a alto nivel de ruido electrónico presente.

Estas señales también exhiben similitud en términos de contenido espectral y características, lo que permitió interpretarlas entonces como reflexiones y refracciones horizontales de la señal primaria en el sur del océano Atlántico Sur, islas y formaciones geológicas submarinas (Fig. 13.12).

Así mismo, para todas estas señales, los espectrogramas de las señales identificadas recibidas en HA4S confirman una mayor dispersión temporal y filtrado pasa bajos en comparación con las registradas en HA4. Estas diferencias en las señales recibidas es muy probable que se deban a las condiciones de propagación a lo largo de las trayectorias desde el evento hasta el array de los hidrófonos.

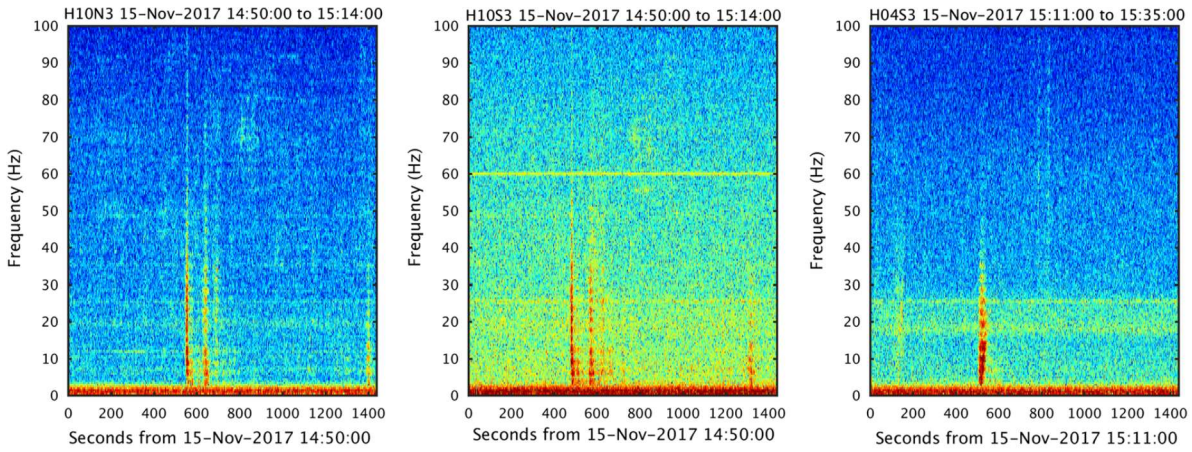


Figura 13.12. Espectrogramas obtenidos en H010N, H010S y H04S (Nielsen et al, 2020)

Los promedios de los PSD determinados de los tres hidrófonos de cada triplete recibidos de H010N y H04S, se observan en la Fig. 13.13. En rojo el ruido de fondo y en negro, el del evento.

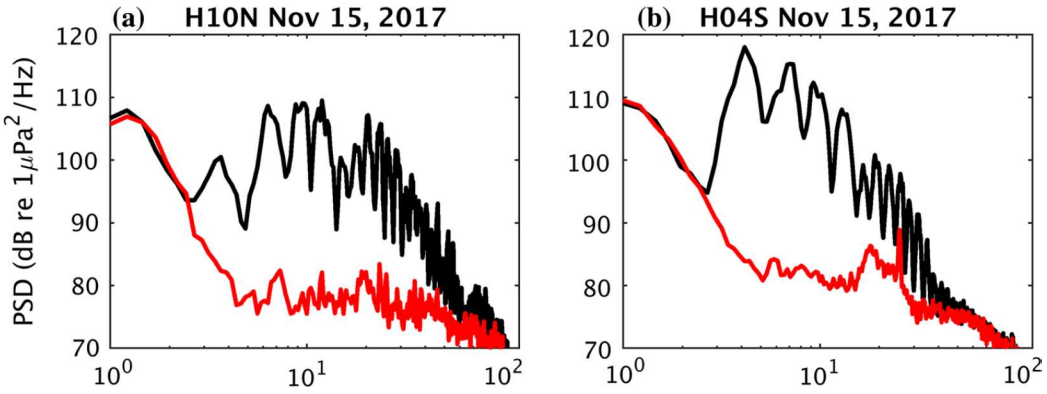


Figura 13.13. PSD de las señales y ruido obtenidos en HA10N, HA04S, correspondientes al evento (Nielsen et al. 2020)

En función de todo lo anterior, las coordenadas geográficas aproximadas del evento fueron: 45,40°S 59,24°W. Las coordenadas se acercaban a las de un submarino que antes de desaparecer una hora antes de la recepción de las señales, en condiciones meteorólogas muy desfavorables (estado de mar SS = 6), se había comunicado con su base. La Fig. 13.14 muestra la ubicación de HA10, HA04 y las coordenadas del evento. El punto amarillo corresponde a las coordenadas de la anomalía hidroacústica, el punto rojo, la última comunicación del submarino antes de desaparecer. El punto blanco sobre el continente indica la ubicación de la estación sismológica Tornquist ubicada al sur-este de la Provincia de Buenos Aires (38°03'S, 62°, 01'W). Los registros sismológicos de la citada estación el 15 de noviembre de 2017, claramente indican que las ondas registradas son de tipo P (ondas de presión longitudinales), lo que evidencia un evento no sísmico.



Figura 13.14. Locación aproximada del evento (Nielsen et al, 2020)

Parte II: Calibración

Dos semanas después de sucedido el evento hidroacústico, se realizó un experimento controlado para verificar la exactitud de las conclusiones arribadas que se denominó: Calibración de lo sensores. Para este fin, se detonó en el mismo lugar estimado y a 40 m de profundidad, un torpedo MK 54 y se analizó la información registrada por las estaciones HA10 y HA4. De acuerdo a lo visto en el capítulo VIII (apartado 8.3.1.2), una carga MK 54 consiste en 103 kg de TNT que entrega una presión pico a 1 m de $1{,}4*10^7$ Pa. La Fig. 13.15 muestra las señales registradas sin procesar recibidas después de la detonación, por HA10N, HA10S y HA4S. Si bien son registros similares al de la Fig. 13.11, el nivel de ruido es mayor.

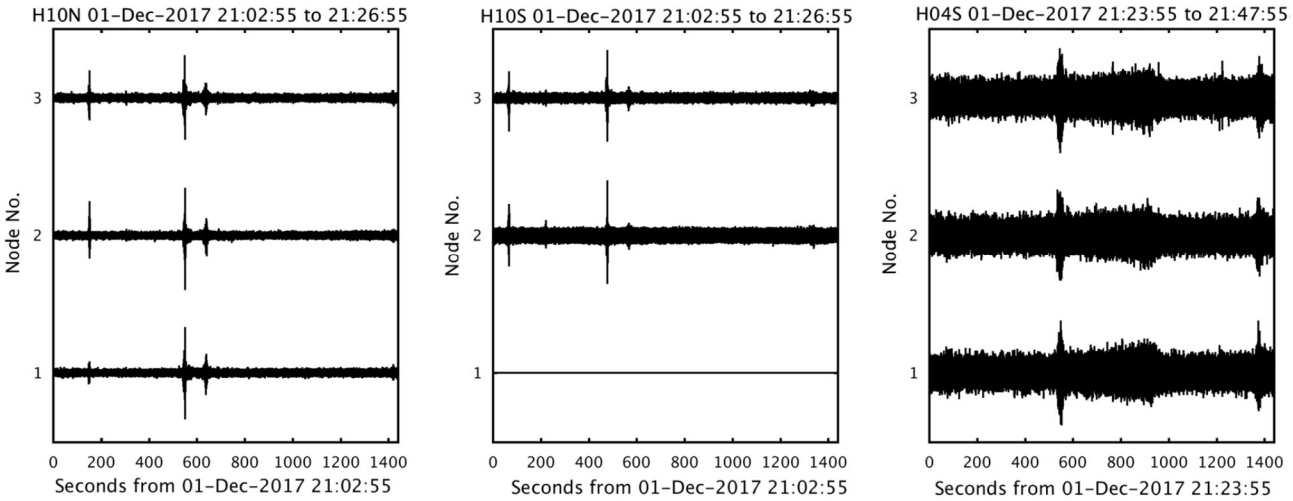


Figura 13.15. Señales sin procesar recibidas por HA10N1, HA10S1 y HA4S1 durante la calibración (Nielsen et al, 2020)

Donde existe una diferencia importante evento-calibración se da en los espectrogramas de las Fig. 13.12 y 13.15. La intensidad de los espectros (HA10N3,HA10S3 y HA04S3). La intensidad recibida (dB) del evento es superior al de la calibración.

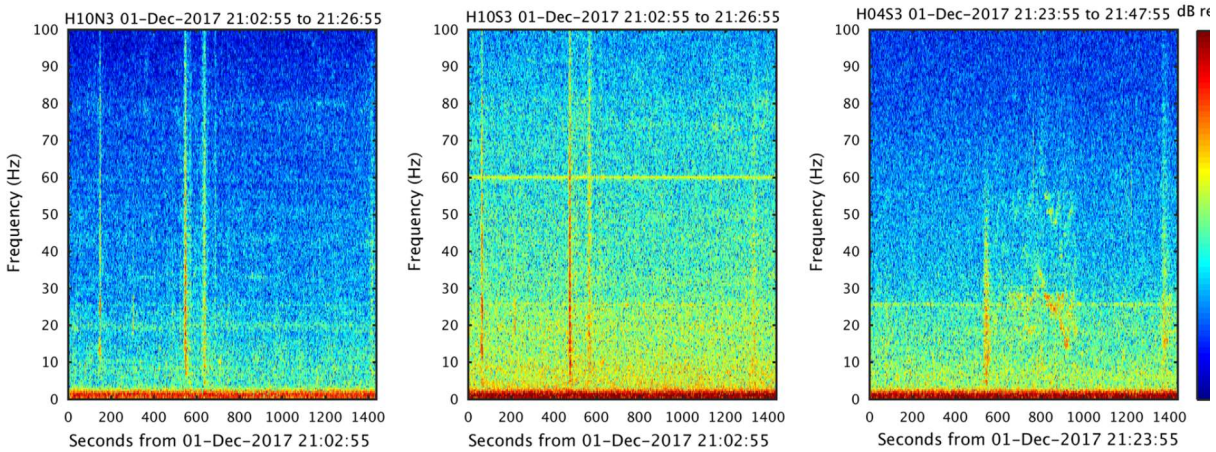


Figura 13.16. Espectros calibrados del tercer hidrófono del triplete HA10n, HA10S y HA4S (Nielsen et al, 2020)

En lo que respecta a los espectros de densidad de potencia (PSD), la diferencia entre el día del evento y de la calibración (Fig. 13.13, Fig. 13.17) está en el orden de 7,7 dB para HA10N1 y de 14,3 dB para HA4S1.

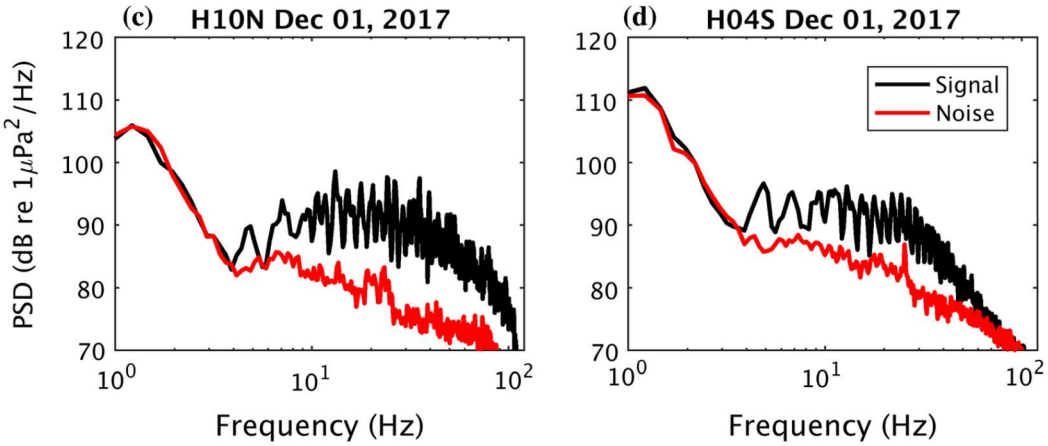


Figura 13.17. PSD de las señales y ruido obtenidos en HA10N, HA04S, correspondientes a la calibración (Nielsen et al, 2020)

La Tabla 13.2 resume las diferencias de los PSD para el momento de ocurrencia del evento y de la calibración. Las Fig. 13.18 muestra los espectrogramas y las series temporales de los datos recibidos por HA10N1 durante el evento (izquierda) y debido a la calibración (derecha). Finalmente, en la Fig. 13.19 se tienen los mismos registros para HA04S1.

HA10N1	15-Nov	119.3 dB
	01-Dic	111,6 dB
	Ruido oceánico	95,3 dB
Diferencia	15-Nov 01-Dic	**7,7 dB**
HA04S1	15-Nov	121,6 dB
	01-Dic	107,3 dB
	Ruido oceánico	101 dB
Diferencia	15-Nov 01-Dic	**14,3 dB**

Tabla 13.2. PSD evento y PSD calibración (CTBTO, 2018)

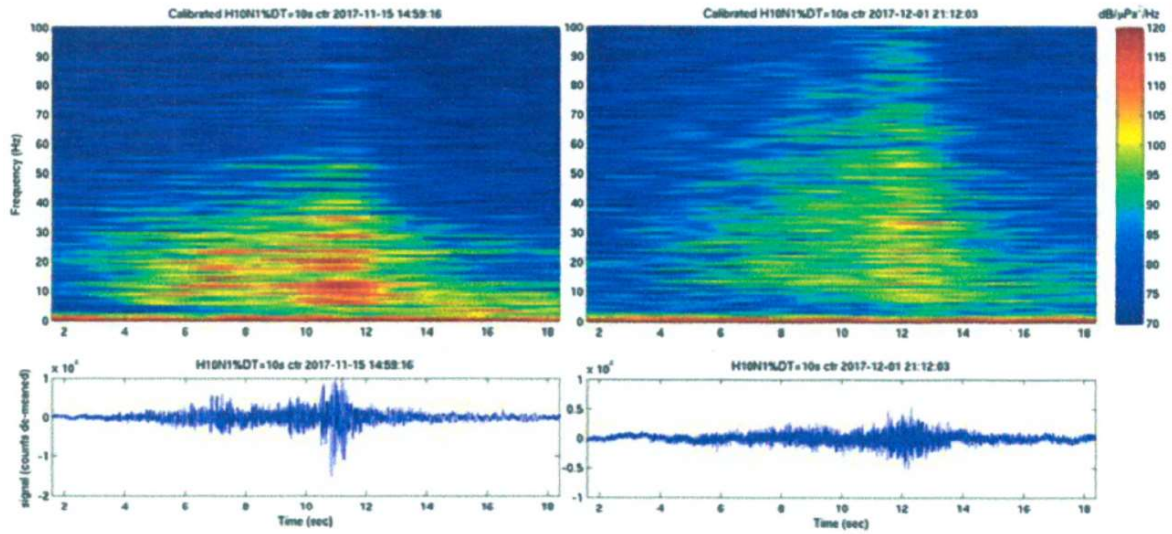


Figura 13.18. Espectrogramas y series temporales de los sonidos recibidos por HA10N1 por el evento (izquierda) y por la calibración (derecha) (CTBTO, 2018)

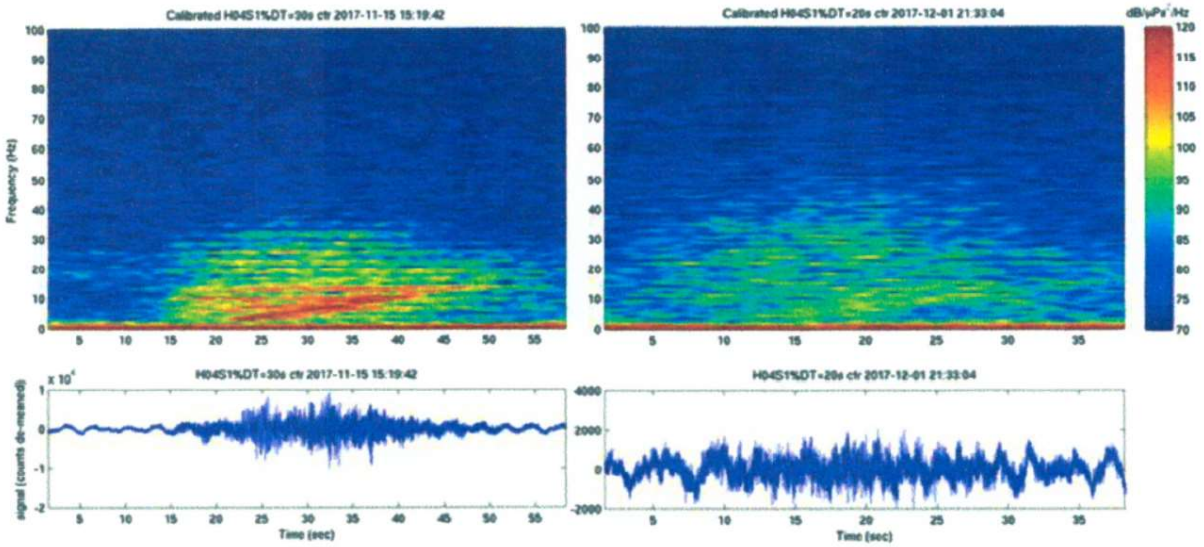


Figura 13.19. Espectrogramas y series temporales de datos recibidos por HA4S1 por el evento (izquierda) y por la calibración (derecha)
(CTBTO, 2018)

A las señales recibidas por las tres estaciones se las analizo mediante auto correlación y cepstrum. La Fig. 13.20 muestra el retardo en el ceptrum (Proakis, 1998) del primer arribo de las señales a las estaciones HA10N, HA10S y HA04S, respectivamente, como resultado de la calibración. Los picos aparecen alrededor de 0,45 a 0,46 segundos para las tres estaciones. Como en el caso del evento, la similitud en el ceptrum indica que las señales provienen de la misma fuente.

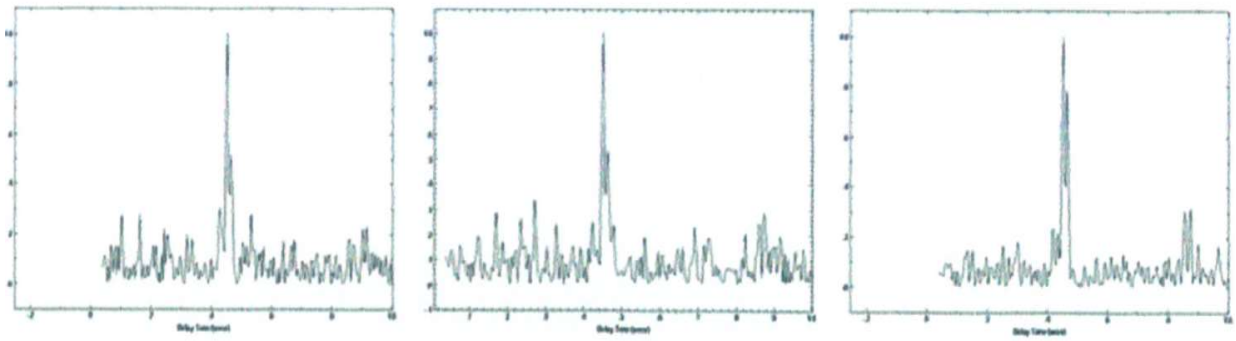


Fig. 13.20. Cepstrum calibración HA10N, HA10S y HA04S
(CTBTO, 2018)

Con respecto a la auto correlación (Jordan, 1986), la polaridad positiva de los picos es consistente con un pulso de burbuja creada por la detonación (Fig. 13.21). Esto sugiere un segundo pulso de burbuja alrededor de 0,4 segundos del primero.

Parte III: Estimación de las trayectorias
a- Trayectorias recibidas por la estación HA10N
Un análisis posterior de las formas de ondas tras la llegada de la primera, permitió detectar un segundo arribo a HA10H y HA04S. Este arribo adicional presentaba un pico cepstral con el mismo retardo que la llegada principal; por consiguiente, se interpretó como proveniente de la misma fuente que la llegada principal.

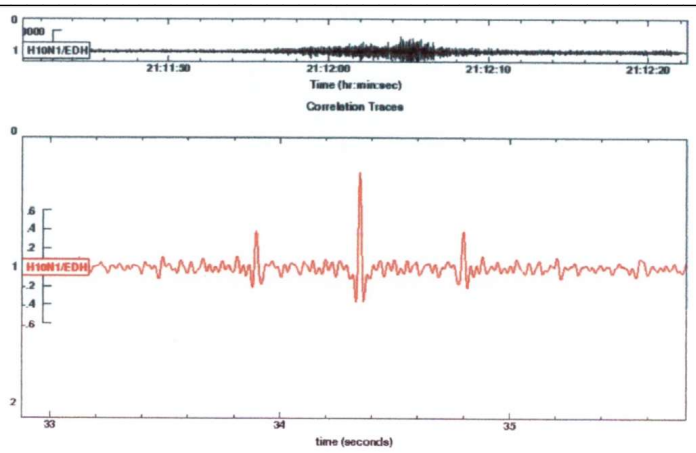


Figura 13.21. Auto correlación del trazo sobre HA10N1 para un filtrado pasa banda entre 3 a 50 Hz. (CTBTO, 2018)

El tiempo y el azimut de esta señal demorada, es consistente con las trayectorias de propagación reflejadas desde el talud continental Argentino. El espectrograma inferior de la Fig. 13.22 muestra también: 1- una tercera señal en HA10N, que podría ser una segunda reflexión y 2- una cuarta señal resultante de la reflexión en las islas Georgia Sur.

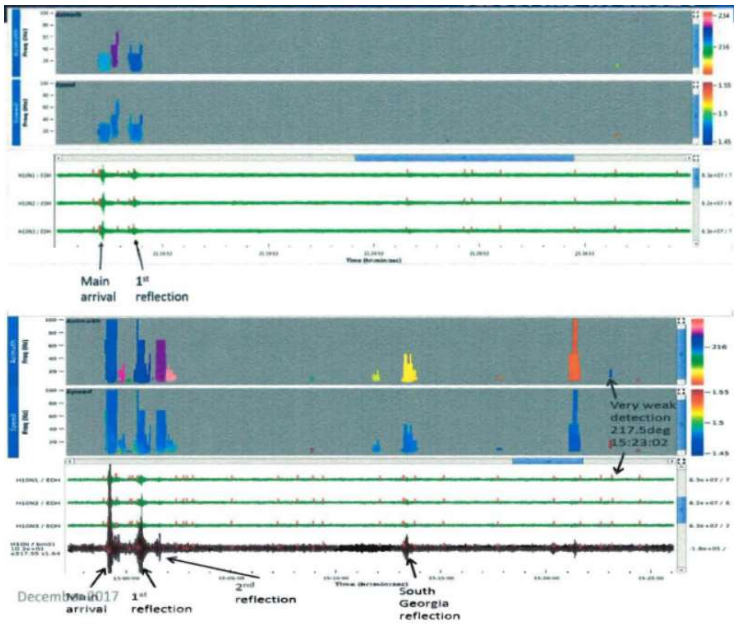


Figura 13.22. Arribos a HA10N debidos a la calibración (superior) y al evento (inferior). (CTBTO, 2018)

Lo anterior se podría modelar como una trayectoria multicamino tal como se muestra en la Fig. 13.23. Donde Po(t) representa la emisión de la fuente (evento), P(t) la presión compuesta por los cuatro que arriban H010N, R los coeficientes de reflexión para el primer, segundo y tercer eco (Frish, 1980), respectivamente. TL y el retardo las perdidas por transmisión y tiempos de transito de cada trayecto, respectivamente. El diagrama superior corresponde al primer arribo, es decir, trayectoria directa: El inferior a la reflexión en las isla Gerogia Sur. El segundo y tercero a la primera y segunda reflexión.

Para completar el estudio y estimar la dirección de las señales que arribaron a las estaciones como consecuencia del evento, se recurrió al empleo de la técnica denominada Corrrelador Multicanal Progresivo DTK PMCC (Multichannel Correlator) (Cansi 1995, 97).

Se trata de un programa desarrollado por la CEA (Francia) y forma parte del software usado por la CBTBO.

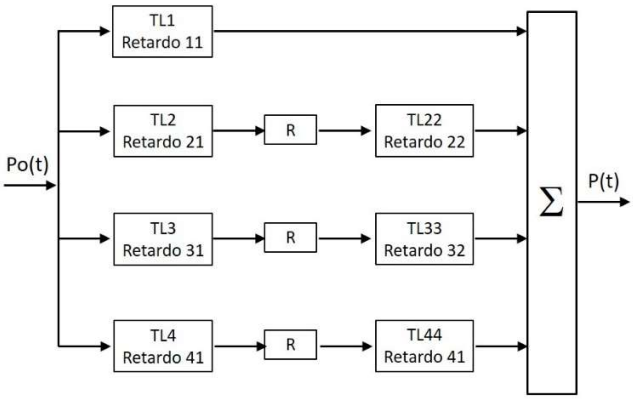


Figura 13.23. Modelo multicamino de las señales recibidas por el evento en HA10N

El algoritmo consiste en detectar ondas acústicas de muy baja frecuencias que pueden ser producidas por explosiones nucleares, erupciones volcánicas, meteoritos o tormentas. Toma las señales digitales de múltiples sensores (arrays) y compara las ondas entre si mediante correlación en diferentes bandas de frecuencias. Al comparar las demoras de tiempo de llegada a cada sensor, calcula con precisión la dirección de procedencia (azimut) y la velocidad de la onda acustica, permitiendo triangular finalmente el punto exacto donde ocurrió el evento. El resultado final se muestra a continuación

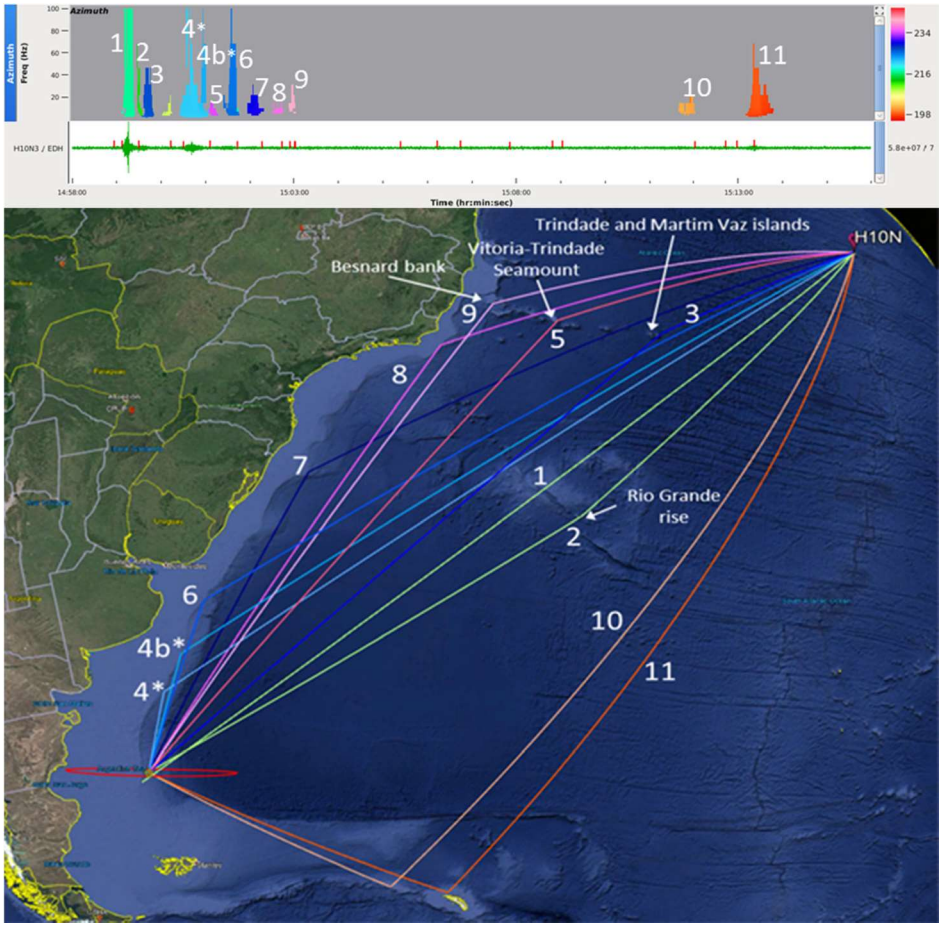


Figura 13.24.Aximut inverso y arribos individuales del evento. (Nielsen et al, 2020)

Se tienen 11 trayectorias entre el punto del evento y HA10N. El cómputo manual de las trayectorias en sentido inverso (back-trajectory) de los arribos individuales, presentan posibles intersecciones con los obstáculos bajo el agua (montes marinos, continentes, islas, etc.) y luego reflejando la trayectoria hacia la ubicación estimada del evento.

b- Trayectorias recibidas por la estación HA04S

El día del evento, el triplete de HA4S registra un posible precursor arribando 1.234 s antes del arribo principal. El análisis espectral indicó que la llegada del precursor y la principal tienen cierta similitud en la caída. Sin embargo, la señal precursora presenta una SNR más baja y ha sido sometida a un filtrado pasa bajos en comparación con la llegada principal, lo que muy probablemente impide la detección de una réplica retardada en la auto correlación y cpestrum. La correlación y cepstrum del precursor revelan fluctuaciones de amplitud relativamente altas dentro de una ventana cercana a un tiempo de retardo cero, donde se espera observar un eco retardado, al igual que ocurre con la llegada principal. La Fig. 13.25 muestra el espectrograma donde se observa claramente la diferencia de tiempo y de amplitud del precursor y del arribo principal. El precursor (camino 2) y el arribo principal (camino 1) tienen una velocidad aparente del sonido de 1480 m/s, que está indicando que los arribos son propagaciones horizontales en el interior de la columna de agua. La estimación del trayecto inverso (back-azimuths) para ambos arribos referido al norte fue de 223,6° para el camino 1 y de 207,8° para el camino 2.

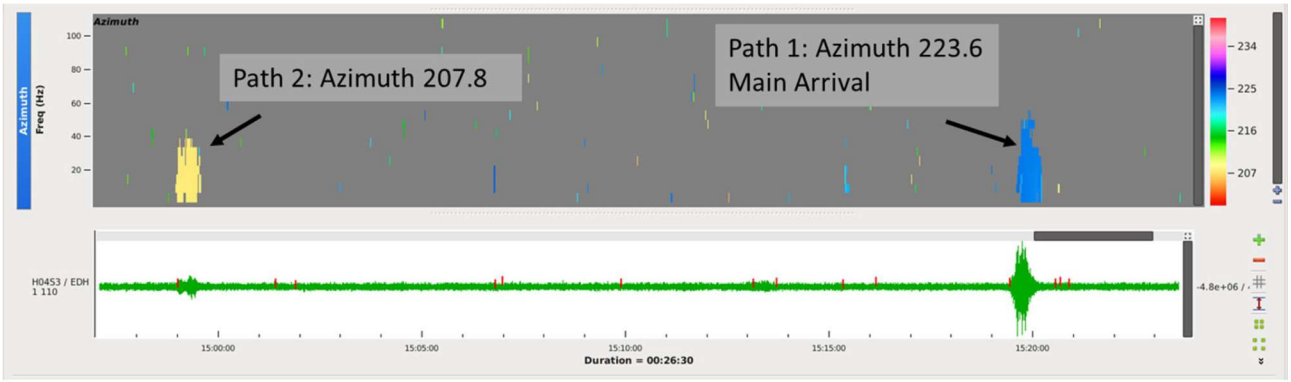


Figura 13.25. Espectrograma del evento H04S. (Nielsen et al, 2020)

La extensión de hielo sobre la Antártida para el momento del evento se muestra en verde en la curva de color verde en la parte inferior de la Fig. 13.25. El camino de propagación geodésica para el precursor y el arribo principal. Es probable que hayan interactuado con la capa de hielo, alterando las condiciones de propagación de la señal en comparación con la superficie marina libre de hielo. Asumiendo que el precursor y el arribo principal fueran asociados con el mismo evento, el precursor debe haberse propagado, al menos en parte, con una mayor velocidad el sonido ya que llegó antes. Por lo tanto, la hipótesis aquí formulada es que la señal del evento se acoplo a la capa de hielo y se propagó a través de ella. Una de las posibles trayectorias dentro de la capa de hielo que podría explicar el precursor adoptaría la forma de un modo simétrico similar a una onda de Lamb. Por lo tanto se plantea la hipótesis de que la trayectoria geodésica de la llegada principal estuvo cubierta en parte por la capa de hielo y que la señal acústica pudo haber tenido una interacción significativa con ella debido al perfil típico de la velocidad del sonido en el océano antártico, que provoca una refracción hacia arriba. El sonido que viaja a lo largo de un camino refractado ascendente puede haber penetrado en capa de hielo, que experimenta una elevada absorción a altas frecuencias. Esto puede explicar el fuerte filtrado pasa bajos de la llegada principal comparada con el arribo a HA010N. Finalmente, para completar el estudio, se asumió una velocidad del sonido constante de 1.480 m/s y dos velocidades de

3.087 m/s y 3.500 m/s para las trayectorias sobre el hielo. La Fig. 13.26 muestra el resultado. Dos trayectorias de propagación dentro de la capa de hielo (curvas amarilla y azul ,camino 2) dan lugar a una señal precursora que llega 1234 s antes de la llegada principal (camino rojo) debido al evento utilizando velocidades de propagación en el medio para un modo de onda Lamb y una onda de compresión pura respectivamente. La sombra gris representa el camino de propagación del precursor que es en cambio incompatible con la diferencia de tiempo de 1.234 s entre el precursor y el arribo principal.

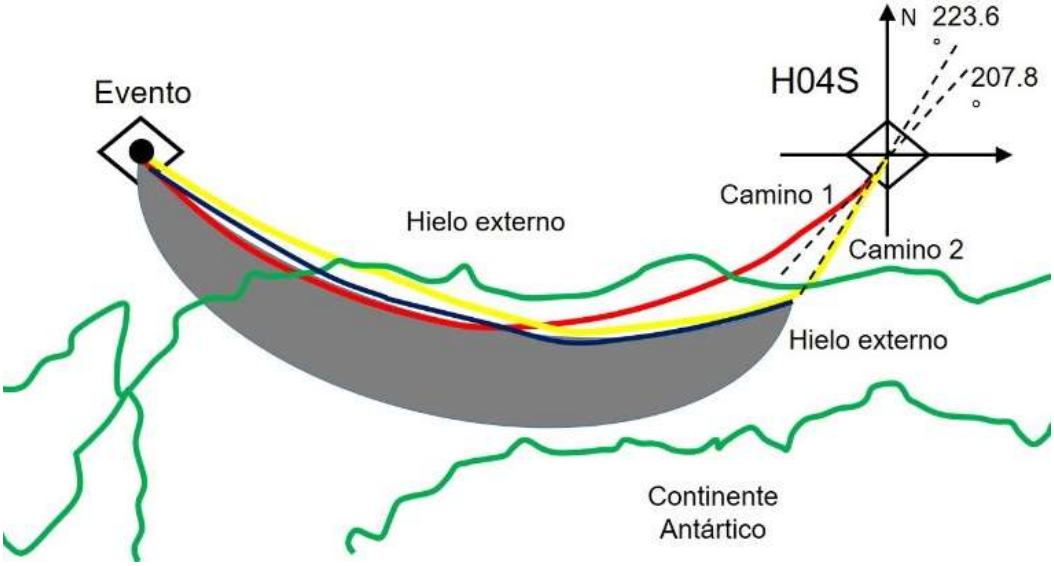


Figura 13.26. Esquema diferencia de caminos en HA04S
(Ver texto)

A partir de todo lo visto y con la información registrada por las estaciones sismológicas de Tornquist y Mount Kent durante el evento, se determinó con mayor precisión la ubicación geográfica del evento como se muestra en la Fig. 13.27.

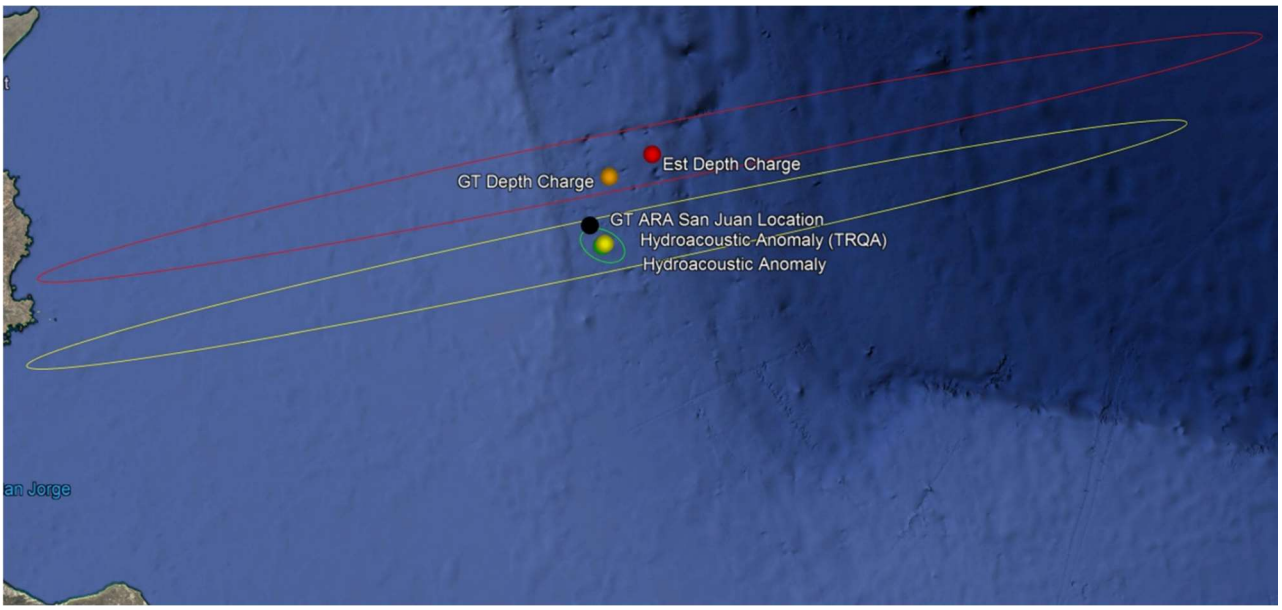


Figura 13.27. Estimación final de la localización del evento (Nielsen et al, 2020)

El punto rojo representa el lugar de la detonación de prueba, el punto amarillo usando los tripletes de dos hidrófonos, el amarillo incluyendo la información de la estación sismológica de Tornquis y el punto negro la última posición del submarino.

13.4. Resumen del capítulo

Este capítulo estuvo dedicado al conocimiento de la red mundial de estaciones hidroacusticas que se desarrollaron a partir del tratado del Tratado de prohibición de los ensayos nucleares CTBT0 (Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty Organization). La vigilancia hidroacústica detecta ondas acústicas producidas por fenómenos naturales y producidos por el hombre en los océanos, permitiendo la detección de explosiones y fenómenos sísmicos.

La red de vigilancia hidroacústica está formada por once estaciones y cubren todos los océanos, que comprenden el 70% de la superficie de la tierra. De las 11 estaciones, cinco están preparadas para recibir y analizar fenómenos sísmicos (T-phase) y las seis restantes, solo fenómenos hidroacusticos. Las estaciones hidroacusticas están formadas por un conjunto de tres (triplete) sensores acústicos de altísima precisión, dispuestos sobre una base triangular. Los lados del triángulo están separados por una distancia de 2 km y a una profundidad tal, que intercepta al eje del SOFAR local. Desde el punto de vista acústico, esta configuración emula a un array.

Este triplete de sensores se encuentra montado sobre la plataforma submarina donde se encuentra la isla y a una distancia de aproximadamente 2 km. Esta plataforma tiene la forma de un plano inclinado (Fig. 13.4 y Fig. 13.5) que actúa sobre las señales acústicas que arriban como un filtro pasa bajos.

Dependiendo del lugar geográfico donde se encuentre la estación, pueden estar compuestas por dos instalaciones iguales separadas por una cierta distancia. Un ejemplo de ello son las estaciones HA10N y HA10S de la isla Asunción. En este caso la separación es de una distancia de 126 km. Esto también sucede con la estación HA40 de la isla Crozet, compuesta por HA04N y HA01S.

La información recibida por las estaciones se transmite en tiempo real vía satélite al Centro Internacional de Datos (CID), localizado en Viena, Austria.

El ejemplo 13.1 mostro la efectividad de la estación HA10 para obtener la información necesaria a fin de determinar las características de la erupción del volcán Monowai situado a una distancia aproximada de 15.000 km.

Con respecto a la anomalía hidroacústica ocurrida el 15 de noviembre de 2017 en el Atlanntico Sur, detectado por las estaciones HA10 y HA04, se trató de un caso de gran complejidad que pudo ser resuelto por la información arribada a ellas, por registros sismológicos y por el empleo de algorítmos altamente robustos lo es como la técnica denominada Corrrelador Multicanal Progresivo DTK PMCC.

13.5. Referencias

Arranz, M. G. A. (2003). Global Network of Hydroacoustic Stations for Monitoring the Comprehensive Nuclear-Test-banTreaty. PACS: 43.10.Qs. TecniAcustica, Bilbao.

Bittner, P., Jonathan, E., Villarroel, M. (*2008).* Contribution of the IMS Global Network of Hydroacoustic Station formonitoring the CTBT,.www.google.com.

Bradley, D. L., Nichols. S. M. (2015). Worldwide Low-Frequency Ambient Noise. AcousticsToday, 20-26, volumen 11, issue 15.

Cansi, Y. (1995). An automatic seismic event processing for detection and location: The PMCC method. Geophysical Research Letters, 22, 1021–1024.

Cansi, Y., & Klinger, Y. (1997). An automated data processing method for min, i-arrays. CSEM/EMSC European-Mediterranean Seismological Centre, NewsLetter, 11, 1021–1024.

Carey, W. M. (2009). Lloyd's Mirror image Interference Effects. Acoustics Today, Volume 5, Issue 2, pp.14-20.

Coppens, A. B. (1981). Simple equations for the speed of sound in Neptunian waters. J. Acous. Soc. Am, 69, 862

CTBTO (2018). Preliminary info regarding Dec 1, 2017 calibration explosion in support of ARA San Juan search.

Evers, L. G., Wapenaar. K., Heaney, K. D., Snellen, M. (2017). Deep ocean sound speed characteristics passively derived from the ambient acoustic noise field. Geophysical Journal International, Volume 210, Issue 1, 1 July, Pages 27–33,

Frish, G. V., Oppenheim, A. V., Martinez, D. R. (1980).A technique for measuring the plane-wave reflection coefficient of the ocean bottom. J. Acoust. Soc. Am. 68(2).

Graeber, F. M., Coyne, J. and Tomuta, E. (2006). Thecurrent status of hydroacoustic data processing at the international data centre. 28th Seismic Research Review: Ground-Based Nuclear Explosion Monitoring Technologies, pp.717-724.

Jordan, J. (1986). Correlation Algorithms: Circuits and Measurement Aplication. IEE. P. Proc, vol 133, PLG, No.1

Jones, A. D. and Clarke, P. A. (2004). Uuderwater Sound Received Fron Some Defence Activities in Shalloow Ocean Regions. Proceedings of Acoustics.

Keen, E. (2014). The SOFAR Channel.
https ://rvbangarang.files.wordpress.com/2014/01/sofar_channel.pdf

Lawrence, M. W. (2004). Acoustic Monitoring of the Global Ocean for the CTBT. *Proceedings of Acoustics* 2004, pp. 455-459, 3-5, Gold Coast, Australia.

Metz, D., Watts, A. B. Grevemeyer, I., Rodgers, M., Paulatto, M. (2016.) Ultra-long-range hydroacousticobservationsof submarinevolcanicactivity at Monowai,KermadecArc. ResearchLetter 10.1002/202015GL067259, GeophysicalResearchLetters. AguPublications.

Nielsen, P. L., Zampolli, M., Le Bras, R., Mialle, P., Bittner, P., Poplavsky, A., Rozhkov, M., Haralabus, G., Tomuta, E., Bell, R., Grenard, P., Taylor, T., Ozel, N. (2020). CTBTO's, Data and Analysis Pertaining to the Search for the Missing Argentine Submarine ARA San Juan. Pure and Applied Geophysics. https://doi.org/10.1007/s00024-020-02445-9

Proakis, J. G., Manilakis, D. G. (1996). Digital Signal Processing. Prentice Hall.

Robinson, S. P., Harris, P., Wang, L., Livina. V. (2017). Metrology issues with long-term monitoring of very low frequency deep-water ocean noise (and an example of analysis of long-term trends). National Physical Laboratory, UK.

Rodgers, A., Harben, P. (1999). Modeling the Conversion of Hydroacoustic to Seismic Energy at Islands and Continental Margins: Preliminary Analysis of Ascension Insland Data. Lawrence Livermore National Laboratory.

Anexo A

Propiedades Acústicas de Medios Materiales Metálicos, no Metálicos y Líquidos

TABLA A1
DENSIDADES, VELOCIDADES E IMPEDANCIAS ACUSTICAS EN MATERIALES METALICOS

Material	**Densidad en 10^3 kg/m^3 ρ**	**Velocidades acústicas en 10^3 m/s**		**Impedancia acústica en 10^6 kg/m^{2}s $Z = \rho C_L$**
		Long. C_L	Trans. C_T	
Aceros	7,85	5,82	3,19	45,7
Acero inoxidable	8,03	5,66	3,12	45,5
Aluminio (AL)	2,71	6,32	3,08	17,1
Antimonio	6,69	4,15	-	28
Berillo (Be)	1,82	12,8	8,71	23,3
Bismuto (Bi)	9,8	2,18	1,10	21
Bronce (Cu-Sn)	7,4-8,9	4,40-4,98	2,34	32,5-44,5
Cadmio (Cd)	8,6	2,78	1,50	24
Cinc (Zn)	7,1	4,17	2,41	30
Constantan (Cu-Ni)	8,8	5,24	2,64	46
Cobre (Cu)	8,9	4,70	2,26	42
Estaño (Sn)	7,3	3,32	1,67	24
Fundición (Fe-C)	7,2	3,5-5,6	2,2-3,2	25-40
Hierro (Fe)	7,7	5,85	3,23	45
Inconel (laminado)	8,25	7,82	3,02	64,5
Iridio (Ir)	22,42	5,4	-	137
Latón (Cu-Zn)	8,5-8,6	3,83	2,05	33
Magnesio (Mg)	1,74	5,77	3,05	10,1
Manganeso (Mn)	8,4	4,66	2,35	39
Metal duro (vídias)	11,15	6,8-7,3	4,0-4,7	75-110
Mercurio (Hg)	13,6	1,45	-	20
Monel (laminado)	8,83	6,02	2,72	53,1
Molibdeno (Mo)	10,09	6,29	3,35	63,5
Níquel (Ni)	8,9	5,63	2,96	50
Oro (Au)	19,3	3,24	1,20	63
Plata (Ag)	10,5	3,60	1,59	38
Platino (Pt)	21,4	3,96	1,67	85
Plomo (Pb)	11,4	2,16	0,70	24,6
Tántalo (Ta)	16,6	4,2	-	69
Titanio (Ti)	4,51	6,005	3,019	27
Volframio (W)	19,3	5,46	2,69	105

TABLA A2
DENSIDADES, VELOCIDADES E IMPEDANCIAS ACUSTICAS EN MATERIALES NO METALICOS

Material	**Densidad en 10^3 kg/m^3 ρ**	**Velocidades acústicas en 10^3 m/s**		**Impedancia acústica en 10^6 kg/m^{2}s $Z = \rho C_L$**
		Long. C_L	Trans. C_T	
Alúmina (AL_2O_3)	3,7-3,9	10	-	37-39
Caucho sin vulcanizar	1,3-2,1	1,48	-	1,9-3,1
Caucho vulcanizado	1,1-1,6	2,3	-	2,5-3,7
Cera de parafina	0,86-0,92	2,2	-	1,9-2,0
Corcho	0,24	0,5	-	0,12
Cristales piezoeléctricos			-	
- Cloruro potásico (CLK)	1,988	4,38	-	8,7
- Cloruro sódico (CLNa)	2,28-2,41	4,78	-	10,9-11,5
- Bromuro potásico (BrK)	2,75	3,48	-	9,5
- Cuarzo ($Si0_2$)	2,65	5,76	-	15,3
- Fluorita (CaF_2)	3,18	7,18	-	23
- Fosfato monoamónico ($PO_4H_2NH_4$)	1,80	4,92	-	8,8
- Metaniobato de Pb ($PbNb_2O_6$)	5,8	2,8	-	16
- Sulfato de litio (Li_2SO_4)	2,06	4,72	-	11,2
- Titanato de bario ($BaTiO_4$)	5,7	4,40	-	35
- Turmalina	3-3,25	7,54	-	22,5-24,5
Granito	2,51-3,05	3,95	-	10,4-12,7
Hielo	0,9	3,98	1,99	3,6
Maderas	0,36-1,07	1,01-4,1	-	0,56-4,3
Marfil	1,81-1,92	3,01	-	5,5-5,8
Mármol	2,52-2,85	3,81	-	9,6-10,9
Pizarra	2,65-2,70	4,51	-	12,0-12,2
Poliamida (nylón, perlón)	1,0-1,2	1,8-2,2	-	1,8-2,7
Poliestireno	1,05	2,67	1,12	2,8
Polimetacrilato de metilo (perspex, plexiglás)	1,18	2,73	1,43	3,2
Politetrafluoretileno (teflón)	2,2	1,35	-	3,0
Porcelana	2,4	5,6-6,2	3,5-3,7	13-14
Resina acrílica (plexiglás)	1,18	2,67	1,12	3,2
Resina epóxida (Araldit)	1,15-1,3	2,5-2,8	1,1	2,8-3,7
Resina fenólica (baquelita)	1,4	2,59	-	3,6
Vidrios				
- Cristal denso	3,9	3,76	-	14,7
- Cristal ultraligero	3,15	4,80	-	15,1
- Vidrio de cuarzo	2,2	5,57	3,52	12,3
- Vidrio denso	2,72	5,26	-	14,3
- Vidrio fino	3,6	4,26	2,56	13
- Vidrio crown	2,51	5,66	3,42	14
- Vidrio de boro silicato (pirex)	2,23	5,57	3,44	12,4

TABLA A3
DENSIDADES, VELOCIDADES E IMPEDANCIAS ACUSTICAS EN LIQUIDOS Y EN AIRE

Material	**Temperatura en ^{0}C θ**	**Densidad en 10^3 kg/m^3 ρ**	**Velocidades acústicas en 10^3 m/s C**	**Impedancia acústica en 10^6 kg/m^{2}s $Z = \rho C_L$**
Aceite Diesel	-	0,88-1,02	1,25	1,1-1,3
Aceites lubricantes (SAE 20 a 30)	-	0,89-0,96	1,74	1,5-1,7
Aceite de transformador	-	0,92	1,39	1,28
Acetona (CH_3COCH_3)	20	0,79	1,19	0,94
Agua destilada (H_2O)	20	1	1,483	1,48
Agua de mar	17	-	1,51	-
Agua pesada (D_2O)	25	1,104	1,40	1,55
Alcohol etílico ($C_2H_5NH_2$)	20	0,79	1,17	0,92
Alcohol metílico (CH_3OH)	20	0,79	1,12	0,88
Anilina ($C_6H_5NH_2$)	20	1,02	1,66	1,69
Benzeno (C_6H_6)	20	0,88	1,33	1,17
Bisulfuro de carbono (CS_2)	20	1,26	1,16	1,46
Cloroformo ($CHCL_3$)	20	1,49	0,99	1,48
Eter etílico $(CH_3\text{-}CH_2)_2O$	20	0,71	0,98	0,70
Esencia de trementina ($C_{10}H_{16}$)	27	0,86-0,88	1,28	1,10-1,12
Glicerina ($C_3H_8O_3$)	20	1,26	1,92	2,4
Mercurio (Hg)	-	13,6	1,45	20
Nitrotolueno ($CH_3C_6H_4NO_2$)	20	1,16	1,43	1,66
Pentano (C_5H_{12})	20	0,63	1,02	0,64
Queroseno	15	0,7-0,9	1,33	0,9-1,2
Tolueno (C_7H_8)	20	0,87	1,33	1,15
Xilol (C_8H_{10})	20	0,86	1,33	1,15
Yoduro de metileno (CH_2I_2)	-	3,33	0,98	3,3
Aire	-	0,0012	0,330	0,000398

Anexo B

B.1 Calculo de la Presión necesaria para las aproximaciones de Del Grosso y Chen-Millero

```
function[depth,pressure]=Pressure_Calc(latitude,pressure,depth)
theta = latitude*(pi/180);
%latitude in deg
Z = depth;
%depth in metres
g= 9.780318*(1 + 5.2788e-3*((sin(theta))^2)+ 2.36e-... 5*((sin(theta))^4));
k =(g - Z*2e-5)/(9.80612 - Z*2e-5);
h_45= Z*1.00818e-2+ (Z^2)*2.465e-8- (Z^3)*1.25e-13+ ... (Z^4)*2.8e-19;
h_theta= h_45*k;
pressure= h_theta*1000;
end
```

B.2. Aproximación Del Grosso

```
function [cdelgrosso]=c_delgrosso(z,T,S,tita)
%Computo de la velocidad del sonido en medio subacuatico en funcion de la profundidad z
(km), salinidad S (ppt), temperatura T (°C) y latitud.
%-------------------------
%Calculo de la presion en funcion de la latitud y profundidad
%Conversion de m a km
tita=gratorad(tita);
z=z*10^-3;
%Conversion de grados a radianes
tita=gratorad(tita);
P=99.5*(1-0.00263*cos(2*tita))*z+0.239*z.^2;
P=100*z;
k=max(size(z));
%Calculo de la velocidad del sonido cc
for i=1:k
a(i)=1449+4.57*T(i)*10^-(T(i)/86.9+(T(i)/360)^2)+1.33*(S(i)-35)*10^-(T(i)/120);
b(i)=0.152*P(i)*10^(T(i)/1200+(S(i)-35)/400);
d(i)=1.46+10^-5*P(i)^2*10^-(T(i)/20+(S(i)-35)/10);
cdelgrosso(i)=a(i)+b(i)+d(i);
end
figure(1);plot(P,z);
x=z*10^3;
figure(2);plot(cdelgrosso,x);
xlabel('Velocidad del sonido [m/s]')
ylabel('Profundidad [m])')
title('c(z)-Del Grosso modificada')
cdelgrosso=1;
end
figure(1);plot(P,z);
x=z*10^3;
figure(2);plot(cdelgrosso,x);
xlabel('Velocidad del sonido [m/s]')
ylabel('Profundidad [m])')
title('c(z)-Del Grosso modificada')
cdelgrosso=1;
end
```

B.3. Aproximación Chen-Millero

```
function [z,c_chen_m] =c_chen_millero(latitud)
% Datos_x.mat. Archivo que contiene los valores de %temperatura, salinidad y presión
P=presión *1e-2
load Datos_x.mat
[depth,pressure] = prof_pre(latitud);
%----------------------------------------
P=Presion*1e-2;
%1 bar=100kPa, convirtiendo la presión de kPa a bar
C00= 1402.388; A02= 7.166e-5; C01= 5.03830;
A03= 2.008e-6;
C02=-5.81090e-2;
A04=-3.21e-8;
C03= 3.3432e-4;
A10= 9.4742e-5;
C04=-1.47797e-6;
A11=-1.2583e-5;
C05= 3.1419e-9;
A12=-6.4928e-8;
C10= 0.153563;
A13= 1.0515e-8;
C11= 6.8999e-4;
A14=-2.0142e-10;
C12=-8.1829e-6;
A20=-3.9064e-7;
C13= 1.3632e-7;
A21= 9.1061e-9;
C14=-6.1260e-10;
A22=-1.6009e-10;
C20= 3.1260e-5;
A23= 7.994e-12;
C21=-1.7111e-6;
A30= 1.100e-10;
 C22= 2.5986e-8;
A31= 6.651e-12;
C23=-2.5353e-10;
A32=-3.391e-13;
C24= 1.0415e-12;
B00=-1.922e-2;
C30=-9.7729e-9;
B01=-4.42e-5;
 C31= 3.8513e-10;
B10= 7.3637e-5;
C32=-2.3654e-12;
 B11= 1.7950e-7;
A00= 1.389;
D00= 1.727e-3;
A01=-1.262e-2;
 D10=-7.9836e-6;
%----------------------------------------
k=max(size(z));
for i=1:k
A(i) = (A00 + A01*T + A02*T^2 + A03*T^3 + A04*T^4)+...
    (A10 + A11*T + A12*T^2 + A13*T^3 + A14*T^4)*P +...
    (A20 + A21*T + A22*T^2 + A23*T^3)*P^2 +...
```

```
   (A30 + A31*T + A32*T^2)*P^3;
%----------------------------------------
B(i) = B00 + B01*T + (B10 + B11*T)*P;
%----------------------------------------
C(i) = (C00 + C01*T + C02*T^2 + C03*T^3 + C04*T^4 + C05*T^5)+...
   (C10 + C11*T + C12*T^2 + C13*T^3 + C14*T^4)*P +...
   (C20 +C21*T +C22*T^2 + C23*T^3 + C24*T^4)*P^2 +...
   (C30 + C31*T + C32*T^2)*P^3;
%----------------------------------------
D(i) = D00 + D10*P;
%----------------------------------------
c_chen_m(i)= C+ A*S+ B*(S^1.5)+ D*(S^2);
end
end
```

Apéndice A
Ondas Longitudinales y Transversales

A1. Coeficientes de Young, Poisson y de compresibilidad

La experiencia demuestra que con un material dado, un esfuerzo longitudinal produce una deformación unitaria de igual magnitud, sea el esfuerzo de compresión o de tracción. Por lo tanto, la razón del esfuerzo de tracción a la deformación unitaria por tensión es igual a la razón del esfuerzo por compresión. Esta razón se denomina módulo de elasticidad de Young del material (E):

$$E = \frac{esfuerzo\,de\,tensión}{deformación\,unitaria\,por\,tensión} = \frac{esfuerzo\,de\,compresión}{deformación\,unitaria\,por\,compresión}$$

en forma abreviada:

$$E = \frac{F/A}{\Delta l / l_0} \tag{A1}$$

donde F representa el esfuerzo, A el área transversal donde se aplica, l_0 la longitud inicial del cuerpo y Δl la diferencia de longitud entre l0 y la correspondiente a la deformación. Cuando el cuerpo se somete a una tensión, no sólo se alarga en dirección a la fuerza aplicada, sino que sus dimensiones transversales disminuyen. Por el contrario, cuando se lo somete a una compresión, dichas dimensiones se incrementan originándose una deformación transversal, además de la longitudinal. La razón de la deformación unitaria transversal a la longitudinal se denomina coeficiente de Poisson:

$$\sigma = -\frac{\Delta y / y_0}{\Delta l / l_0} \tag{A2}$$

donde: y_0 representa una de las dimensiones iniciales normales al esfuerzo y Δy, la variación de esta. El signo negativo significa que ante un aumento de la longitud corresponde una disminución de las dimensiones transversales y viceversa. El parámetro que relaciona el incremento de presión hidrostática con la disminución de volumen se denomina módulo de compresibilidad (B):

$$B = -\frac{\Delta p}{\Delta V / V_0} \tag{A3}$$

donde V_0 es el volumen inicial y Δp la variación de presión ejercida. Normalmente se usa el coeficiente de compresibilidad (k) en lugar de B, que se define como:

$$k = B^{-1} = -\frac{1}{\Delta p}\frac{\Delta V}{V_0} \tag{A4}$$

A2. Velocidad de propagación

A2.1. Ondas longitudinales en medios materiales

La Fig. A1 muestra una barra dentro de la cual se propagará una onda longitudinal. Dentro de esta, se considera un tubo de sección infinitesimal δS, y en él, un cilindro elemental de longitud δx, localizado en x. Cuando la onda pasa por él, o sea, cuando comienza a desplazarse, lo hará impulsado por la resultante de las tensiones sobre sus bases $\tau n(x+\delta x)\delta S$.

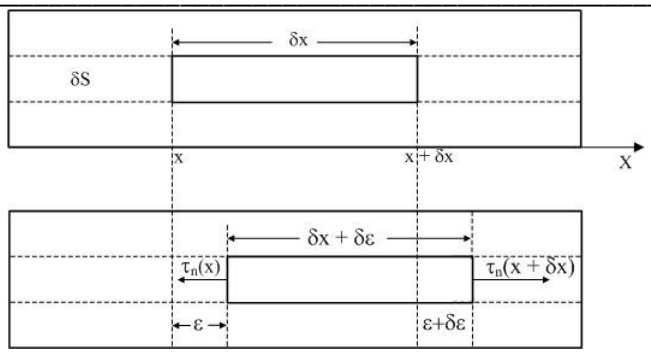


Figura A1. Variación de presión en el interior de una barra

En la deformación correspondiente, el elemento se habrá estirado en $\delta\varepsilon$ y se tendrán las siguientes expresiones:

$$f = \left[\tau_n(x+\delta x) - \tau_n(x)\right]\delta S$$
$$m = \rho\,\delta S\,\delta x$$
$$a = \frac{\delta^2\varepsilon}{\delta t^2} = c^2\frac{\delta^2\varepsilon}{\delta x^2}$$

De acuerdo a la segunda ley de Newton el movimiento del elemento de volumen será:

$$\left[\tau_n(x+\delta x) - \tau_n(x)\right]\delta S = \rho\,\delta S\,\delta x\,c^2\frac{\delta^2\varepsilon}{\delta x^2}$$

Pero,

$$\frac{\tau_n(x+\delta x) - \tau_n(x)}{\delta x} = \frac{\delta\tau_n}{\delta y}$$

en el límite δx tiende a cero. Como por definición el módulo de Young (Ecu. (A1)), puede expresarse:

$$\tau_n = E\frac{\delta\varepsilon}{\delta x}$$

cuando δx tienda a cero, se tiene:

$$\tau_n = E\frac{\partial\varepsilon}{\partial x}$$

reemplazando se obtiene:

$$E\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial x^2} = \rho c^2\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial x^2}$$

válido sólo si el medio es homogéneo. La velocidad del sonido es:

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \qquad \text{(A5)}$$

Expresión fundamental para la velocidad de propagación de ondas elásticas longitudinales. Cuanto mayor sea E (mayor resistencia a las deformaciones, es decir, mayor rigidez) y cuanto menor sea ρ (medio menos denso), mayor será la velocidad de propagación.

A2.1.1. Ondas longitudinales en medios gaseosos

Volviendo a considerar la ecuación de movimiento longitudinal en un cilindro, la dirección de propagación teniendo en cuenta que ahora $\tau_n = -p$:

$$\rho c^2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} = -\frac{\partial p}{\partial x}$$

En los gases hay una relación unívoca (dada por la termodinámica) entre la presión y la densidad, $p = p(\rho)$, entonces:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{dp}{d\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x}$$

Durante el paso de la onda, el cilindro habrá variado su volumen en $(\delta x + \delta\varepsilon)\ \delta S$, permaneciendo su masa δm constante. Por lo tanto, $\delta m = \rho_0(x)\delta x \delta S = \rho(x)\ (\delta x + \delta\varepsilon)\ \delta S$. Donde $\rho(x)$ es la densidad durante la deformación. O sea:

$$\rho(x) = \rho_0(x)\frac{\delta x}{\delta x + \delta\varepsilon} = \frac{1}{1 + \delta\varepsilon/\delta x}$$

Teniendo en cuenta que $\delta\varepsilon << \delta x$, y considerando el caso de un gas inicialmente en equilibrio libre de fuerzas $\rho_0 = cte$ se tiene:

$$\rho(x) = \rho_0\ \frac{1}{1 + \delta\varepsilon/\delta x} \cong \rho_0\left(1 - \frac{\delta\varepsilon}{\delta x}\right) = \rho_0\left(1 - \frac{\partial\varepsilon}{\partial x}\right)$$

O sea:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2}$$

La ecuación del movimiento toma la forma:

$$\rho_0 c^2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} = -\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{dp}{d\rho}\rho_0 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2}$$

La velocidad de las ondas toma la forma:

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$$

De la termodinámica se tiene que, para procesos de compresión-dilatación tan rápidos como los que ocurren en una onda acústica (procesos adiabáticos), vale la relación:

$$\frac{dp}{p_0} = \gamma \frac{d\rho}{\rho_0}$$

donde γ es la relación de calores específicos a presión y volumen constantes. Teniendo en cuenta la relación entre la densidad inicial, la presión inicial y la temperatura:

$$\rho_0 = \frac{p_0 M}{R T_0}$$

donde M es el peso molecular, R la constante universal de los gases perfectos y T_0 la temperatura en ^{0}K. La expresión anterior toma la forma:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{\gamma R T_0}{M}} \qquad \text{(A6)}$$

Para el aire a 0ºC, c = 331 m/s.
Para el agua 0ºC, c = 1402 m/s.

A2.2. Ondas transversales

Para el estudio de las ondas transversales, se parte de una barra alargada, y en ella, un tubo de sección infinitesimal. Durante el paso de la onda transversal, la posición del tubo será, por ejemplo, el que muestra la Fig. A2. Ahora serán los esfuerzos tangenciales de corte $\tau_t(x + \delta x)$ y $\tau_t(x)$ los responsables del movimiento transversal del elemento en cuestión. La ecuación de movimiento (f = ma) en la dirección perpendicular a x, será:

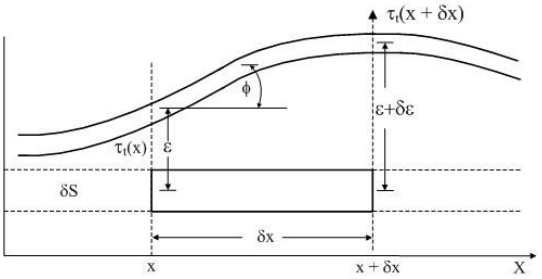


Figura A2. Deformación de una barra por el paso de una onda transversal

$$\left[\tau_t(x+\delta x) - \tau_t(x)\right]\delta S = \rho\, \delta S\, \delta x\, a = \rho\, \delta S\, \delta x\, c^2 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2}$$

La tensión tangencial en x será:

$$\tau_t(x) = \frac{F\, sen\phi}{\delta S} \cong \frac{F}{\delta S}\phi$$

ϕ es en realidad muy pequeño. Teniendo en cuenta que ϕ es inversamente proporcional al módulo de torsión T de acuerdo a:

$$\phi = \frac{\delta S_{transv}}{\delta x} = \frac{1}{T}\tau_t$$

Entonces:

$$\tau_t = T\phi = T\frac{\delta\varepsilon}{\delta x} = T\frac{\partial\varepsilon}{\partial x} \quad para\ \delta x \to 0$$

y

$$\frac{\tau_t(x+\delta x)-\tau_t(x)}{\delta x} = \frac{\partial\tau_t}{\partial x} = T\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial x^2} \quad para\ T = cte$$

Por lo tanto para un medio homogéneo (T = cte), queda la relación:

$$T\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial x^2} = \rho c^2\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial x^2}$$

con lo que:

$$c = \sqrt{\frac{T}{\rho}} \tag{A7}$$

Como en general T < E, la velocidad de propagación de las ondas transversales será menor que el de las ondas longitudinales.

A3. Ecuaciones finales y relación entre los diferentes tipos de ondas

En el área de los materiales, las velocidades de los diversos tipos de ondas se determinan a partir de las constantes elásticas del material, tal como se ha hecho. Sin embargo, las relaciones obtenidas fueron deducidas de la teoría física sin tener en cuenta la complejidad real del material. En función de esto, las expresiones (A5) y A(7) toman la forma:

$$c_L = \sqrt{\frac{E}{\rho}}\sqrt{\frac{1-\mu}{(1+\mu)\cdot(1-2\mu)}} \tag{A8}$$

$$c_T = \sqrt{\frac{E}{\rho}}\sqrt{\frac{1}{2(1+\mu)}} \tag{A9}$$

donde μ es el módulo de Poisson, idéntico a σ de la expresión (A2). Para las ondas transversales de superficie, se tiene:

$$c_S = \frac{0{,}87+1{,}12\mu}{(1+\mu)}\sqrt{\frac{E}{\rho}\frac{1}{2(1+\mu)}} \tag{A(10)}$$

Finalmente las relaciones entre las velocidades son:

$$c_S = c_T\frac{0{,}87+1{,}12\mu}{(1+\mu)} \tag{A11}$$

$$c_T = c_L\sqrt{\frac{1-2\mu}{2(1-2\mu)}} \tag{A12}$$

Como en los medios materiales sólidos, la relación de Poisson oscila entre 0 y 0,5, por lo que la relación en el interior de la raíz de la expresión anterior, se mantiene entre 0,7 y 0.