



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM  
ENGENHARIA MECÂNICA**

**UTILIZAÇÃO DE PARÂMETROS ACÚSTICOS PARA  
QUANTIFICAÇÃO DE PARÂMETROS HIDROLÓGICOS**

**EMERSON DE SOUSA COSTA**

**Belo Horizonte, julho de 2014**

Emerson de Sousa Costa

# **UTILIZAÇÃO DE PARÂMETROS ACÚSTICOS PARA QUANTIFICAÇÃO DE PARÂMETROS HIDROLÓGICOS**

**Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em  
Engenharia Mecânica da Universidade Federal de  
Minas Gerais, como requisito parcial à obtenção do  
título de Doutor em Engenharia Mecânica.**

**Área de Concentração: Projeto Mecânico**

**Orientador: Prof. Dr. Eduardo Bauzer Medeiros**

Belo Horizonte  
Escola de Engenharia da UFMG  
2014

C837u Costa, Emerson de Sousa.  
Utilização de parâmetros acústicos para quantificação de parâmetros hidrológicos [manuscrito] / Emerson de Sousa Costa. – 2014. 115 f., enc.: il.

Orientador: Eduardo Bauzer Medeiros.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de Engenharia.

Anexos: f. 111-115.

Bibliografia: f. 107-110.

1. Engenharia mecânica - Teses. 2. Acústica submarina - Teses. 3. Hidrologia - Modelos - Teses. I. Medeiros, Eduardo Bauzer. II. Universidade Federal de Minas Gerais. Escola de Engenharia. III. Título.

CDU: 621(043)



**Universidade Federal de Minas Gerais**  
**Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica**  
Av. Antônio Carlos, 6627 – Pampulha – 31.270-901 – Belo Horizonte –  
MG

Tel.: +55 31 3499-5145 – Fax.: +55 31 3443-3783  
www.demec.ufmg.br – E-mail: cpgmec@demec.ufmg.br

## **UTILIZAÇÃO DE PARÂMETROS ACÚSTICOS PARA QUANTIFICAÇÃO DE PARÂMETROS HIDROLÓGICOS**

EMERSON DE SOUSA COSTA

Tese defendida e aprovada em 11 de Julho de 2014, pela Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de “**Doutor em Engenharia Mecânica**”, na área de concentração de “**Projeto Mecânico**”

---

**Prof. Dr. Eduardo Bauzer Medeiros – DEMEC – UFMG – Orientador**

---

**Prof<sup>a</sup>. Dr<sup>a</sup>. Eliana Ferreira Rodrigues – DECAT – UFOP – Examinadora**

---

**Prof<sup>a</sup>. Dr<sup>a</sup>. Ester Naves Machado Borges – DFM – CEFET-MG –  
Examinadora**

---

**Prof. Dr. Henor Artur de Souza – DECAT – UFOP – Examinador**

---

**Prof. Dr. Luiz Cláudio Oliveira – DEMDV – CEFET-MG – Examinador**

## **AGRADECIMENTOS**

A Deus pela força, coragem e determinação na execução deste trabalho.

A minha família, amigos e colegas que me incentivaram e apoiaram nesta etapa da minha vida.

Ao meu orientador, prof. Eduardo Bauzer Medeiros, pelo apoio, incentivo e disponibilidade demonstrada em todas as fases que levaram à concretização deste trabalho.

Aos meus colegas de trabalho, pelo apoio e por terem paciência em ouvir muitas reclamações durante o meu doutorado.

Aos meus alunos que sempre me incentivaram o término de mais essa etapa na minha formação.

Meus sinceros agradecimentos.

*“Tem vez que as coisas pesam mais  
Do que a gente acha que pode aguentar  
Nessa hora fique firme  
Pois tudo isso logo vai passar.”  
Música: Felicidade – Marcelo Jeneci*

## SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS .....	9
RESUMO .....	11
ABSTRACT.....	12
1 – INTRODUÇÃO.....	12
1.1 – Contextualização .....	12
1.2 – Justificativa e Relevância.....	12
1.3 – OBJETIVOS.....	13
1.3.1 – Objetivo geral.....	13
1.3.2 – Objetivos específicos .....	13
1.4 – Contribuições adicionais do presente trabalho .....	14
2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....	15
2.1 – Um breve histórico sobre a acústica submarina .....	15
2.2 – Campos de aplicação da acústica submarina.....	23
2.2.1 – Operações Navais .....	23
2.2.2 – Indústrias Offshore.....	23
2.2.3 – Oceanografia Operacional .....	24
2.2.4 – Sensoriamento inverso dos oceanos.....	24
2.2.5 – Sistemas de monitoramento da fauna subaquática .....	25
3 – TEORIA DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS .....	26
3.1 – Ondas sonoras.....	26
3.2 – Velocidade do som em fluidos .....	27
3.3 – Velocidade do som em águas marinhas .....	28
3.4 – Nível de intensidade sonora – Escala decibel (db) .....	29
3.5 – Propagação do som.....	31
3.5.1 – Comportamento elástico dos fluidos .....	32
3.5.2 – Equação da onda plana .....	36
3.5.3 – Solução harmônica da equação da onda plana.....	38
3.5.4 – Densidade de energia da onda plana .....	41
3.5.5 – Intensidade acústica .....	43
3.5.6 – Impedância acústica específica da onda plana .....	45
3.5.8 – Equação da onda em coordenadas esféricas .....	48
3.5.9 – Ondas esféricas harmônicas .....	51
3.5.10 – Impedância acústica específica .....	52
3.5.11 – Intensidade das ondas acústicas .....	54
3.5.12 – Nível de potência sonora - nws.....	56
3.5.13 – Diretividade de fonte .....	57
4 – CONCEITOS DE ACÚSTICA SUBAQUÁTICA.....	59
4.1 – Energia de onda acústica .....	59

4.2 – Perdas por transmissão .....	60
4.3 - Propriedades físicas e químicas .....	62
4.4 - Velocidade do som .....	63
4.5 – Refração .....	66
4.6 - Camada de mistura .....	68
4.7 – Canal de som profundo.....	71
4.8 - A superfície e o fundo do mar.....	72
4.9 – Avaliação do ruído de fundo .....	74
4.10 - As equações de sonar .....	75
4.11 - Águas rasas.....	78
4.11.1 - Propagação sonora em águas rasas .....	79
4.12 - Modelos acústicos .....	81
4.12.1 - Modelos acústicos no oceano .....	83
4.12.2 - Método dos modos normais .....	84
4.12.3 – Modelo matemático para um canal real .....	89
4.12.3.1 - Equação característica em meios estratificados .....	90
4.12.3.2 - O modelo de pekeris.....	92
4.13 – Análise sonora subaquática em rios baseada na análise de dados experimentais	93
5 – METODOLOGIA ADOTADA.....	96
5.1 - Montagem experimental .....	96
5.2 - Detalhamento do procedimento experimental .....	98
6 – RESULTADOS .....	100
7 – CONCLUSÃO E PROPOSTAS FUTURAS.....	106
8 – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	107
ANEXO A1:.....	111
Hidrofone Padrão E Circuito De Condicionamento, Transdutores E Saídas Típicas .....	111
ANEXO A2: Artigo publicado (folha de rosto) .....	115

## LISTA DE FIGURAS

FIGURA 3.1 – PASSAGEM DE ONDA SONORA PELO DESLOCAMENTO DE FLUIDO	33
FIGURA 3.2 – RELAÇÕES DE FASE (A) ONDA POSITIVA E (B) ONDA NEGATIVA	40
FIGURA 3.3 – ELEMENTO INFINITESIMAL DE VOLUME	47
FIGURA 3.4 – SISTEMA DE COORDENADAS ESFÉRICAS	49
FIGURA 4.1 – PERDA POR TRANSMISSÃO DE ESPALHAMENTO ESFÉRICO EM ÁGUAS MARINHAS COM ABSORÇÃO. CURVA A PARA 1 KHZ, CURVA B PARA 10 KHZ E C PARA 50 KHZ. [KINSLER, 2000]	62
FIGURA 4.2 – RELAÇÃO ENTRE OS PERFIS DE TEMPERATURA E VELOCIDADE DO SOM PARA ÁGUAS PROFUNDAS (XAVIER, 2005)	64
FIGURA 4.3 – DIAGRAMA USADO PARA DETERMINAÇÃO ENTRE A RELAÇÃO DO GRADIENTE E O RAIOS DE CURVATURA DO RAIOS DE SOM [KINSLER, 2000]	67
FIGURA 4.4 – TRANSMISSÃO DO SOM PARA UMA FONTE DENTRO DE UMA CAMADA DE MISTURA PARA UM DETERMINADA PROFUNDIDADE D [KINSLER, 2000]	69
FIGURA 4.5 – FORMA DE TRANSMISSÃO EM CAMADA DE SOM PROFUNDO [KINSLER, 2000]	71
FIGURA 4.6 – COEFICIENTES DE ABSORÇÃO PARA A ÁGUA DO MAR (ETTER, 2002).	81
FIGURA 4.7 – MODOS NORMAIS DE VIBRAÇÃO EM UMA CORDA PRESA NAS EXTREMIDADES	85
FIGURA 4.8 – REFLEXÃO DE ONDAS PLANAS EM UM GUIA DE ONDAS IDEAL (COATES, 2002).	85
FIGURA 4.9 (A E B) – EXCITAÇÃO PERIÓDICA DE UM CANAL E FORMAÇÃO DE PRESSÃO POR INTERFERÊNCIAS ENTRE AS FRENTES DE ONDA (COATES, 2002).	87
FIGURA 4.10 – APRISIONAMENTO DE MODOS PARA GUIAS DE ONDA DE PROFUNDIDADE VARIÁVEL, EXCITADO POR UMA FONTE HARMÔNICA. OS GRÁFICOS EM DESTAQUE APRESENTAM AS PRESSÕES HORIZONTAIS EM FUNÇÃO DA PROFUNDIDADE (COATES, 2002).	87

FIGURA 4.11 – GEOMETRIA PARA OBTENÇÃO DA RELAÇÃO ENTRE O ÂNGULO DE INCIDÊNCIA $\theta$ , O COMPRIMENTO DE ONDA $\lambda$ E A PROFUNDIDADE $H$ PARA O NÚMERO DO MODO (COATES, 2002).	88
FIGURA 4.12 – MEIO ESTRATIFICADO GENÉRICO.	90
FIGURA 4.13 – MODELO FÍSICO DE PEKERIS	92
FIGURA 5.1 – VISUALIZAÇÃO DA MONTAGEM EXPERIMENTAL PARA MONITORAMENTO DE SINAIS.	96
FIGURA 5.2 – HIDROFONE ARTESANAL E SEU AMPLIFICADOR DESENVOLVIDO NA UFMG	97
FIGURA 5.3 – ESQUEMA DA MONTAGEM PARA COLETA DE DADOS COM HIDROFONE	98
FIGURA 5.4 – FOTOGRAFIA DA BANCADA USADA NOS TESTES	99
FIGURA 6.1 – CURVAS DA PERDA POR TRANSMISSÃO PELA DISTÂNCIA, OBTIDA PELO MODELO KRAKEN.	101
FIGURA 6.2 – CURVAS DA PERDA POR TRANSMISSÃO PELA DISTÂNCIA, OBTIDA PELO MODELO BELHOP	101
FIGURA 6.3 – CURVAS DA PERDA POR TRANSMISSÃO PELA DISTÂNCIA, OBTIDA PELO MODELO RAM (XAVIER, 2005).	102

## RESUMO

A acústica subaquática em ambientes marítimos de grande profundidade tem se desenvolvido bastante nas áreas de comunicação e defesa. Com relação à pesquisa relacionada à propagação acústica em ambientes de pouca profundidade, como rios por exemplo, esta se encontra menos desenvolvida, principalmente no Brasil. Devido à grande dificuldade de observação, por causa das águas turvas, em ambiente de rios, a acústica subaquática em águas rasas deve ser vista como uma alternativa para que possa ser feita uma avaliação do fundo do rio, verificando a existência de algum objeto diferente da composição normal de seu leito. Este trabalho realiza um estudo de alguns modelos de propagação acústica, a simulação do modelo que utiliza o método dos modos normais e uma montagem experimental. Os modelos de propagação acústica existentes podem ser utilizados para ambientes de águas rasas e águas profundas, observando-se características distintas entre os mesmos. Os resultados obtidos a partir da simulação computacional e do experimento apresentam bons resultados, se comparados com a literatura.

**Palavras-chave:** Acústica submarina, modelos de propagação, águas rasas.

## **ABSTRACT**

Underwater acoustics in marine environments of great depth has developed enough in communications and defense. Regarding the research related to acoustic propagation in low depth, like rivers for example, this is less developed, especially in Brazil. Due to the great difficulty of observation, because of turbid water in rivers environment, underwater acoustics in shallow water should be seen as an alternative to it can be made from the river bottom evaluation, checking the existence of some other object normal composition of his bed. This paper makes a study of some acoustic propagation model, the simulation model using the method of the normal modes and an experimental setup. Existing acoustic propagation models can be used for shallow water environments and deep waters, observing distinctive characteristics. The results obtained from computer simulation and experiment show good results compared to literature.

**Key-words:** Underwater Acoustics, Propagation Model's, Shallow Water

# **1 – INTRODUÇÃO**

## **1.1 – Contextualização**

O desenvolvimento de pesquisas na área de acústica subaquática tem sido muito importante para várias aplicações nas áreas militares, assim como nas áreas de hidrografia, biologia e engenharia, entre outras.

O sistema auditivo é o principal mecanismo de interação de alguns animais com o meio, sendo utilizado, por exemplo, na comunicação, na busca de presas e na navegação. O ruído resultante de diversas atividades realizadas pelo homem, em ambiente subaquático, pode afetar a vida marinha de diversas formas e é por isso que este parâmetro é normalmente considerado relevante na avaliação de impactos ambientais de projetos desenvolvidos em ambiente subaquático.

O estudo de parâmetros hidrológicos em rios, canais e outros cursos de água tem sido objeto de estudo, dada a importância econômica destes elementos geográficos que ocorrem naturalmente ou em função de intervenção humana. Entretanto, a utilização de parâmetros acústicos para o estudo de fenômenos físicos em meio aquático é muito recente e necessita ainda de esforço considerável em pesquisa. Além disso, a maioria das pesquisas têm sido direcionadas principalmente para aplicações oceânicas, e em particular, para a indústria do petróleo ou aplicações militares.

## **1.2 – Justificativa e Relevância**

Uma pequena quantidade de estudos em acústica subaquática tem sido realizada para estudo de mamíferos marinhos, e uma pequena parcela direcionada para o estudo de outras formas de vida, particularmente peixes. Este estudo, porém, pouco considera as condições específicas de cursos de água fluviais, objeto de estudo de alguns poucos pesquisadores no mundo. No Brasil este estudo é virtualmente inexistente, com alguns poucos trabalhos realizados

principalmente pela UFMG, notadamente na área de comportamento animal de espécies que vivem em regiões ribeirinhas.

Nesse contexto, a motivação desta tese está ancorada na perspectiva de permitir a organização de estudos envolvendo acústica subaquática em ambientes considerados de pouca profundidade e de obter resultados de simulações e experimentos que forneçam dados a partir de hidrofones e sensores de efeito Doppler, capazes de avaliar parâmetros hidrológicos a partir da análise de parâmetros acústicos. Neste trabalho, os resultados foram gerados a partir de uma rede específica de validação por receptores ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) e por medições usando um hidrofones posicionado em um canal, com e sem obstáculos. Provavelmente, esta foi a primeira rede a ser instalada com esse objetivo específico, não sendo encontrados na literatura especializada registros da existência de outras redes com a finalidade de validação de acústica subaquática em ambientes pouco profundos em águas no Brasil.

### **1.3 – Objetivos**

#### **1.3.1 – Objetivo Geral**

O presente estudo tem como objetivo apresentar modelos de propagação acústica subaquática em ambientes considerados pouco profundos, validando-os com experimentos realizados em laboratório.

#### **1.3.2 – Objetivos Específicos**

Apresentar uma organização da teoria já elaborada na área de Acústica Subaquática e demonstrar que esta pode ser aplicada a ambientes fluviais, validando com isso os experimentos a partir de simulações e experimentos realizados em um canal com e sem obstáculos. Mais especificamente, correlacionar os resultados obtidos da análise da propagação de ondas mecânicas em ambientes subaquáticos aos utilizados em avaliações convencionais de escoamentos.

Para alcançar o objetivo proposto, foram estabelecidas as seguintes etapas:

- Revisão bibliográfica sobre a teoria de acústica subaquática desenvolvida para ambientes marinhos;
- Simulações através do pacote AcTup, em MatLab para diversas situações de propagação em ambientes pouco profundos;
- Realização de experimentos de medições usando receptores ADCPs e hidrofones para aquisição de dados visando a validação deste procedimento para aplicação em procedimentos onde não é viável a utilização dos procedimentos convencionais.

#### **1.4 – Contribuições Adicionais do Presente Trabalho**

Algumas das contribuições técnico científicas que devem ser proporcionadas com o presente estudo são:

1. Fornecer um melhor entendimento e descrição dos mecanismos de geração de ondas sonoras em sistemas de água doce, visando sua posterior aplicação nestes sistemas;
2. Estabelecer uma metodologia nova de estudo para o item anterior que permita a correlação de parâmetros fluídicos aos acústicos;
3. Determinar a influência de aspectos construtivos em sistemas construídos pelo homem, favorecendo assim o projeto de sistemas como canais de passagem de peixes em usinas hidroelétricas;
4. Estabelecer modelos básicos para os itens anteriores, visando sua implementação computacional;
5. Avaliar novas técnicas que possibilitem o estabelecimento e a filtragem do ruído de fundo em aplicações subaquáticas de água doce, pois existe uma grande dificuldade na estimativa do ruído de fundo.

## **2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA**

### **2.1 – Um breve histórico sobre a Acústica Submarina**

A acústica oceânica é a ciência que estuda a propagação do som no mar e abrange não somente o estudo da propagação do som, mas também o seu mascaramento pelos fenômenos acústicos de interferência (MAIA, 2010). Muitos dos conceitos aplicados para o ambiente marítimo são aplicados também para rios.

A acústica em águas rasas é uma área de pesquisa muito ativa da acústica subaquática, tanto nas plataformas continentais quanto nas áreas de encostas e tem grande importância econômica, social e militar.

Uma das propriedades mais importantes dos oceanos, como meio de propagação de ondas sonoras, é a sua alta sensibilidade à propagação de sinais acústicos com frequências na faixa de 1 Hz a 20 kHz que, diferentemente da radiação eletromagnética, permitem reunir uma quantidade significativa de informação sobre o meio marinho (RODRÍGUEZ, 1995). Outra razão para o interesse prático da propagação acústica no oceano é a distância que o som pode se propagar, chegando a várias centenas de quilômetros.

Algumas propriedades do fundo do mar, tais como as velocidades, as atenuações das ondas compressoriais (quando o meio é constantemente comprimido e distendido) e as densidades, entre outras, contribuem para a propagação em águas rasas de forma significativa, instigando o interesse em realizar a estimativa quantitativa de seus valores.

Os modelos acústicos subaquáticos têm como objetivo fundamental simular, numa grande variedade de casos, a propagação da onda acústica, possibilitando assim a predição das características mais importantes deste fenômeno. Esses modelos possuem, no entanto, uma série de limitações que podem estar relacionadas à descrição do meio em questão (variação da profundidade, caracterização dos meios em duas ou três dimensões, etc.) ou à descrição da dispersão, que pode ser originada por diversas razões, como por exemplo, irregularidades na superfície e presença de substâncias de origem natural ou

artificial, etc.

Após a 2ª Guerra Mundial, várias pesquisas na área de acústica em águas rasas foram e continuam sendo desenvolvidas até os dias atuais. As pesquisas iniciais foram bastante motivadas por recursos oriundos da área militar, principalmente da área de defesa naval (KATSNELSON, 2012). O desenvolvimento de equipamentos de guerra antissubmarina (direcionada em conter as ameaças submarinas) e minas subaquáticas têm sido objeto de estudos que são particularmente importantes em ambientes considerados de águas rasas. Mas o desenvolvimento de equipamentos de defesa, maior aplicação para acústica em águas rasas, não é a única, questões relacionadas a ciências básicas de pesquisa em biologia (mamíferos marinhos e peixes), geologia (propriedades do leito e mapeamento), e oceanografia física (temperatura e outras medições) também são realizadas a partir de usos de técnicas de acústica em águas rasas. Além disso, aplicações comerciais e industriais (navegações e explorações petrolíferas) também utilizam os conceitos de propagação sonora subaquática em águas rasas.

O “nascimento” dos estudos de acústica em águas rasas, como uma subárea da acústica oceânica, ocorreu em 1948, segundo vários pesquisadores, com a publicação do artigo de Pekeris sobre um modelo matemático para propagação sonora em águas rasas: o método dos Modos Normais. Porém essa informação não é muito correta, pois o este artigo é na verdade, a junção de trabalhos previamente classificados que foram feitos durante a segunda guerra mundial (LYNCH, 2011).

O surgimento real da acústica em águas rasas ocorreu no início da segunda guerra mundial, quando engenheiros de sonares (instrumentos de navegação e determinação de distância pelo som) descobriram que bandas de sinais em águas rasas, tais como as provenientes de explosões, tinham uma estranha curva de dispersão de frequências (as baixas frequências chegavam primeiro, seguidas pelas altas e médias frequências) e que eles não poderiam desenvolver um modelo “bem comportado” para essa dispersão de bandas de sinais, fazendo-se uso da teoria de raios.

Além do modelo apresentado por Pekeris, havia apenas poucos trabalhos que apresentavam unicamente estudos para a área de acústica de águas rasas, no período logo após a segunda guerra mundial até 1970 (KATSNELSON, 2012). As técnicas de medição e as tecnologias utilizadas foram basicamente as mesmas usadas em estudos para águas profundas, alterando-se apenas os conceitos usados, para diferentes profundidades.

A distinção entre águas rasas e águas profundas é imprecisa, e muitas vezes depende da aplicação particular desse conceito. Em uma definição comum, águas rasas compreende as áreas do oceano que recobrem as prateleiras continentais. Isto é equivalente a definir aproximadamente essas áreas com profundidades superficiais com cerca de 200m. Outra definição, requer que a proporção entre a profundidade da coluna d'água e o comprimento de onda acústico seja "relativamente pequeno" - geralmente, menor que 10. Para aplicações acústicas essas definições são insatisfatórias, uma vez que excluem algumas condições importantes. (ALI, 1993)

Um discriminante mais quantitativo baseia-se na demarcação entre o tratamento com raios e tratamento modo normal de propagação acústica. Em particular, em termos da distância ( $r$ ), da profundidade da água ( $H$ ), e do comprimento de onda acústica ( $\lambda$ ), a expressão,  $r = H^2 / \lambda$  define um intervalo crítico abaixo do qual o tratamento com raios  $i$ , mais usual e acima do qual o tratamento modal é preferível. Uma vez que, falando livremente, a divisão raio / modo tende a dividir a profundidade de águas rasas, a expressão acima também define uma profundidade ( $H = \sqrt{\lambda r}$ ) abaixo da qual a água pode ser considerada como acusticamente rasa. Apesar de "melhor" do que as definições anteriores, esta, também, não é uma definição perfeita, pois equivale a equacionar a propagação águas rasas com um modo de propagação, uma identificação que não é sempre válida. Na falta de uma inequívoca definição quantitativa de águas rasas, uma compreensão qualitativa terá de ser suficiente. Uma vez que a proximidade entre os limites da superfície e do fundo é um fator essencial para definir o comportamento da acústica de águas rasas, ou "propagação de águas rasas", este deverá ser considerado para implicar uma interação significativa do campo

acústico com os limites. (ALI, 1993)

Com os conceitos apresentados anteriormente em mente, uma série de características bem conhecidas da acústica de águas rasas tornam-se intuitivamente óbvias. A proximidade do fundo exclui os caminhos de propagação de longo alcance, como a zona de convergência e de salto baixo, que são viabilizadas em águas profundas pelo gradiente de velocidade do som positivo em maiores profundidades. Em primeiro lugar, a profundidade da água limitada, geralmente, impede caminhos transmitidos pela água refratada profunda. Além disso, as interações repetidas resultam no final em perda significativa devido à atenuação, limitando seriamente a propagação de longo alcance. O efeito do perfil de som velocidade é, portanto, geralmente menos importante em águas rasas do que em águas profundas, que faz, mesmo assim, determinar a probabilidade de interação inferior. Um gradiente negativo no perfil de som de velocidade, típico de condições de verão, geralmente leva a uma maior probabilidade de interação inferior e, portanto, a maiores perdas inferiores. Como resultado, as perdas de transmissão de trajetos de propagação idênticas em águas rasas são significativamente maiores no verão do que no inverno. (ALI, 1993)

Outra definição que caracteriza um ambiente subaquático ser considerado um ambiente de águas rasas, é quando existem numerosos encontros dos raios acústicos com a superfície e o fundo. Esse ambiente é fortemente dependente da frequência. Uma parte da energia acústica se propaga e outra parte permanece efetivamente presa no “duto” de águas rasas, formado entre a superfície e o fundo.

A década de 1970 representa um ponto de interrupção em pesquisas para muitas áreas da ciência e também nas áreas tecnológicas, devido principalmente a dois motivos: o desenvolvimento de computadores e satélites. Na área computacional, os *mainframes* (computadores de grande porte capazes de realizar processamento de dados complexos) haviam atingido tamanho, desenvolvimento e disponibilidade capazes de permitir que a maioria dos pesquisadores realizassem cálculos complexos, dentre eles, o desenvolvimento de importantes modelos numéricos de propagação acústica no oceano. Além disso, a criação dos computadores pessoais, no fim da década de 1970, permitiu a incorporação de

dispositivos de gravação e processamento de dados portáteis, que puderam ser usados em medições oceânicas, facilitando o desenvolvimento de experimentos realizados *in loco*.

Até meados de 1970, praticamente toda a coleta de dados oceanográficos era feita localmente (*in situ*). Essa técnica se caracteriza pela aquisição de dados por meio de instrumentos mecânicos, como por exemplo, garrafas de Niskin e garrafas de Nansen (utilizadas para a coleta de água do mar em diversas profundidades, de forma espaçada, permitindo a análise química das amostras), Batitermógrafos (permitem registrar a pressão hidrostática e as variações de temperatura à medida que desce ao longo da coluna de água) ou instrumentos eletrônicos, como por exemplo, Termistores (dispositivos elétricos que têm a sua resistência elétrica alterada termicamente), ADCPs (Acoustic Doppler Current Profiler - utilizados para medir a velocidade e a corrente de água num determinado intervalo de profundidade), que são presos a um cabo, e descem, por força da gravidade, adquirindo uma série de medidas (dados) verticais, em cada ponto de parada do navio (POLITO et al, 2003). Após essa época, com a revolução dos satélites, surge então a oceanografia via satélite, que utiliza os radares SAR (Radar de Abertura Sintética - capaz de processar a medição do tempo e da fase do sinal retroespalhado, e de sua amplitude) acoplados a aeronaves ou a outros satélites, que permitiam, por exemplo, a localização de alvos e a realização de medições. Além disso, passaram a serem utilizados Satélites Altimétricos (transmite sinais permanentes com alta frequência à Terra, e recebe o eco da superfície do mar) e Satélites de Dispersão, que fornecem imagens de temperatura da superfície do oceano e a posição de correntes, ondas e redemoinhos. Em geral, esses avanços tecnológicos foram importantes para o desenvolvimento da acústica oceânica.

No início dos anos 70, já existiam programas que utilizavam o método de raios e o método dos modos normais, que tiveram melhorias a partir do desenvolvimento e uso dos computadores pessoais. Experimentalmente, iniciou-se a utilização de malhas contendo um grande número de hidrofones (transdutores de som para eletricidade para utilização na água ou outros líquidos que permite a

escuta de sons debaixo de água). Foram realizadas também pesquisas na área de geologia do fundo do oceano, contribuindo na área de acústica com a descrição dos perfis de sedimentos contidos no leito oceânico.

A partir do desenvolvimento de computadores mais rápidos e o desenvolvimento de tecnologias baseadas em FFT (Transformada Rápida de Fourier), foram desenvolvidas técnicas computacionais mais apuradas. O programa de campo rápido "Fast Field Program" (Técnica computacional desenvolvida originalmente para a previsão de propagação de ondas acústicas no mar), desenvolvido por Kutschale (1973) e, posteriormente melhorado passando a considerar a integração com o número de onda, forneceu uma forma de onda completa extremamente rápida, capaz de calcular campos acústicos em camadas onde os meios continham algumas restrições, isto é, camadas que incluíam nos meios a rugosidade e o cisalhamento. Outra abordagem teórica revolucionária, que inclui um código de cálculo desenvolvido por Tappert (1977), foi o algoritmo baseado em equações parabólicas (PE – Parabolic Equations), que proporcionou a solução completa da equação de onda, considerando a dependência da refratividade (diferença entre o índice de refração de uma substância, considerando-se um comprimento determinado de onda, e a unidade) com a distância e as irregularidades do meio. O método baseado nas equações parabólicas consiste na utilização de uma equação parabólica, obtida através da utilização de operadores, para substituir a Equação de Helmholtz. A energia retroespalhada é desconsiderada neste método.

Esta abordagem utiliza a FFT para encontrar uma solução inicial para várias medidas em um tempo muito curto e fazer cálculos tridimensionais por meio de uma série de cortes em 2D (os chamados N por 2D). Os programas de campo rápido, que são uma avaliação da transformada integral de Hankel do número de onda, foram imediatamente utilizados para águas rasas. As equações parabólicas (PE), que consideravam apenas ângulos pequenos, eram primeiramente usadas em águas profundas. No entanto, algumas aproximações com ângulos maiores, estenderam rapidamente a técnica para uma grande variedade de ângulos, necessários para a acústica de águas rasas. Dentre essas aproximações destaca-

se a classe dos aproximantes de Padé, ou aproximação de Padé, que é a representação aproximada de uma função por funções racionais. Com efeito, as equações parabólicas podem acomodar o modo de acoplamento, difração, e muitos outros efeitos de espalhamento complexos e, além disso, é uma das ferramentas de computação mais utilizada em campo acústica de águas rasas. Também na década de 1970 foi desenvolvida outra ferramenta computacional 3D denominada "modos verticais e raios horizontais", técnica de Barridge e Weinberg (1977). No entanto, como os cálculos 3D surgiram um pouco à frente de seu tempo, na década de 1970, esta ferramenta foi ignorada durante muitos anos, mas atualmente é uma ferramenta comum para os pesquisadores.

Além do desenvolvimento de softwares acústicos, alguns modelos regionais avançados de oceanografia física também foram desenvolvidos, com a promessa de fornecer entradas de dados ambientais cruciais para a acústica. A solução das equações não-lineares de Navier-Stokes com condições de contorno complicadas tem sido um desafio técnico por vários anos. Os modelos de águas rasas no oceano eram muitas vezes integrados com a profundidade e, portanto, não eram realmente úteis para a acústica marítima, mas indicaram um começo para os estudos, que seguiam na direção certa.

As imagens de satélite permitiram uma visualização completamente nova do oceano, mas três entidades oceanográficas especialmente destacaram-se na acústica em águas rasas: as frentes, os redemoinhos e o campo interno de onda, particularmente o campo interno de onda não-linear. As forças e estruturas 3D desses recursos teriam que ser determinadas por observações *in situ*, mas suas existências e frequências eram evidentes nas imagens de satélite.

As conquistas na área de acústica oceânica durante esse período, incluindo águas rasas, foram resumidas em muitos trabalhos. Entre eles, estão os trabalhos sobre acústica oceânica de De Santo (1979), propagação de ondas e acústica submarina, Keller e Papadakis (1977) e acústica do mar, Brekhovskikh (1974).

Por volta de 1985, os eventos políticos e técnicos ocorridos, mudaram o foco das pesquisas em acústica submarina, tornando a pesquisa em águas rasas mais intensa. Com a diminuição da força da Guerra Fria, as pesquisas em águas

profundas diminuíram nos EUA, Rússia e China, aumentando com isso, a pesquisa em águas rasas.

Durante esse período, os pesquisadores chineses realizaram uma quantidade significativa de pesquisa no Mar Amarelo, com especial atenção para a influência da dinâmica oceânica. Estes experimentos anunciaram o início global de um período bastante intenso de experimentação em águas rasas que se concentrou em não apenas na questão da oceanografia específica mencionada acima, mas também na interação inferior e inversão de processamento de sinais em águas rasas, e até mesmo na biologia marinha. Este período foi caracterizado não só pela sua atividade, mas também por sua natureza intensamente interdisciplinar, uma evolução positiva, que permitiu o uso da acústica de águas rasas para explicar as causas de estruturas observadas nos dados acústicos, e não apenas para relatá-las e catalogá-las.

A Rússia continuou realizando alguns experimentos, embora em menor número do que durante a Guerra Fria, com ênfase em pesquisa da onda interna, e se concentrando na área de baixo modo de propagação acústica, em determinadas áreas do Mar de Barents e em camadas no Mar do Japão.

A interação com o fundo tem sido sempre uma preocupação primordial para a acústica de águas rasas e a área de águas rasas com "inversão de fundo", tem recebido muita atenção por parte de pesquisadores norte-americanos e europeus. Alguns experimentos demonstraram novos métodos para obtenção das propriedades do fundo com base em dados acústicos.

Os estudos experimentais desempenham um papel crucial, assim como em outros ramos da acústica e na física como um todo. Em muitos aspectos, isso é causado pela variabilidade muito forte do meio na plataforma continental e suas margens. Quantificar o meio fortemente anisotrópico, não homogêneo, e variáveis no tempo que a acústica em águas rasas envolve, é um grande desafio.

## **2.2 – Campos de Aplicação da Acústica Submarina**

Segundo Etter (2002), os campos de aplicação da acústica submarina são os seguintes: Operações Navais, Indústria, Oceanografia Operacional, Sensoriamento Inverso dos Oceanos, Sistemas de Monitoramento da fauna subaquática.

### **2.2.1 – Operações Navais**

O emprego efetivo da acústica submarina, no campo militar, iniciou-se a cerca de oito décadas atrás, com o desenvolvimento dos transdutores para as minas de pressão. Posteriormente, foram implementadas as minas acústicas, as medidas de varredura, a detecção passiva, os torpedos ativos e passivos, os localizadores de objetos submersos, as sonobóias e os telefones submarinos, por exemplo.

Com o aprimoramento técnico das operações navais, tanto militares quanto de caráter comercial e científico, fez-se necessária à coleta de dados meteorológicos e oceanográficos a fim de se viabilizar uma boa previsão do desempenho dos equipamentos sonares. Surgiram assim os sistemas de previsão de alcance sonar, constituídos de modelos acústicos, atmosféricos e oceanográficos. A maior vantagem destes sistemas foi a drástica redução na necessidade de realização de medições diretas dos parâmetros ambientais no campo de operações, a exemplo das operações de guerra anti-submarino e da operação de veículos submarinos autônomos e dos não tripulados, AUV (Autonomous Underwater Vehicle) e UUV (Unmanned Undersea Vehicle), respectivamente, equipados com sonares compactos.

### **2.2.2 – Indústrias OFFSHORE**

Neste campo, destacam-se as seguintes aplicações:

- Medições de corrente, vazão e concentração de sedimentos pelo Perfilador

Acústico Doppler de Correntes: ADCP (*Acoustic Doppler Current Profiler*);

- Localização de obstáculos pelos AUV e UUV;
- Localização de cardumes;
- Sistemas de comunicação para mergulhadores;
- Ecobatímetros para sondagens batimétricas;
- Sonares para mapeamento topográfico do relevo submarino (*side-scanning sonars*) e etc.

Das indústrias offshore, as que mais evoluíram foram as empresas do setor petrolífero, com o desenvolvimento de sofisticadas tecnologias em prospecção geofísica, sistemas acústicos de controle remoto de veículos submarinos, instalação de equipamentos e construções submarinas.

### **2.2.3 – Oceanografia Operacional**

Dentre as diversas atividades que caracterizam a oceanografia operacional destacam-se:

- Medições de parâmetros ambientais rotineiros e sistemáticos dos oceanos e atmosfera;
- Tratamento, modelagem, simulação, análise e interpretação desses dados para geração de informações; e
- Rápida disseminação dessas informações para os usuários.

### **2.2.4 – Sensoriamento Inverso dos Oceanos**

Muitas informações úteis sobre o oceano podem ser obtidas por meio de medições indiretas ou inversas da propagação sonora. O objetivo dos métodos inversos é extrair informações do meio, pela comparação entre as medições diretas e os resultados obtidos por meio dos modelos acústicos teóricos.

Essas técnicas têm sido utilizadas em várias áreas da geofísica, incluindo a sísmica, a meteorologia e a oceanografia. Dentre elas, destaca-se a tomografia acústica, que é uma técnica que gera mapeamentos de imagens, a partir de

inversões de medições diretas, obtidas em várias seções de um volume, a fim de se inferir as propriedades físicas do mesmo. Estas propriedades incluem a velocidade do som numa coluna d'água e a rugosidade da superfície e do fundo.

Na Tabela 2.1 são descritas algumas técnicas de inversão, baseadas em modelos de propagação e os seus respectivos objetivos.

Tabela 2.1 – Técnicas inversas de sensoriamento acústico

<b>Propagação</b>
Processamento Matched Field ( <i>campo casado</i> ): - Localização de fontes; e - Caracterização do ambiente marinho.
Tomografia Acústica: - Campo de densidades ( <i>correntes e vórtices</i> ); e - temperatura ( <i>monitoração climática</i> ).
Dedução Geoacústica: - Parâmetros dos sedimentos; e - Características do espalhamento no fundo.

**Fonte: Etter (2002)**

### **2.2.5 – Sistemas de monitoramento da fauna subaquática**

A acústica subaquática também é bastante utilizada na perspectiva de se criar sistemas simples, eficazes e de baixo custo para solucionar alguns problemas ambientais. Dentre esses problemas, estão a mortandade de peixes em turbinas hidráulicas, seja em usinas hidrelétricas ou canais para abastecimento de água, que é um problema a ser enfrentado em diferentes setores no mundo inteiro. Em função disso, observa-se o avanço em linhas de pesquisa que visam o desenvolvimento de barreiras acústicas que atuam sobre o comportamento das diferentes espécies de peixes. Pode-se destacar o trabalho intitulado “*Estudo de Sistemas para Repulsão de Peixes como Alternativas de Mitigação do Impacto Ambiental em Usinas Hidrelétricas e Canais para Abastecimento de Água*” (SILVA, 2010), desenvolvido junto ao Centro de Pesquisas Hidráulicas e de Recursos

Hídricos (CPH) da Universidade Federal de Minas Gerais – UFMG e ao Fisheries and Wildlife Group, US Bureau of Reclamation (USBR) – Denver Office, CO, EUA. Neste trabalho foram desenvolvidos testes em laboratório para se avaliar o potencial uso da luz estroboscópica, cortina de bolhas e substâncias de alarme como sistemas para repulsão de peixes de áreas de riscos em usinas hidrelétricas e canais para abastecimento de água.

### **3 – TEORIA DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS**

#### **3.1 – Ondas Sonoras**

As ondas sonoras são formadas pela variação da pressão ou da velocidade das moléculas do meio no qual o som se propaga. O som é energia transmitida através da colisão das moléculas do meio, uma contra as outras, o que caracteriza uma onda mecânica. Portanto, o som pode ser representado por uma série de compressões e rarefações do meio em que se propaga, a partir de uma fonte sonora (GERGES, 1992).

Nessa transmissão que caracteriza uma onda mecânica como o som, não há, portanto, deslocamento permanente de moléculas. Nesse caso, há apenas transmissão de energia e não transferência de matéria. Há casos onde pode ocorrer transmissão de matéria por meio de ondas sonoras, mas esses casos não são considerados neste trabalho.

Para se entender a transmissão de energia por meio de ondas sonoras pode-se comparar esse evento com objetos flutuando em um lago com água bem calma. Quando uma pedra é atirada no lago, ou seja, quando uma onda sonora é gerada, esta provoca uma perturbação que irá ocasionar ondas que fazem os objetos no lago se deslocarem apenas na vertical, com movimento de sobe e desce, sem serem levados por tais ondas. Essa taxa de ocorrência da flutuação completa de pressão dos objetos é conhecida como frequência. É dada em ciclos por segundo ( $s^{-1}$ ), denominado no S.I. por Hertz ( $Hz$ ). Essa amplitude de pressão acústica  $P(t)$  refere-se à magnitude de pressão total  $P_t(t)$  em comparação com uma pressão de referência  $P_0$ .

$$P(t) = P_t(t) - P_0 \quad (3.1)$$

### 3.2 – Velocidade do som em fluidos

Ondas acústicas propagam-se através do meio líquido e a sua velocidade  $c$  é definida pela raiz quadrada da primeira derivada da pressão  $P$  em relação à densidade do fluido na qual se propaga:

$$c = \sqrt{\frac{\partial P}{\partial \rho}} \quad (3.2)$$

Como não há troca de calor entre as regiões de compressão e rarefação no processo termodinâmico do mecanismo de propagação de ondas acústicas, então ele é considerado um processo adiabático, ou seja, considerando-se desprezível as trocas de calor:

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = cte, \quad (3.3)$$

onde  $\gamma$  é a razão entre o calor específico do gás com pressão constante e o calor específico do gás com volume constante. A partir da derivada parcial da Equação 3.3 obtém-se:

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = \frac{\gamma P}{\rho}. \quad (3.4)$$

Introduzindo o valor de  $\frac{\partial P}{\partial \rho}$  na condição de equilíbrio, no ponto  $(P, \rho)$ , na Equação

3.4, obtém-se:

$$c^2 = \frac{\gamma P}{\rho}. \quad (3.5)$$

A partir da definição de velocidade de onda, dada pela Equação 3.2, pode-se identificar que existe uma relação entre pressão e densidade que define a velocidade. Para líquidos esta relação pode ser encontrada com o desvendamento da compressibilidade  $K$ :

$$K = -\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dP}, \quad (3.6)$$

onde  $V$  é o volume específico e é igual a  $\frac{1}{\rho}$ . A velocidade de onda em líquidos pode ser definida:

$$c = \left( \frac{1}{\rho_a K} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.7)$$

A velocidade do som na água pura é de 1430 m/s.

### 3.3 – Velocidade do som em águas marinhas

A velocidade de propagação do som em fluidos é uma função da temperatura e pressão do meio. Um fator adicional em propagação de ondas sonoras em oceanos é a salinidade. Kinsler et al. (2000) detalharam uma vasta quantidade de medidas laboratoriais da velocidade de propagação do som em águas com diferentes salinidades, temperaturas e pressões. A partir destes experimentos, foi formulada uma elaborada equação empírica para descrever o fenômeno de propagação do som em águas oceânicas. Uma razoável aproximação dessa equação pode ser escrita como:

$$c(\varphi, S, t) = 1449,05 + 45,7t - 5,21t^3 + (1,333 - 0,126t + 0,009t^2)(S - 35) + \Delta\varphi. \quad (3.8)$$

A velocidade acima é para uma latitude de  $45^\circ$ . No caso de se considerar outras latitudes, a variável  $\varphi$  deve ser substituída por  $\varphi(1-0,0026\cos\phi)$ , onde:  $\phi$  é a latitude em radianos [rad];  $\varphi$  é a profundidade em metros [m];  $t = \frac{T}{10}$ , onde T é a temperatura em graus Celsius [ $^\circ\text{C}$ ] e S é a salinidade representada em partes por milhão [ppt]

Combinando-se a Equação 3.6 com a correção de latitude, percebe-se um desvio padrão de 0,06m/s na Equação 3.8, quando esta é aplicada a uma profundidade superior a 4 km em águas oceânicas, exceto pelo Mar Negro, Mar Mediterrâneo e Golfo Pérsico (Kinsler et al., 2000). Caso haja necessidade de um cálculo mais preciso de  $\Delta\varphi$ , então deve-se aplicar:

$$\Delta\varphi = (16,23 + 0,253t)\varphi + (0,213 - 0,1t)\varphi^2 + [0,0016 + 0,0002(S - 35)](S - 35)t\varphi. \quad (3.9)$$

A equação 3.9 é válida para todos os oceanos e apresenta, em profundidades superiores a 4km, um desvio padrão de 0,02 m/s.

Em muitos cálculos é utilizada a velocidade nominal de 1500 m/s, a qual é típica de águas rasas e latitudes médias. Junto com esta velocidade nominal está a impedância característica nominal  $\rho_0 c = 1,54 \times 10^6 \text{ Pa} \cdot \text{s} / \text{m}$ . Esses valores são valores práticos, para estudo e desenvolvimento das equações. Entretanto em cálculos onde há diferenças de velocidades é mais recomendado e mais preciso se utilizar as Equações 3.8 e 3.9.

### 3.4 – Nível de Intensidade Sonora – Escala deciBel (dB)

O nível de intensidade sonora relaciona a intensidade sonora de um som com a intensidade sonora do som mais fraco que conseguimos ouvir. As unidades utilizadas para quantificar o Nível Sonoro são o Bel (B), embora seja mais comum utilizar-se o deciBel (dB), que corresponde a um décimo do Bel.

A ordem de grandeza para se expressar o nível de pressão sonora é a escala logarítmica. Usa-se o logaritmo na base natural, base  $e$ , e denomina-se a divisão de escala  $\log_{10}$  de Bel. A variação dessa escala ocorre de Bel em Bel, sendo um Bel igual a  $\log_{10}$ , dois Bels igual a  $\log_{100}$  e assim sucessivamente. Como o Bel é um valor de escala muito grande, comumente usa-se sua subdivisão, o decibel. Um Bel é igual a 10 deciBels (GERGES, 1992).

Sendo 1 dB igual a  $10^{0,1} = 1,26$ , então a mudança de 1 dB corresponde a uma variação na intensidade de 1,26 vezes. Para um acréscimo de 3 dB:  $10^{0,3} = 1,99$ , verifica-se que a intensidade sonora praticamente dobra.

O Nível de intensidade sonora é definido com a sigla NI, dado pela equação:

$$NI = 10 \log \frac{I}{I_0}. \quad (3.10)$$

Sendo:

$I$  a intensidade acústica em  $\frac{W}{m^2}$ ,

$I_0$  a intensidade de referência =  $10^{-12} \frac{W}{m^2}$ .

A intensidade acústica é proporcional ao quadrado da pressão acústica, logo o nível de pressão sonora pode ser escrito como:

$$NPS = 10 \log \frac{P^2}{P_0^2} = 20 \log \frac{P}{P_0}. \quad (3.11)$$

Sendo:

$P_0$  a pressão de referência para o ar =  $2 \times 10^{-5} Pa$ ,

$P_0$  a pressão de referência para a água =  $1 \times 10^{-6} Pa$ .

Para um acréscimo de 6 dB no nível de pressão sonora tem-se o dobro da pressão sonora. Uma terceira grandeza pode ser relacionada, além de NPS e NI: o nível de potência sonora NWS definida por:

$$NWS = 10 \log \frac{W}{10^{-2}}. \quad (3.12)$$

Sendo:

$W$  é potência sonora [W],

$10^{-2}$  é a potência sonora de referência [W] análoga a intensidade  $I_0$ .

### 3.5 – Propagação do Som

As ondas sonoras originam-se por meio de vibrações no meio material em que vão se propagar. O som se propaga em todas as direções e por isso a onda sonora é conhecida como uma onda esférica, pois se propaga com a mesma velocidade em todas as direções, e é gerada a partir de uma fonte pontual. Essa teoria parece interessante e aceitável se não fosse por dois motivos que dificultam a propagação do som conforme o modelo apresentado: a presença de obstáculos na trajetória e gradientes de temperatura ao longo do caminho.

Ao encontrar obstáculos menores que seu comprimento de onda, uma onda não sofre efeito em sua trajetória. Caso o obstáculo seja comparável ao comprimento da onda, ocorre uma interferência. Para que a passagem de som seja impedida, devem ser colocadas barreiras perto da fonte com dimensões de três a cinco vezes o comprimento da onda do som propagado.

Quando superfícies sólidas vibram produzem excitações no ar ou na água gerando desta forma uma onda sonora. Ondas sonoras também podem ser geradas em todo processo que envolve flutuações de pressão. A fonte sonora pode ser apresentada como uma superfície vibrante, que para que se tenha uma boa eficiência acústica deverá ter dimensões bem maiores que o comprimento de onda. Sendo assim, alto-falantes diversos possuem diferentes tamanhos de caixas acústicas para cada faixa de frequência.

### 3.5.1 – Comportamento Elástico dos Fluidos

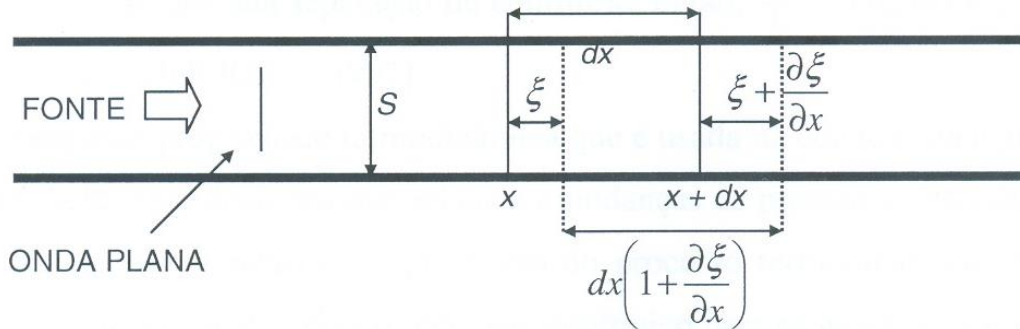
As ondas acústicas têm características semelhantes a ondas longitudinais propagadas ao longo de uma barra fina. Assim é possível deduzir uma equação de onda para propagação através de um meio fluido que está limitado às dimensões internas de um cilindro rígido.

Inicialmente, é necessário estabelecer uma relação entre as mudanças de pressão e as deformações do fluido. Pode-se deduzir a equação a partir de outra que expressa o princípio básico de conservação da massa envolvida.

Deve-se definir como partícula do meio um elemento de volume grande, contendo milhões de moléculas, que possa ser considerado como fluido contínuo. Também, suficientemente pequeno, ao ponto de certas variáveis acústicas, assim como a pressão, velocidade e densidade serem consideradas constantes nesse meio.

Para a análise que se segue não serão considerados os efeitos da força da gravidade e, portanto  $\rho$  e  $P_a$  podem ser considerados como valores uniformes através do meio, que deve ser considerado homogêneo, isotrópico e perfeitamente elástico, ou seja, sem forças dissipativas presentes (devidas à viscosidade ou perdas por condução de calor). A análise é limitada para ondas de pequenas amplitudes, uma vez que as mudanças de densidade são desprezíveis em relação ao seu valor de equilíbrio.

Na Figura 3.1 mostra-se a representação de uma onda ao se mover ao longo do eixo  $x$ , indicando que os planos seguintes de moléculas do fluido serão deslocados da sua posição de equilíbrio.



**Figura 3.1 – Passagem de onda sonora pelo deslocamento de fluido**

onde:

- $x$  Coordenada de posição de equilíbrio de partícula no meio;
- $u$  Velocidade da partícula;
- $\xi$  Deslocamento da partícula da posição de equilíbrio ao longo de  $x$ ;
- $\rho_1$  Densidade instantânea em qualquer ponto ao longo de  $x$ ;
- $\rho$  Densidade de equilíbrio constante do meio ao longo de  $x$ ;
- $s$  Condensação em qualquer ponto, definida como:  $s = \left( \frac{\rho_1 - \rho}{\rho} \right)$ ;

(3.13)

- $S$  Área da seção transversal;
- $P_t$  Pressão instantânea em qualquer ponto ao longo de  $x$ ;
- $P_a$  Pressão de equilíbrio constante do meio;
- $P$  Pressão em qualquer ponto, definida como:  $P = P_t - P_a$ ; (3.14)
- $c$  Velocidade de propagação da onda no meio;
- $\phi$  Velocidade potencial, sendo:  $u = \frac{\partial \phi}{\partial x}$  e  $P = -\rho \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)$ .

Os deslocamentos representados na Figura 3.1 são funções das coordenadas de posição e tempo, e podem ser representados pela função  $\xi(x, t)$ .

Pode-se deduzir a equação relacionando esses deslocamentos com as mudanças de densidade no meio ao se aplicar o princípio de conservação da massa do fluido. Aplica-se esse princípio para o fluido não perturbado contido entre

os planos posicionados em  $x$  e  $x+dx$ . A massa do elemento fluido selecionada é  $\rho \cdot S \cdot dx$ .

Admite-se que na passagem de uma onda sonora, o plano originalmente em  $x+dx$  é deslocado de uma distância  $\xi + \left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)dx$ . Nesse caso, o volume contido muda para  $S \cdot dx \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial x}\right)$ . Assim, a densidade do fluido contido entre os planos deverá ser alterada, de tal modo que a massa total possa permanecer intacta:

$$\rho_1 \cdot S \cdot dx \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial x}\right) = \rho \cdot S \cdot dx. \quad (3.15)$$

Pode-se substituir  $\rho_1$  por  $\rho(1+s)$  e cancelar o tempo comum  $\rho \cdot dx$ :

$$(1+s) \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial x}\right) = 1. \quad (3.16)$$

As mudanças na densidade e deslocamento são pequenas ao ponto de se desprezar o produto de  $s$  por  $\frac{\partial \xi}{\partial x}$  e a Equação 3.16 torna-se em:

$$s \cong -\frac{\partial \xi}{\partial x}. \quad (3.17)$$

A Equação 3.17 é conhecida, em dinâmica dos fluidos, como Equação da Continuidade. A partir da Equação 3.17 pode-se observar que, quando um plano de moléculas no fluido, à direita de um dado ponto, é deslocado mais para a direita do que um plano similar à esquerda de tal ponto, ou seja, quando esses dois planos são separados por uma distância maior que sua separação de equilíbrio, então,  $\frac{\partial \xi}{\partial x}$  é positiva e a densidade do fluido é diminuída (GERGES, 1992).

Outra propriedade termodinâmica que pode ser usada na dedução da equação da onda é a que relaciona mudanças na pressão e na densidade. Existem

várias relações, dependendo do processo termodinâmico. Um exemplo é a equação que descreve o processo isotérmico para gases perfeitos:

$$\frac{P_t}{P} = \left( \frac{\rho_1}{\rho} \right). \quad (3.18)$$

Para processos considerados adiabáticos, usa-se:

$$\frac{P_t}{P} = \left( \frac{\rho_1}{\rho} \right)^\gamma. \quad (3.19)$$

Considera-se que o processo adiabático é o mais adequado para expansões e compressões do pequeno elemento de volume  $S \cdot dx$  da Figura 3.1, quando esse é perturbado por ondas acústicas. Qualquer compressão do elemento de volume de fluido, por menor que seja, requer trabalho para acontecer, conseqüentemente esse trabalho é convertido em calor que gera um aumento de temperatura. Esse aumento só não ocorrerá se o processo for muito lento, coisa bastante improvável, e a energia escoar no fluido circundante.

Um fluido transmitindo ondas acústicas tem gradientes de temperatura, entre as partes adjacentes do fluido comprimidas e expandidas, relativamente pequenos. Sendo assim, pouca energia sob a forma de calor sai antes que cesse a compressão. Sob tais circunstâncias o processo termodinâmico pode ser dito adiabático. Logo, admite-se que esse processo é o mais adequado para descrever mudanças de pressões acústicas e densidade nos fluidos.

Para generalizar a dedução das equações para todos os fluidos, sejam eles líquidos, gases reais ou perfeitos, considera-se a seguinte relação, variação entre pressão e densidade:

$$dP = \left( \frac{dP}{d\rho} \right) d\rho. \quad (3.20)$$

Sendo:  $\frac{dP}{d\rho}$  é a inclinação no ponto de coordenadas  $P$  e  $\rho$  de diagrama adiabático ( $P \times \rho$ ).

Pode-se substituir a mudança incremental da pressão total  $dP$  pela pressão acústica  $P$  e a mudança incremental da densidade  $d\rho$  por  $s\rho$ , caso haja pequenas mudanças que ocorrem em ondas acústicas, assim como Equação 3.13. Assim,

$$P = \left( \frac{dP}{d\rho} \right) \rho \cdot s. \quad (3.21)$$

Substituindo-se a Equação 3.2 na Equação 3.21, obtém-se:

$$P = c^2 \cdot \rho \cdot s. \quad (3.22)$$

A Equação 3.22 é uma expressão importante, relacionando pressão acústica  $P$  e condensação  $s$ . Assim, pode-se substituir  $s$  pelo seu equivalente  $-\frac{\partial \xi}{\partial x}$  e obter:

$$P = -\rho \cdot c^2 \cdot \left( \frac{\partial \xi}{\partial x} \right). \quad (3.23)$$

### 3.5.2 – Equação da Onda Plana

O meio fluido ao se deformar conforme apresentado na última seção, faz com que as pressões nas duas faces do elemento de volume  $S \cdot dx$  sejam levemente diferentes, gerando assim uma força resultante que deve acelerar o elemento. Sendo a força externa que age em cada face igual ao produto da pressão pela área da face, a força resultante sobre  $S \cdot dx$  na direção  $x$  é dada por:

$$dP_x = \left[ P - \left( P + \frac{\partial P}{\partial x} dx \right) \right] \cdot S = - \left( \frac{\partial P}{\partial x} \right) dx \cdot S. \quad (3.24)$$

Apenas o gradiente de pressão  $\frac{\partial P}{\partial x}$  da pressão acústica é importante na produção da força resultante sobre o elemento de volume. Na dedução da Equação 3.24 foram ignoradas as forças causadas pela pressão de equilíbrio  $P_a$ , uma vez que elas se cancelam.

Fazendo-se a força resultante igual ao produto da massa do elemento  $S$  pela sua aceleração, pode-se obter:

$$-\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right) = \rho \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}\right). \quad (3.25)$$

Pode-se combinar a Equação 3.25 com a Equação 3.23 para eliminar  $P$  ou  $\xi$ , obtendo-se:

$$\left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}\right) = c^2 \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}\right), \quad (3.26)$$

e

$$\left(\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}\right) = c^2 \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2}\right). \quad (3.27)$$

As Equações 3.26 e 3.27 são as duas formas da equação da onda acústica plana. Pode-se deduzir equações similares que se aplicam para variáveis acústicas como velocidade da partícula  $u$  e  $s$ . Uma vez que esta solução foi obtida, com apenas  $P$  ou  $\xi$ , o comportamento das outras variáveis acústicas pode ser obtido usando as relações já desenvolvidas anteriormente, como por exemplo (KINSLER, 2000):

$$P = -\rho \cdot c^2 \cdot \left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right). \quad (3.28)$$

$$s = -\left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right). \quad (3.29)$$

$$u = \left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right). \quad (3.30)$$

Um pequeno elemento de volume pode ser tratado como uma unidade imutável, mesmo que o fluido não seja constituído por moléculas que conservam sua posição média fixas no meio, como se supõe na dedução da equação de onda. Essas moléculas estão em constante movimento, com velocidade média maiores do que qualquer velocidade de partícula associada com o movimento de onda, mesmo o fluido como um todo estando parado.

Ele pode ser tratado como unidade imutável, pois as moléculas que saem de seus limites são substituídas por outras, em mesma quantidade e com propriedades idênticas à média geral, mantendo assim, as propriedades macroscópicas desse elemento.

### 3.5.3 – Solução Harmônica da Equação da onda plana

A solução geral da Equação 3.27 é dada por:

$$P = F_1(ct - x) + F_2(ct + x). \quad (3.31)$$

Sendo  $c$  a velocidade de propagação da onda. O tipo mais importante de solução é aquele que expressa a pressão sonora como função de ondas harmônicas sob forma complexa:

$$P = Ae^{i(\omega t - kx)} + Be^{i(\omega t + kx)}. \quad (3.32)$$

Sendo  $A$  a amplitude complexa de pressão sonora de uma onda plana com frequência  $\omega$  e número de onda  $k$ , propagando-se no sentido positivo de  $x$  com velocidade  $c$  e  $B$  a amplitude da onda propagando-se no sentido negativo de  $x$ .

A Equação 3.32 pode ser dividida em duas:

$$P_+ = Ae^{i(\omega t - kx)}. \quad (3.33)$$

$$P_- = Be^{i(\omega t + kx)}. \quad (3.34)$$

A velocidade da partícula, a condensação e o deslocamento relativos às ondas  $P_+$  e  $P_-$  são dados respectivamente por:

$$u_+ = \frac{A}{\rho c} e^{i(\omega t - kx)}. \quad (3.35)$$

$$u_- = -\frac{B}{\rho c} e^{i(\omega t + kx)}. \quad (3.36)$$

$$\xi_+ = -\frac{iA}{\rho c^2 k} e^{i(\omega t - kx)}. \quad (3.37)$$

$$\xi_- = -\frac{iB}{\rho c^2 k} e^{i(\omega t + kx)}. \quad (3.38)$$

$$s_+ = \frac{A}{\rho c^2} e^{i(\omega t - kx)}. \quad (3.39)$$

$$s_- = \frac{B}{\rho c^2} e^{i(\omega t + kx)}. \quad (3.40)$$

Os dois termos da Equação 3.32 representam as pressões acústicas produzidas pelas ondas movendo-se nos sentidos positivo e negativo de  $x$ . As relações complexas demonstram que quando as ondas planas estão se movendo no sentido positivo de  $x$ , e a pressão acústica  $P_+$ , e a condensação  $s_+$  e a velocidade da partícula  $u_+$  estão em fase e antecedem o deslocamento por um quarto de ciclo ou  $90^\circ$  de ângulo. Na direção negativa de  $x$ , a velocidade da

partícula  $u$  precede o deslocamento de  $90^\circ$ , mas a condensação  $s$  e a pressão  $P$  estão retardadas de  $90^\circ$  do deslocamento. As diferenças de relações de fase entre as diversas variáveis acústicas para o movimento das ondas em direções opostas devem-se ao fato de que a pressão e a condensação são quantidades vetoriais. Independente da direção de propagação da onda, um máximo de pressão e condensação é associado a um máximo de velocidade da partícula na direção de propagação da onda.

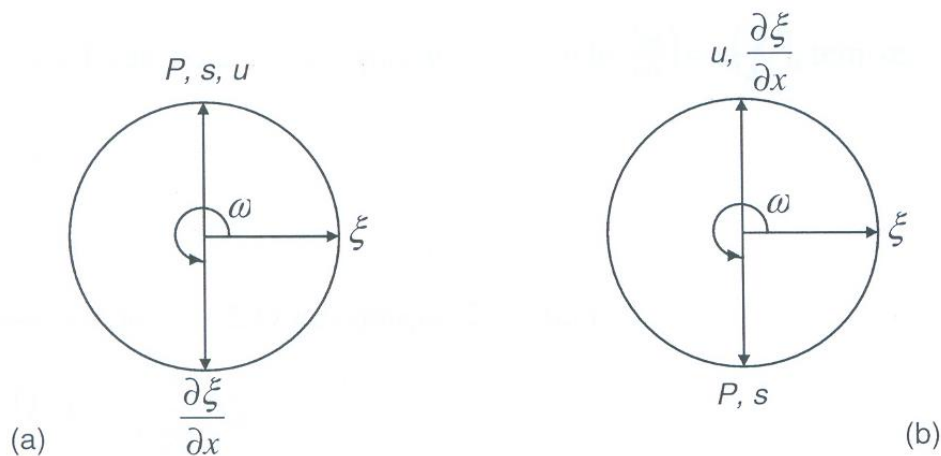
$$P = A \cos(\omega t - kx) + B \cos(\omega t + kx). \quad (3.41)$$

$$\xi = -\frac{A}{\rho c^2 k} \sin(\omega t - kx) - \frac{B}{\rho c^2 k} \sin(\omega t + kx). \quad (3.42)$$

$$s = \frac{A}{\rho c^2} \cos(\omega t - kx) + \frac{B}{\rho c^2} \cos(\omega t + kx). \quad (3.43)$$

$$u = \frac{A}{\rho c} \cos(\omega t - kx) - \frac{B}{\rho c} \cos(\omega t + kx). \quad (3.44)$$

Estas relações de fase são mostradas na Figura 3.2.



**Figura 3.2 – Relações de fase (a) onda positiva e (b) onda negativa**

Considerou-se para as Equações 3.41, 3.42, 3.43 e 3.44 que as constantes  $A$  e  $B$  são reais.

### 3.5.4 – Densidade de Energia da Onda Plana

Existem duas formas de energia envolvidas na propagação das ondas em meio fluidos: a energia cinética das partículas em movimento e energia potencial do fluido comprimido. Sendo assim, pode-se considerar um pequeno elemento de volume de comprimento  $dx$ , que engloba as partículas com mesma velocidade  $u$ . Logo a energia cinética deste elemento será:

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u^2 \cdot V_0. \quad (3.45)$$

Sendo:  $V_0 = S \cdot dx$  é o volume do elemento no fluido não perturbado.

Quando o fluido é expandido e comprimido durante uma transmissão de uma onda acústica, o elemento de volume sofrerá variações da forma:

$$V = V_0 \left( 1 + \frac{\partial \xi}{\partial x} \right). \quad (3.46)$$

A mudança na energia potencial relacionada a esta variação de volume é:

$$\Delta E_p = - \int P dV. \quad (3.47)$$

Quando a pressão acústica é positiva (+P), o volume do elemento vai diminuir (-dV), e o trabalho realizado tem que ser positivo, uma vez que a Equação 2.33 tem o sinal negativo.

Usando-se a Equação 3.23 na Equação 3.47, sendo  $\left( \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) = - \left( \frac{P}{\rho c^2} \right)$ :

$$dV = - \frac{V_0}{\rho c^2} dP. \quad (3.48)$$

Substitui-se a Equação 3.48 na Equação 3.47, obtendo-se:

$$\Delta E_p = \frac{V_0}{\rho c^2} \int P dp = \frac{1}{2} \frac{P^2}{\rho c^2} V_0. \quad (3.49)$$

A energia acústica total deve ser:

$$\Delta E = \Delta E_c + \Delta E_p = \frac{1}{2} \rho \left( u^2 + \frac{P^2}{\rho^2 c^2} \right) V_0. \quad (3.50)$$

E a densidade de energia instantânea será:

$$\frac{\text{Energia}_{total}}{\text{Volume}} = \varepsilon = \frac{\Delta E}{V_0} = \frac{1}{2} \rho \left( u^2 + \frac{P^2}{\rho^2 c^2} \right) = \rho \cdot u^2. \quad (3.51)$$

Substituindo-se as Equações 3.41 e 3.44 na Equação 3.51, obtém-se:

$$\varepsilon_+ = \rho \cdot u_+^2 \quad (3.52)$$

para propagação no sentido positivo, e

$$\varepsilon_- = \rho \cdot u_-^2. \quad (3.53)$$

para propagação no sentido negativo.

A densidade de energia instantânea será:

$$\varepsilon = \varepsilon_+ + \varepsilon_- = \rho \cdot (u_+^2 + u_-^2) = \rho \cdot u^2. \quad (3.54)$$

Os respectivos índices (+) e (-) indicam o movimento da onda no sentido positivo ou negativo de  $x$ . As variáveis  $u_+$  e  $u_-$  são funções da posição de  $x$  e do tempo  $t$ , e consequentemente a densidade de energia  $\varepsilon_+$ , ou  $\varepsilon_-$ , não será

constante dentro do meio. A densidade média de energia no tempo em qualquer ponto fixo no meio em um período  $T$  será:

$$\left(\varepsilon_+^-\right) = \frac{1}{T} \int_0^T \rho \cdot u_+^2 \cdot dt = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U_+^2. \quad (3.55)$$

Onde  $U_+$  é a amplitude da velocidade de partícula. Com a relação entre  $u$  e  $P$  é

$u_+ = \frac{P_+}{\rho c}$ , logo:

$$\left(\varepsilon_+^-\right)_t = \frac{A^2}{2 \cdot \rho \cdot c^2}. \quad (3.56)$$

Fazendo-se a média espacial em um instante  $t$  sobre o comprimento de onda completo, ao invés de se determinar a média no tempo, obtém-se:

$$\left(\varepsilon_+^-\right) = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \varepsilon_+ dx = \frac{A^2}{2 \cdot \rho \cdot c^2}. \quad (3.57)$$

Identicamente, o valor médio da densidade de energia da onda plana propagando-se na direção negativa de  $x$ :

$$\left(\varepsilon_-^-\right)_t = \left(\varepsilon_-^-\right)_x = \frac{B^2}{2 \cdot \rho \cdot c^2}. \quad (3.58)$$

### 3.5.5 – Intensidade Acústica

A média no tempo da razão do fluxo de energia através de uma área unitária normal à direção de propagação da onda  $[W/m^2]$  é definida como intensidade acústica  $I$ . Toda energia acústica contida na coluna de comprimento  $c \cdot dt$   $[m]$ , ou seja,  $\varepsilon \cdot c \cdot dt$ , vai passar pela área unitária durante o intervalo de tempo  $dt$ . Dessa

forma, a taxa instantânea do fluxo de energia acústica através da área unitária será:

$$\frac{dE}{dt} = \varepsilon \cdot c. \quad (3.59)$$

A média no tempo da razão do fluxo de energia, ou intensidade  $I$  será:

$$I = \left( \frac{d\bar{E}}{dt} \right)_t = \left( \bar{\varepsilon} \right)_t c. \quad (3.60)$$

Logo, na direção positiva de  $x$ , obtém-se:

$$I_+ = c \bar{\varepsilon}_+ = \frac{A^2}{2 \cdot \rho \cdot c} = \frac{|P_+|^2}{2 \cdot \rho \cdot c}. \quad (3.61)$$

Ao se usar amplitudes efetivas, raízes médias quadráticas no tempo, como:

$$P_e = \frac{A}{\sqrt{2}}. \quad (3.62)$$

$$u_e = \frac{A}{\sqrt{2} \cdot \rho \cdot c}. \quad (3.63)$$

Logo:

$$I_+ = P_e \cdot u_e. \quad (3.64)$$

E igualmente:

$$I_- = c \cdot \varepsilon_- = \frac{B^2}{2 \cdot \rho \cdot c} = \frac{|P_-|^2}{2 \cdot \rho \cdot c}. \quad (3.65)$$

### 3.5.6 – Impedância Acústica Específica da onda plana

Impedância acústica específica  $z$  é definida como a razão entre a pressão acústica no meio e a velocidade de partícula. A impedância  $z$  depende do meio e do tipo de onda presente, pode ser, onda plana, cilíndrica entre outras. Para ondas planas propagando-se no sentido positivo de  $x$ , tem-se:

$$z_+ = \frac{P_+}{u_+} = \rho \cdot c. \quad (3.66)$$

Da mesma forma, para ondas planas propagando-se na direção negativa de  $x$ , obtém-se:

$$z_- = -\rho \cdot c. \quad (3.67)$$

Para ondas planas  $z$  é um valor real de magnitude  $\rho \cdot c$  [ $kg / m^2 s = rayl$ ]. A quantidade  $\rho \cdot c$  tem muita importância como propriedade característica do meio, muito mais que as grandezas  $\rho$  ou  $c$  individualmente.

A impedância acústica específica  $z$  do meio é uma quantidade real para ondas planas progressivas, mas ondas que são estacionárias ou aquelas ondas que são divergentes, o valor  $z$  é em geral complexo e definido como:

$$z = \frac{P}{u} = r + ix. \quad (3.68)$$

Sendo:

$r$  a resistência acústica específica;

$x$  a reatância acústica específica;

$x = 0$  para ondas planas progressivas;

$$r = \pm \rho \cdot c. \quad (3.69)$$

Para o caso de se trabalhar com água destilada, tem-se:

$$(\rho \cdot c)_{20} = (998,2)(1482,3) = 1,479632 \times 10^6 [\text{rayl}].$$

### 3.5.7 – Equação Geral da Onda

A equação geral da onda em três dimensões, em um fluido que é não dissipativo, é desenvolvida a partir da combinação da equação de conservação da massa, equação das propriedades elásticas do fluido e equação da força oriunda da Lei de Newton. Além disso, no desenvolvimento da equação é considerada pequena a faixa de variação de pressão acústica, de densidade, de deslocamento, de condensação e de velocidade de partícula – variação linear (Gerges, 1992).

Pode-se considerar uma partícula de um fluido em equilíbrio na posição  $x, y, z$ ; em geral essa partícula move-se em qualquer direção e seu deslocamento, representado por  $\vec{d}$  terá componentes  $\xi, \eta, \zeta$  nas direções  $x, y, z$ , respectivamente.

O vetor velocidade de partícula  $\vec{q} = \frac{\partial \vec{d}}{\partial t}$  terá como componentes  $u = \frac{\partial \xi}{\partial t}$ ,  $v = \frac{\partial \eta}{\partial t}$ , e  $w = \frac{\partial \zeta}{\partial t}$ . Sendo as variáveis  $\vec{d}$ ,  $\vec{q}$ ,  $P$  e  $s$  funções de  $x, y, z$ .

O estudo para problemas unidimensionais, que foi apresentado anteriormente neste texto, poderá ser usado para três dimensões; semelhantemente à Equação 3.16. Realizando as modificações necessárias, para três dimensões pode-se escrever:

$$(1+s) \cdot \left(1 + \frac{\partial \xi}{\partial x}\right) \cdot \left(1 + \frac{\partial \eta}{\partial y}\right) \cdot \left(1 + \frac{\partial \zeta}{\partial z}\right) = 1. \quad (3.70)$$

Ou então:

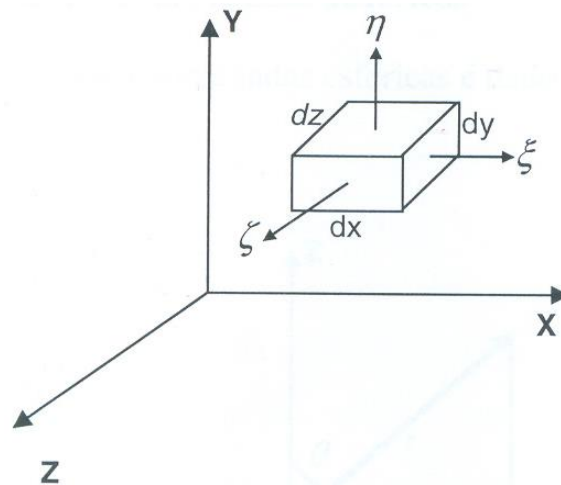
$$s \cong -\left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z}\right) = -\nabla \cdot \vec{d}. \quad (3.71)$$

Sendo  $-\nabla \cdot \vec{d}$  o divergente do vetor  $\vec{d}$ .

Usando-se também a Equação 3.22, tem-se:

$$P = \rho \cdot c^2 \cdot s = -\rho \cdot c^2 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z}\right) = -\rho \cdot c^2 (\nabla \cdot \vec{d}). \quad (3.72)$$

As forças externas que agem em cada um dos planos paralelos do elemento de coluna  $dx$ ,  $dy$  e  $dz$  são representados na Figura 3.3. Ao se considerar essas forças, podem ser obtidas as três equações de força igualmente à Equação 3.25:



**Figura 3.3 – Elemento infinitesimal de volume**

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = \rho \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}\right). \quad (3.73)$$

$$-\frac{\partial P}{\partial y} = \rho \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}\right). \quad (3.74)$$

$$-\frac{\partial P}{\partial z} = \rho \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2}\right). \quad (3.75)$$

Pela diferenciação das Equações 3.73, 3.74, 3.75 e pela soma dessas equações, obtém-se:

$$-\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2}\right) = \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z}\right). \quad (3.76)$$

Ou reescrevendo-a com a notação do vetor gradiente e do operador Laplaciano obtém-se:

$$-\nabla^2 P = \rho \frac{\partial^2 (\nabla d)}{\partial t^2}. \quad (3.77)$$

Usando-se as Equações 3.72 e 3.76 e eliminando  $\nabla d$ , obtém-se a equação:

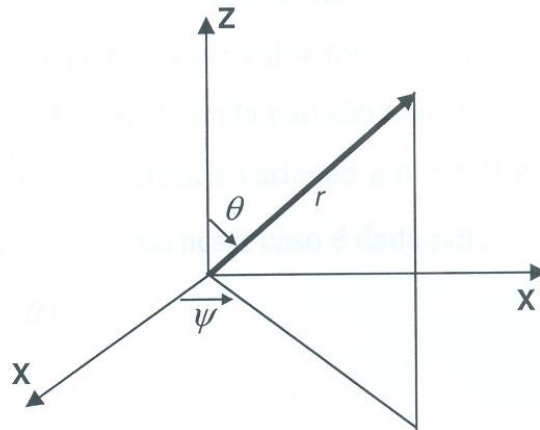
$$\left(\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}\right) = c^2 \nabla^2 P. \quad (3.78)$$

Logo a Equação 3.78 é a forma geral da equação da onda acústica e  $\nabla^2$  pode ser representado em coordenadas cartesianas com a Equação 3.76, ou em coordenadas cilíndricas ou esféricas.

### 3.5.8 – Equação da Onda em Coordenadas Esféricas

O operador laplaciano para coordenadas esféricas, Figura 3.4, é descrito pela equação:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin(\theta)} \frac{\partial(\sin(\theta) \frac{\partial}{\partial \theta})}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2 \sin^2(\theta)} \frac{\partial^2}{\partial \psi^2}. \quad (3.79)$$



**Figura 3.4 – Sistema de coordenadas esféricas**

Sendo:  $x = r \cdot \sin(\theta) \cos(\psi)$ ;  $y = r \cdot \sin(\theta) \sin(\psi)$ ;  $z = r \cdot \cos(\theta)$ .

Se uma onda tem simetria esférica, ou seja, se a pressão acústica  $P = P(r, t)$  tem sua parte espacial dependente de  $r$  e independente de  $\theta$  e  $\psi$ , as Equações 3.78 e 3.79 podem ser reescritas da seguinte maneira:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = c^2 \left( \frac{\partial^2 P}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial P}{\partial r} \right) \quad (3.80)$$

$$\frac{\partial^2 (rP)}{\partial t^2} = c^2 \left( \frac{\partial^2 (rP)}{\partial r^2} \right) \quad (3.81)$$

Se o produto  $rP$  é considerado uma variável simples, a equação tem a mesma forma de onda plana, conforme Equação 3.31, e a solução geral é dada por:

$$P = \frac{1}{r} F_1(ct - r) + \frac{1}{r} F_2(ct + r) \quad (3.82)$$

Sendo:

$F_1$  a onda divergente – afastando-se da fonte situada na origem do sistema;

$F_2$  a onda convergente – aproximando-se da origem.

Uma vez que o raio  $r$  é nulo na origem, a equação dá um valor infinito para a pressão acústica na origem da onda esférica. Na prática esse valor torna-se finito e tão grande que muitas suposições na dedução da equação de onda não são mais válidas.

O caso mais geral é o da onda esférica variando em  $r$  e  $\theta$ , e independente de  $\psi$ , isto é,  $P(r, \theta, t)$ . A solução da equação da onda neste caso é dada por:

$$P(r, \theta, t) = Ae^{i\omega t} h_n^{(2)}(kr) P_n(\cos\theta) \quad (3.83)$$

Sendo:

$h_n^{(2)}$  a função de Hankel, dada por  $j_n(kr) + in_n(kr)$ ;

$j_n(kr)$  a função Bessel esférica;

$n_n(kr)$  a função Neumann esférica;

$P_n(\cos\theta)$  o polinômio de Legendre.

Para  $n=0$  e  $h_n^{(2)}(kr) = \frac{e^{ikr}}{r}$ . Logo, a pressão sonora é dada pela Equação 3.89. Para  $n=1$ , tem-se o caso de uma esfera vibrante. Neste caso:

$$P_1(\cos\theta) = \cos\theta;$$

$$h_1^{(2)}(kr) = \frac{i}{k^2} \frac{1+ikr}{r^2} e^{-ikr}.$$

E a pressão sonora é dada por:

$$P(r, \theta, t) = A \frac{1+ikr}{r^2} \cos\theta \cdot e^{i(\omega t - kr)}. \quad (3.84)$$

A Equações 3.73 a 3.75 mostram que o gradiente de pressão é proporcional à aceleração radial da partícula. Igualmente para a onda esférica tem-se:

$$-\frac{\partial P}{\partial r} = \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \quad (3.85)$$

Sendo  $\xi$  o deslocamento radial.

Ao se integrar a Equação 3.85 em relação ao tempo obtém-se:

$$u = \frac{\partial \xi}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial P}{\partial r} dt. \quad (3.86)$$

Para soluções harmônicas no tempo, sendo  $P(r,t) = P(r)e^{i\omega t}$ , pode-se escrever:

$$u = -\frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial P(r,t)}{\partial r}. \quad (3.87)$$

$$\xi = \int u dt = \frac{u}{i\omega} = \frac{1}{\omega^2\rho} \frac{\partial P(r,t)}{\partial r}. \quad (3.88)$$

### 3.5.9 – Ondas Esféricas Harmônicas

O tipo mais simples de onda esférica é a do tipo divergente harmônica, que pode ser escrito na forma complexa, como na Equação 3.83 para  $n = 0$ .

$$P(r,t) = \frac{A}{r} e^{i(\omega t - kr)}. \quad (3.89)$$

Usando-se as equações 3.87, 3.88 e 3.89, as variáveis acústicas restantes são:

$$s = \frac{P(r,t)}{\rho \cdot c^2}. \quad (3.90)$$

$$\underline{u} = -\frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial P(r,t)}{\partial r} = \left(\frac{1}{r} + ik\right) \frac{P(r,t)}{i\omega\rho}. \quad (3.91)$$

$$\underline{\xi} = -\frac{1}{\omega^2\rho} \frac{\partial P(r,t)}{\partial r} = -\left(\frac{1}{r} + ik\right) \frac{P(r,t)}{\omega^2\rho}. \quad (3.92)$$

Onde  $\underline{u}$  e a fase  $P(r,t)$  podem ser obtidas da Equação 3.91.

$$\frac{P(r,t)}{\underline{u}} = \frac{i\omega\rho}{\left(\frac{1}{r} + ik\right)} = \rho \cdot c \frac{kr(kr+i)}{(1+k^2r^2)} = \frac{\rho \cdot c \cdot kr}{\sqrt{1+k^2r^2}} = \frac{\rho \cdot c \cdot kr}{\sqrt{1+k^2r^2}} \cdot e^{i\theta}. \quad (3.93)$$

Sendo:

$$\tan(\theta) = \frac{1}{kr}. \quad (3.94)$$

Quando o raio  $r$  é grande, ou seja, quando a distância entre a fonte acústica e o observador é grande, ( $kr > 1$ ),  $P(r,t)$  e  $\underline{u}$  estão em fase. Por outro lado, se  $kr \rightarrow 0$ , então  $P$  e  $\underline{u}$  estarão com diferença de fase de  $90^\circ$ . Para fenômenos acústicos o parâmetro  $kr$  é muito mais importante do que  $k$  ou  $r$  individualmente.

Pode-se definir  $kr$  como  $kr = \frac{2\pi r}{\lambda}$ , sendo  $\lambda = \frac{c}{f}$  o comprimento de onda.

### 3.5.10 – Impedância Acústica Específica

Através da Equação 3.93 pode-se definir impedância acústica específica  $z$  como:

$$z = \frac{P(r,t)}{u} = \rho \cdot c \frac{k^2 r^2}{1+k^2 r^2} + i\rho \cdot c \frac{kr}{1+k^2 r^2}. \quad (3.95)$$

Sendo:

$$R = \frac{\rho \cdot c \cdot k^2 r^2}{1+k^2 r^2} \text{ a pressão acústica específica;}$$

$$X = \frac{\rho \cdot c \cdot kr}{1+k^2 r^2} \text{ a reatância acústica específica.}$$

A Equação 3.95 mostra que quando  $kr \rightarrow 0$ ,  $R \rightarrow 0$  e  $X \rightarrow 0$ , e quando  $kr \rightarrow \infty$ ,  $R \rightarrow \rho \cdot c$ , e  $X \rightarrow 0$ . Esse é o caso da onda plana. A Equação 3.95 também pode ser escrita na seguinte forma:

$$z = |z| \cdot e^{i\theta}. \quad (3.96)$$

Sendo:

$$|z| = \rho \cdot c \frac{kr}{\sqrt{1+k^2 r^2}}. \quad (3.97)$$

$$\theta = \cos^{-1} \frac{kr}{\sqrt{1+k^2 r^2}}. \quad (3.98)$$

Pode-se escrever também:

$$|z| = \rho \cdot c \cdot \cos(\theta). \quad (3.99)$$

$$\left| \frac{P(r,t)}{u} \right| = \rho \cdot c \cdot \cos(\theta). \quad (3.100)$$

Para o caso da onda plana considerar-se que  $kr \rightarrow \infty$ ,  $\theta \rightarrow 0$  e  $z \rightarrow \rho \cdot c$ .

### 3.5.11 – Intensidade das Ondas Acústicas

A parte real da Equação 3.89, considerando-se  $A$  real, é dada por:

$$P(r,t) = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr) = P \cos(\omega t - kr). \quad (3.101)$$

Sendo  $P$  a amplitude de pressão acústica.

A pressão acústica da onda esférica varia com o inverso da distância. Usando-se as Equações 3.91 ou 3.93, a parte real da velocidade de partícula é dada por:

$$u = \frac{A}{\rho \cdot c \cdot r} \frac{\sqrt{1+k^2 r^2}}{kr} \cos(\omega t - kr - \theta) = U \cos(\omega t - kr - \theta). \quad (3.102)$$

Sendo  $U$  a velocidade de partícula. A densidade média no tempo da energia cinética  $\bar{\varepsilon}_c$  (Equação 3.45) é dada da seguinte forma:

$$\bar{\varepsilon}_c = \frac{\rho \cdot U^2}{4} = \frac{A^2(1+k^2 r^2)}{4\rho \cdot c^2 r^2}. \quad (3.103)$$

A densidade média no tempo da energia potencial  $\bar{\varepsilon}_p$  (Equação 3.49) pode ser escrita:

$$\bar{\varepsilon}_p = \frac{P^2(r,t)}{4\rho \cdot c^2} = \frac{A^2}{4\rho \cdot c^2 r^2}. \quad (3.104)$$

Dessa maneira a densidade média total é:

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_p + \bar{\varepsilon}_c = \frac{A^2}{2\rho \cdot c^2 r^2} \left( 1 + \frac{1}{2k^2 r^2} \right) = \frac{P^2}{2\rho \cdot c^2} \left( 1 + \frac{1}{2k^2 r^2} \right). \quad (3.105)$$

A intensidade instantânea da onda esférica não poderá ser obtida multiplicando-se  $\bar{\varepsilon}$  por  $c$  como foi feito para a onda plana, porque parte da densidade de energia cinética das ondas esféricas é devido ao fato da pressão e velocidade não estarem em fase. Essa energia não é transmitida para fora do sistema. Entretanto, a intensidade da onda esférica é dada pelo produto de  $c$  pelo primeiro termo da Equação 3.105:

$$I = \frac{|P(r,t)|^2}{2 \cdot \rho \cdot c}. \quad (3.106)$$

Sendo  $P(r,t) = \frac{A}{r}$ .

Observa-se que a Equação 3.106 é idêntica à Equação 3.61 da onda plana.

A intensidade  $I$  da onda esférica pode ser obtida considerando-se o trabalho feito por unidade de área, e será igual à média temporal do produto da parte real da pressão pela parte real da velocidade de partícula, para um ciclo.

$$I = \frac{\int_0^T P(r,t) u dt}{T}. \quad (3.107)$$

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr) \cdot U \cos(\omega t - kr - \theta) dt = \frac{PU \cos(\theta)}{2}. \quad (3.108)$$

Sendo  $U \cos(\theta) = \frac{P}{\rho c}$ , as Equações 3.106 e 3.108 são equivalentes. A equação 3.106 é mais utilizável uma vez que não está envolvido o fator cosseno,

que varia com a distância e com a frequência. Dessa forma, a potência sonora de uma fonte pode ser calculada integrando-se a intensidade numa superfície esférica de raio  $r$ , em torno dessa fonte. Para uma fonte unidirecional pode-se escrever:

$$W = 4\pi \cdot r^2 \cdot I = \frac{2\pi \cdot A^2}{\rho \cdot c}. \quad (3.109)$$

Logo, a potência sonora não depende do raio da superfície de passagem do fluxo de energia. Essa conclusão se dá através da conservação da energia do sistema.

### 3.5.12 – Nível de Potência Sonora - *NWS*

Potência sonora, ou energia acústica total, depende apenas da própria fonte, e independe do meio na qual essa fonte se encontra. Um exemplo claro disso é: ao se determinar o nível de pressão sonora *NPS* de uma fonte, de uma máquina, e essa é levada para outro ambiente, a pressão acústica provavelmente mudará bastante, mas o *NWS* não mudará. A pressão acústica é influenciada pela introdução de reflexões e absorções que cada ambiente exerce através de seus obstáculos.

Anteriormente foi visto que a intensidade acústica  $I$  é a energia  $W$  passando por uma área  $S$  por unidade de tempo para fonte unidirecional:

$$I = \frac{W}{S}. \quad (3.110)$$

A quantificação de intensidade acústica e de pressão sonora é escrita em escalas logarítmicas, sendo a potência sonora quantificada da mesma forma.

$$NWS = 10 \log \left( \frac{IS}{I_{ref}} \right) \quad (3.111)$$

$$NWS = NPS + 10 \log S \quad (3.112)$$

Sendo:

$$I/I_0 = P^2/P_0^2 \rightarrow S = 4\pi r^2;$$

$$NWS = NPS + 20 \log(r) + 11. \quad (3.113)$$

As Equações 3.110 a 3.112, valem para campo livre. A potência sonora de uma fonte pode ser determinada em uma câmara reverberante ou usando-se um medidor de intensidade sonora, entre outras técnicas.

### 3.5.13 – Diretividade de Fonte

A irradiação do som, através de fontes que não são teóricas, não é necessariamente uniforme e não ocorre em todas as direções igualmente. São limitadas por obstáculos como por exemplo o chão. A diretividade de fonte é definida por:

$$DI(\theta) = 10 \log Q_\theta \quad (3.114)$$

$$Q_\theta = \frac{I(\theta)}{I} \quad (3.115)$$

Sendo:

$Q_\theta$  o fator de diretividade;

$I(\theta)$  a intensidade na direção de  $\theta$ ;

$I$  a potência da fonte;

$r$  a distância da fonte.

Pode-se escrever:

$$I(\theta) = \frac{P^2(\theta)}{\rho \cdot c} \quad (3.116)$$

$$I = \frac{W}{4\pi \cdot r^2} = \frac{P^2}{\rho \cdot c} \quad (3.117)$$

Logo:

$$Q_\theta = \frac{P^2(\theta)}{P^2} = \frac{P^2(\theta)}{I \cdot \rho \cdot c} \quad (3.118)$$

O nível de pressão sonora  $NPS(\theta)$  na direção de  $\theta$  em campo aberto a uma distância  $r$ , pode ser definido por:

$$NPS(\theta) = NWS + 10 \log \left( \frac{Q_\theta}{4\pi \cdot r^2} \right) \quad (3.119)$$

$$NPS(\theta) = NWS + DI(\theta) - 20 \log(r) - 11. \quad (3.120)$$

Para uma fonte unidirecional  $Q_\theta = 1$  em espaço aberto, e o nível de pressão sonora  $NPS$  produzido a distância  $r$  por uma fonte irradiando uniformemente em todas as direções pode ser uma expressão semelhante à Equação 3.113:

$$NPS = NWS - 20 \log(r) - 11. \quad (3.121)$$

## 4 – CONCEITOS DE ACÚSTICA SUBAQUÁTICA

### 4.1 – Energia de Onda Acústica

A propagação do som deve-se à pressão que este exerce sobre o meio, ou seja, o fluido apresenta uma resistência à passagem da onda sonora. Na terminologia acústica, essa resistência é chamada de impedância acústica específica. A resistência a este movimento, no ar, é muito pequena, ou seja, a força para gerar grandes deslocamentos no ar é muito baixa.

O som é um tipo de energia mecânica, que envolve superfícies físicas em movimento vibratório, e com isso recebe os mesmos atributos conferidos à energia mecânica gerada a partir da resistência do fluido à passagem da onda sonora. Nesse processo há também energia cinética das partículas em movimento e energia potencial, referente às tensões que ocorrem no deslocamento de partículas em meio elástico. Na propagação da onda, grande quantidade de energia atravessa a unidade de área e essa potência por unidade de área pode descrever a intensidade da onda em questão.

Ou seja, através de um fluido de densidade  $\rho$ , a pressão envolvida  $P$  é relacionada com a velocidade  $u$  e a densidade da seguinte forma:

$$P = \rho \cdot c \cdot u. \quad (4.1)$$

A intensidade instantânea relaciona a pressão acústica da seguinte forma:

$$I(t) = \frac{P(t)^2}{\rho \cdot c}. \quad (4.2)$$

A intensidade é um vetor normal à unidade de área, se a orientação é dada pela unidade de área, semelhantemente a teoria de propagação eletromagnética.

Na transmissão de sinais há ocorrência de obstáculos e para isso é necessário usar-se o conceito de densidade de fluxo de energia de onda acústica  $E$ , representado pela Equação 4.3.

$$E = \int_0^{\infty} I(t) dt = \frac{1}{\rho \cdot c} \int_0^{\infty} P(t)^2 dt. \quad (4.3)$$

Sua unidade pode ser representada como a intensidade de uma onda plana tendo uma pressão de  $1\mu P$  ou  $10^{-5} \text{ dyne/cm}^2$ . A pressão  $1\mu P$  serve como referência para definição de decibel aplicado em acústica subaquática.

## 4.2 – Perdas por Transmissão

A perda de transmissão é definida como:

$$TL = 10 \log \left( \frac{I(1)}{I(r)} \right) = 20 \log \left( \frac{P(1)}{P(r)} \right), \quad (4.4)$$

onde  $P(r)$  e  $P(1)$  são as amplitudes de pressão medidas na horizontal a uma distância  $r$  e  $1m$  da fonte sonora.

A perda de transmissão em propagação esférica com absorção pode ser escrita:

$$TL = 20 \log(r) + ar, \quad (4.5)$$

onde  $a = 0,87\alpha$  é o coeficiente de absorção dado em decibel por metro  $[dB/m]$ .

O coeficiente  $a$  para as ondas sonoras em águas cuja temperatura é perto dos  $5^\circ\text{C}$  e cuja pressão é  $1atm$ , profundidade zero, corresponde a  $a = 0,00006 [dB/m]$  em  $1kHz$ ,  $a = 0,0008 [dB/m]$  em  $10kHz$  e  $a = 0,013 [dB/m]$  em  $50kHz$ .

Para o som quando tomado entre duas superfícies paralelas, que são perfeitamente refletivas, a perda de transmissão com absorção pode ser escrita na forma:

$$TL = 10 \log(r) + ar. \quad (4.6)$$

É conveniente separar a perda de transmissão em duas partes para melhor entendimento:

$$TL = TL(\text{geom}) + TL(\text{losses}). \quad (4.7)$$

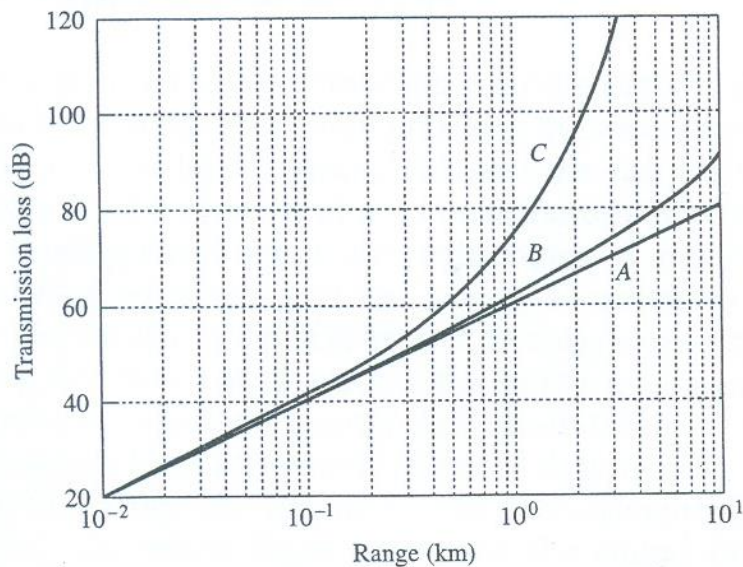
Dessa forma pode-se referir às perdas por transmissão através da soma do fator  $TL(\text{geom})$ , que diz a respeito de perdas referentes à geometria, e  $TL(\text{losses})$ , que refere à absorção, dispersão e outros fenômenos não geométricos.

Pode-se escrever a relação entre o coeficiente de absorção e a frequência, que estão sob efeito de mesma temperatura e pressão, da seguinte forma:

$$\frac{a}{f^2} = \frac{8 \times 10^{-5}}{0,7 + f^2} + \frac{0,04}{6000 + f^2} + 4 \times 10^{-7} [(dB/km)/(kHz)^2], \quad (4.8)$$

onde  $f$  é a frequência em  $kHz$ .

A perda de transmissão em propagação esférica com absorção em função da distância  $r$  pode ser representada pelas curvas mostradas na Figura 4.1.



**Figura 4.1 – Perda por transmissão de espalhamento esférico em águas marinhas com absorção. Curva A para 1 kHz, curva B para 10 kHz e C para 50 kHz. [KINSLER, 2000]**

Para curtos alcances, a perda de transmissão é linearmente crescente. A partir do aumento da frequência e do alcance, as curvas B e C mostradas na figura 4.1 apontam que a perda por absorção se torna bastante significativa. Com isso, fica claro que para grandes distâncias são necessárias frequências relativamente baixas para que as perdas por transmissão sejam menores.

Há fatores que limitam a transmissão do som pela água, mas deve ser notado que neste ambiente as ondas sonoras representam uma melhor opção na transmissão de energia que as ondas eletromagnéticas. Existem alguns desvios, quando experimentos são realizados em oceanos tais como efeitos geométricos devido à divergência ou convergências causadas pela refração ou interferência construtiva ou interferência destrutiva associados a múltiplas ondas se propagando, incluindo reflexões de superfície e do fundo do mar; aumento da atenuação de difração e dispersão causadas pela não homogeneidade da água.

### 4.3 - Propriedades Físicas e Químicas

Quando se trata sobre a velocidade do som na água, há diferenças entre as velocidades na água doce e na água salgada.

A acústica submarina é influenciada pelas propriedades físicas e químicas do oceano, principalmente pela temperatura, salinidade e densidade.

A grandeza mais importante, no que diz respeito à propagação do som no mar, é a temperatura, que influencia o campo de densidades e sua estratificação, na distribuição de nutrientes e na massa biológica.

A salinidade expressa a quantidade de sais dissolvidos na água, afetando a compressibilidade e, conseqüentemente, a velocidade de propagação do som, o índice de refração, o ponto de congelamento e a temperatura de máxima densidade. Em águas rasas há uma interferência na absorção, uma vez que as ondas sonoras refletem no topo, causando com isso uma redução na velocidade de propagação da frente de ondas.

A densidade da água do mar é responsável pela estabilidade hidrostática dos oceanos, que é importante no estudo da dinâmica dos oceanos, pois pequenas variações horizontais podem produzir correntes bastante fortes.

Relacionada a esta propriedade está a compressibilidade, que expressa as mudanças no volume, em função das variações de pressão. Por meio dela, determina-se de forma precisa, a densidade, bem como a velocidade de propagação do som, que é dada pela seguinte equação (ETTER, 2002):

$$c = \sqrt{\frac{\tau}{\mu\rho}} \quad (4.9)$$

Sendo  $c$  a velocidade do som;  $\mu$  o coeficiente de compressibilidade;  $\tau$  o calor específico da água e  $\rho$  a densidade.

#### 4.4 - Velocidade do som

A principal grandeza considerada na propagação sonora é a velocidade do som, dependente da compressibilidade e da densidade do meio. Portanto, ela varia em cada ponto do oceano, a cada instante de tempo, em virtude da dinâmica do ambiente marinho. Ela é obtida por modelos empíricos que a descrevem em função dos parâmetros de temperatura, da salinidade e da pressão (profundidade). A estratificação desses parâmetros conduz à estratificação da velocidade, o que

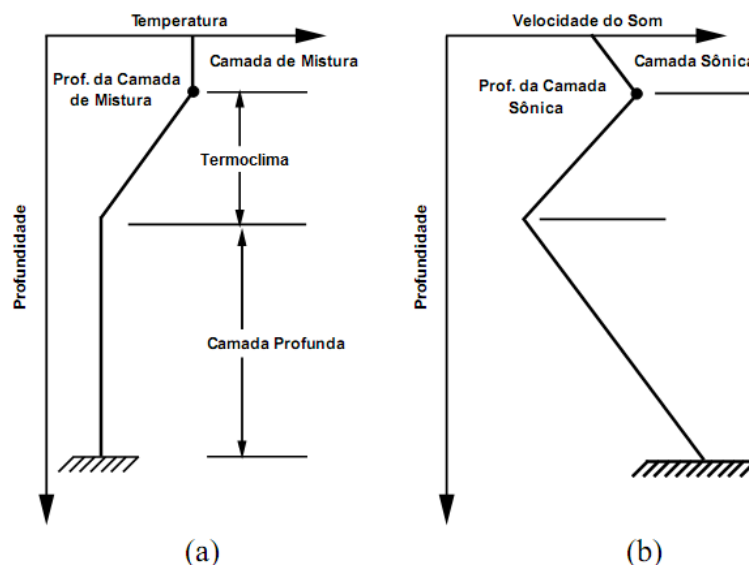
acarreta a existência de perfis típicos. Uma das formulações mais aplicadas no meio científico é a desenvolvida por Mackenzie (1981):

$$c = 1448.96 + 4.591T - 5.304 * 10^{-2}T^2 + 2.374 * 10^{-4}T^3 + 1.304(S - 35) + 1.630 * 10^{-2}D + 1.675 * 10^{-7}D^2 - 1.025 * 10^{-2}T(S - 35) - 7.139 * 10^{-13}TD^3 \quad (4.10)$$

Sendo  $c$  a velocidade do som ( $m/s$ );  $T$  a temperatura ( $^{\circ}C$ );  $S$  a salinidade ( $psu$ ) e  $D$  a profundidade ( $m$ ).

De acordo com a Equação 4.10, observa-se que a velocidade do som aumenta com o aumento de qualquer um dos três parâmetros, sendo a temperatura, o fator determinante. Pelo fato da operação dos equipamentos sonares se dar, normalmente, em “águas rasas”, o efeito da variação de pressão é muito pequeno. Quanto à salinidade, devido às variações em mar aberto serem pequenas, a influência deste parâmetro também é diminuída, à exceção das áreas próximas a desembocaduras de rios, onde a salinidade torna-se um fator importante.

A distribuição dos perfis de velocidade varia de oceano para oceano e em relação às diferentes estações. Basicamente, um perfil de velocidade do som, Figura 4.2–b, é extremamente dependente do perfil de temperatura, Figura 4.2–a, o qual pode ser dividido em três camadas arbitrárias, cada qual com características distintas.



**Figura 4.2 – Relação entre os perfis de temperatura e velocidade do som para águas profundas (XAVIER, 2005)**

A velocidade do som nos primeiros metros de profundidade é afetada pelas mudanças locais do tempo, como a ação dos ventos sobre a superfície, do sol e temperatura local de acordo com o dia. Essa primeira camada superficial, com perfil de velocidades característico, é chamada de camada superficial ou camada de mistura. Essa camada constitui-se por uma mistura de água isotérmica causadas pela ação dos ventos. Em dias de calmaria essa camada se dissipa e por ser caracterizada por apresentar um perfil de temperatura, aproximadamente constante, a velocidade aumenta com a profundidade devido ao aumento da pressão.

A camada seguinte no perfil de velocidades, Figura 4.2, remete a camada de Termoclima que pode ser dividida em duas: Termoclima Sazonal e Termoclima Principal.

Na camada Termoclima Sazonal a temperatura varia com a profundidade. Essa camada é caracterizada por um gradiente de temperatura, ou velocidade, negativo, o que caracteriza que a temperatura e a velocidade de propagação diminuem com o aumento da profundidade, assim como há influências e variações devido às estações do ano. Durante o outono ou verão, quando as temperaturas são altas, essa camada é muito bem definida, mas com a chegada do inverno esta camada aproxima-se da camada superficial.

A camada Termoclima Principal, que quase não sofre influência das estações do ano, é a camada cuja temperatura mais varia.

Por fim, abaixo da Termoclima e estendendo-se até o fundo, encontra-se a camada isotérmica profunda, caracterizada pela constância da temperatura, tendo uma temperatura constante de 3°C a 4°C, onde a velocidade de propagação aumenta com a profundidade, devido ao aumento da pressão.

A menor velocidade de propagação ocorre no ponto de divisa das duas últimas camadas, entre o gradiente positivo e o negativo. A região onde o mínimo da velocidade de propagação ocorre é conhecida por eixo canal de som profundo.

## 4.5 – Refração

O fenômeno mais importante que altera a propagação esférica do som debaixo d'água é a refração, que resulta em variações espaciais na velocidade do som induzidas pela salinidade, temperatura e profundidade (KINSLER *et al.*, 2000).

Variações de salinidade apresentam grandes mudanças em regiões de degelo, em foz de rios, ou próximo à superfície onde a chuva e a evaporação afetam a salinidade do oceano de forma significativa. Variações na velocidade do som devido a mudanças de pressão com a profundidade são relativamente pequenas, o aumento na velocidade é de 0.1% nos primeiros 100m que equivalem à pressão de 10 atm. E para variações de temperatura, mudanças na velocidade do som são relativamente grandes. Para temperaturas perto dos 15°C, uma variação de 5°C aumenta a velocidade do som para 16m/s, cerca de 1% de aumento.

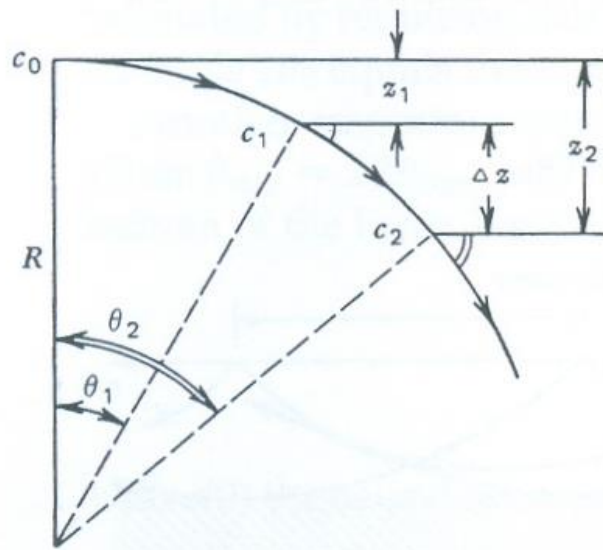
Dadas as dependências com relação às mudanças na velocidade do som devido a temperatura, pressão e salinidade, pode-se calcular  $c$  de acordo com a Equação 3.8.

Pela lei de Snell, pode-se calcular o caminho do raio através do fluido, uma vez que o som varia com a profundidade:

$$\frac{c}{\cos\theta} = c_0 \quad (4.11)$$

Sendo  $\theta$  o ângulo de refração formado com a horizontal e  $c_0$  a velocidade do som na profundidade onde o raio torna-se horizontal.

Os raios de grande interesse no estudo da propagação do som em águas são praticamente horizontais. Conforme mostrado na Figura 4.2, o perfil complexo da propagação de velocidade versus profundidade pode ser simplificado por uma proposta analítica, a partir da separação do perfil em segmentos suficientemente pequenos nos quais os gradientes de velocidade podem ser considerados constantes.



**Figura 4.3 – Diagrama usado para determinação entre a relação do gradiente e o raio de curvatura do raio de som [KINSLER, 2000]**

Pela curva mostrada na Figura 4.3, pode-se considerar uma porção de raio com raio de curvatura  $R$ . Conforme a profundidade  $z$  escolhida, sendo ela positiva na horizontal e para baixo, pode-se determinar o gradiente  $G$ :

$$G = \frac{c_2 - c_1}{\Delta z} \quad (4.12)$$

Sendo:

$$\Delta z = R(\cos \theta_1 - \cos \theta_2). \quad (4.13)$$

Ao se combinar as Equações 4.12 e 4.13 com a lei de Snell dada pela Equação 4.11, obtém-se (TRAMUJAS *et al.*, 2008):

$$R = -\frac{c_0}{G} = -\frac{c}{G \cos \theta}, \quad (4.14)$$

onde  $G$  é constante e então  $R$  também é constante e o caminho do raio é então um círculo. O centro de curvatura do círculo localiza-se na profundidade onde  $\theta = 90^\circ$ , correspondente a  $c = 0$ . Nesse caso, que é ilustrado na Figura 4.3, o

gradiente de velocidade é negativo, logo  $R$  é positivo. De outra forma, se o gradiente de velocidade fosse positivo,  $R$  então seria negativo e o raio seria refletido para cima. Estabelecido o raio de curvatura, o caminho atual pode ser traçado por meio gráficos computacionais. Com o ângulo inicial de deflexão  $\theta_0$ , por meio da curva mostrada na Figura 4.3 pode-se identificar o caminho do raio sonoro e as mudanças na distância  $\Delta r$  e profundidade  $\Delta z$  a partir de:

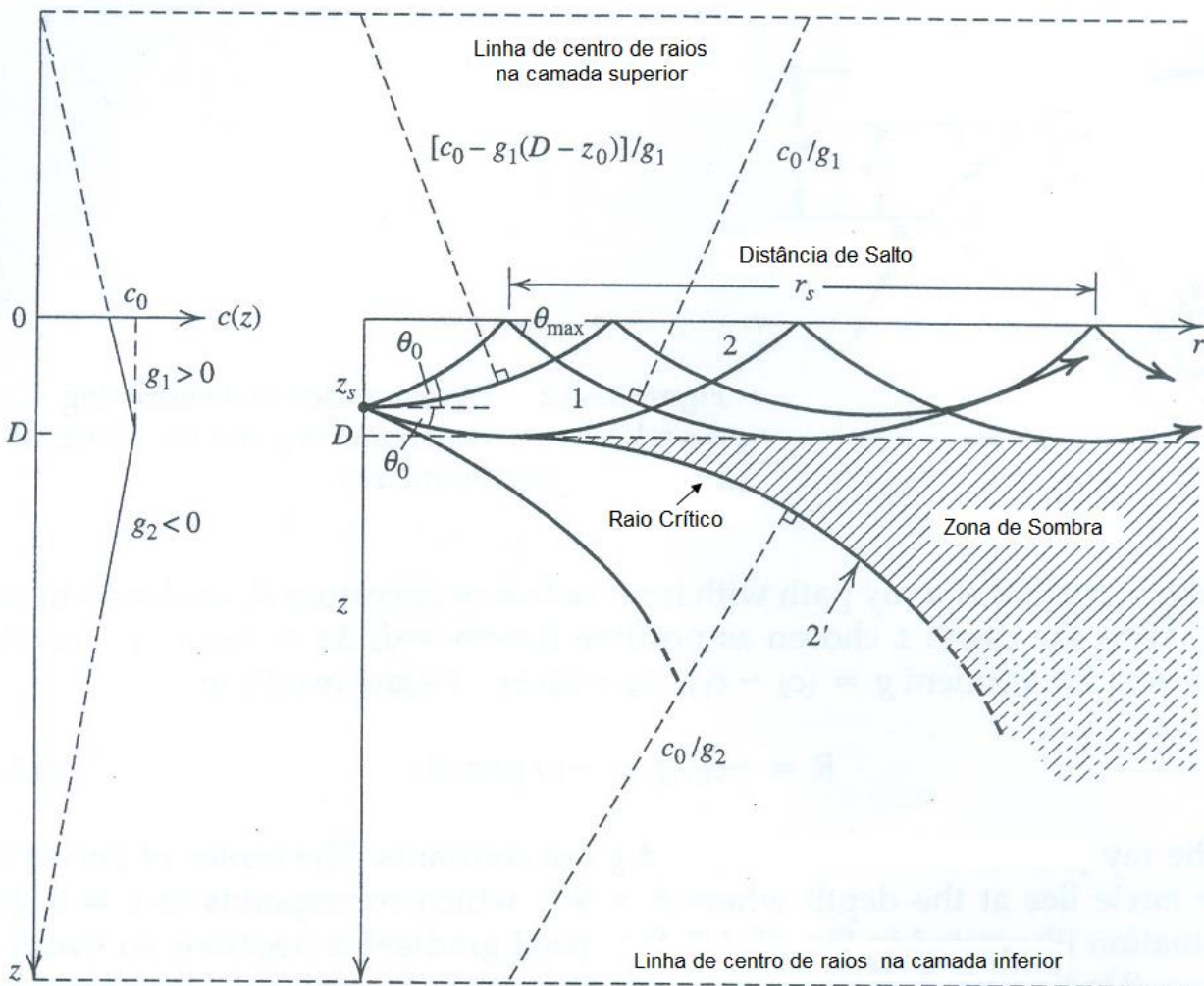
$$\Delta r = -\frac{c_0}{G} \frac{\sin \theta_1 - \sin \theta_2}{\cos \theta} \quad (4.15)$$

$$\Delta z = -\frac{c_0}{G} \frac{\cos \theta_2 - \cos \theta_1}{\cos \theta} \quad (4.16)$$

#### 4.6 - Camada de Mistura

A ação das ondas na superfície dos oceanos causa a mistura da água na camada superficial, cuja pressão é o único agente influenciador da velocidade de propagação do som. O gradiente positivo de velocidade, nessa região de mistura, retém o som próximo à superfície. Assim que essa camada é formada, ela permanecerá intacta até que os raios solares façam que o gradiente diminua ao aquecer camadas superiores. O calor proveniente do sol culmina em um gradiente negativo que provoca uma piora no efeito da refração e na perda de som nesta camada. Isso ocorre normalmente no período da tarde. Durante a noite com o arrefecimento da água e com a sua agitação a camada isotérmica é restabelecida.

Pode-se estabelecer um diagrama produzido computacionalmente para uma fonte na camada de mistura, por dois gradientes lineares para modelar o perfil de propagação do som, como mostrado na Figura 4.4, sendo  $D$  a profundidade da camada.



**Figura 4.4 – Transmissão do som para uma fonte dentro de uma camada de mistura para um determinada profundidade D [KINSLER, 2000]**

A parte seguinte do diagrama mostrado na Figura 4.4, mostra raios que representam uma fonte na camada de mistura a uma profundidade  $z_s$ . Uma vez que há um raio viajando sobre a zona de reflexão da interface água-ar com um ângulo de reflexão igual ao ângulo de incidência, logo assim que um raio intercepta a fronteira mais baixa da interface ele continua em um caminho determinado pelo gradiente abaixo da camada. Note que o caminho segue suavemente a partir da mudança no gradiente com um ângulo  $\theta$  sem sofrer mudanças. Todos os raios deixando a fonte com ângulos de elevação e depressão entre os traçados 1 e 2 estarão confinados na camada de mistura.

Os raios denominados 1 e 2, Figura 4.4, têm o mesmo raio de curvatura e os dois tangenciam o limite inferior da camada de mistura na profundidade  $D$ . O raio 2' é chamado de raio crítico e determina o limite da zona escura (zona de sombra - *shadow zone*) onde nenhum raio proveniente da fonte é encontrado.

Todos os raios que incidem, a partir da fonte, com ângulos de elevação ou depressão maiores que os ângulos dos traçados 1 e 2 são perdidos para fora da camada. Raios que saem entre os limites 1 e 2 inicialmente se espalham, mas por fim são aprisionados dentro da camada de mistura na forma esférica e então, por conseguinte, na forma cilíndrica.

Pela lei de Snell, para ângulos pequenos, pode-se escrever:

$$c_0 = \frac{c(0)}{\left(1 - \frac{1}{2}\theta_{\max}^2\right)}, \quad (4.17)$$

sendo  $c(0)$  a velocidade do som na superfície onde  $z = 0$ .

Assim para essa camada de isogradiante pode-se dizer que:

$$c_0 = \frac{c(0)}{\left(1 - \frac{D}{R}\right)}, \quad (4.18)$$

sendo  $R$  definido pela Equação 4.14.

Combinando-se as Equações 4.17 e 4.18, pode-se determinar o valor da distância de pulo,  $r_s$ , em que o raio de traçado 1 toca o limite superior da camada por duas vezes consecutivas, sem que ele saia da mesma:

$$r_s = 2\sqrt{2RD} \quad (4.19)$$

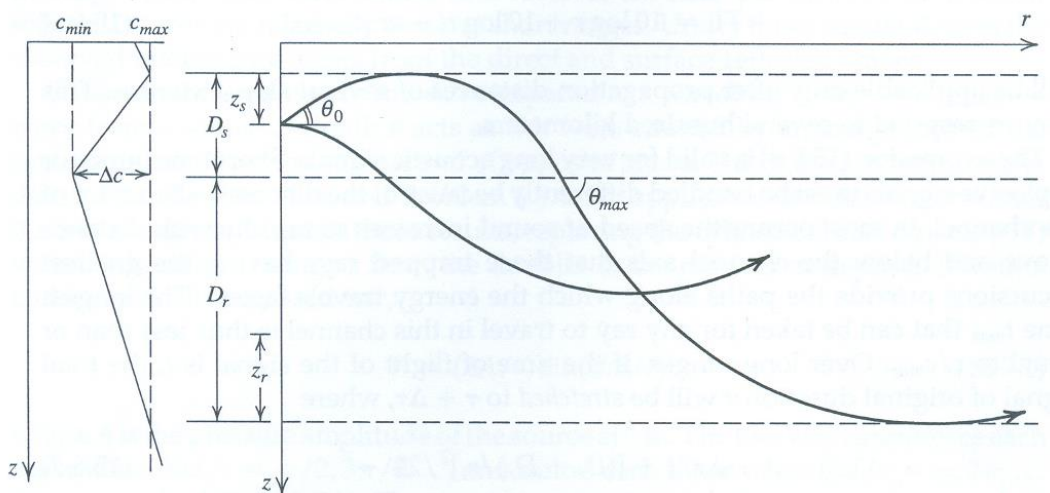
#### 4.7 – Canal de Som Profundo

Raios que são originários a regiões próximas do eixo de canal e fazem pequenos ângulos com a horizontal, retornarão ao eixo sem alcançar a superfície do fundo do mar, permanecendo enclausurados dentro do canal de som profundo conhecido como SOFAR (*SOund Fixing And Ranging*). O termo SOFAR é derivado de “som fixo e ordenado”. Uma recente aplicação deste canal denominado SOFAR consiste na localização, por métodos acústicos, de armamentos e tripulações naufragadas.

A absorção em baixas frequências na água é muito pequena, com isso componentes de baixa frequência produzidas por cargas explosivas neste canal podem se propagar por grandes distâncias, sendo já percebidos algumas vezes à distância de 3 mil km da sua fonte em ensaios realizados.

A recepção desses sinais explosivos pode ser captada por dois ou mais *hydrophones* dispostos e amplamente separados, o que permite localizar com precisão a carga explosiva por triangulação. Dessa forma, o canal de som profundo é utilizado como um SONAR passivo que auxilia o monitoramento de atividades em áreas oceânicas de elevadas profundidades.

Na Figura 4.5, mostra-se o perfil som-velocidade na vizinhança do eixo a partir de gradientes lineares.



**Figura 4.5 – Forma de transmissão em camada de som profundo [KINSLER, 2000]**

Pela curva mostrada na Figura 4.5 pode-se observar o ângulo máximo  $\theta_{\max}$  que um raio pode formar com a linha central do canal, sem sair do canal, e o seu ângulo de saída  $\theta_0$  da fonte.

Pela lei de Snell, pode-se determinar a maior velocidade de som possível no canal:

$$c_{\max} = \frac{c_{\max} - \Delta c}{\cos \theta_{\max}}, \quad (4.20)$$

sendo  $\Delta c = c_{\max} - c_{\min}$ , válido no eixo do canal. Para ângulos pequenos pode-se escrever:

$$\theta_{\max} = \sqrt{\frac{2\Delta c}{c_{\max}}} \quad (4.21)$$

O ângulo máximo  $\theta_{\max}$  é definido no momento em que o raio de ângulo  $\theta_0$  toca a linha central do perfil. O ângulo  $\theta_0$  representa o maior ângulo possível para que um raio permaneça no canal sem extrapolar seus limites:

$$\theta_0 = \theta_{\max} \sqrt{\frac{z_s}{D_s}} \quad (4.22)$$

#### 4.8 - A Superfície e o Fundo do Mar

A superfície do mar, além de ser refletora, é também uma interface espalhadora do som, pois conforme a rugosidade (especificada em termos da altura das ondas) for aumentando com a ação do vento, a reverberação e as perdas na reflexão, a atenuação por bolhas e pela turbulência e a geração de ruídos de alta frequência devido às condições de mar começam a influenciar a propagação acústica (ETTER, 2002).

Se as ondulações da superfície forem muito pequenas, essa interface é considerada plana e se comportará como uma superfície livre de pressão, respondendo como um refletor perfeito ou ideal (MEDWIN, 1998).

Analogamente à superfície, a interação do som com o fundo afeta a propagação devido à reverberação e às perdas na reflexão, à atenuação devido à porosidade do sedimento e à geração de ruídos de baixa frequência devido à atividade sísmica.

Esses efeitos, porém, são mais complicados de serem calculados devido à composição diversa e estratificada do fundo, que varia desde rocha dura até lama macia. Nesses efeitos, também estão incluídas as variações bruscas na densidade e na velocidade do som (ETTER, 2002).

A topografia do fundo pode ser também, muito variável e acidentada, o que em certos casos, bloqueia a propagação sonora, provocando o surgimento de áreas de sombra. De um modo geral, quanto maior a frequência, maior a sensibilidade do sinal à rugosidade (LURTON, 2002).

A modelagem da interação do som com o fundo depende da disponibilidade de técnicas para estimar o perfil geoacústico, que pode ser caracterizado pela profundidade efetiva de penetração do som e respectiva velocidade, pela densidade e coeficientes de atenuação compressional e cisalhante para cada uma das camadas presentes. Esses parâmetros geofísicos podem ser obtidos, de forma precisa, por meio das técnicas de inversão a partir das perdas na propagação, obtidas por modelos de propagação acústica (ETTER, 2002).

Na prática, devido aos altos custos dos testes experimentais e escassez de dados ambientais adquiridos de forma controlada, procede-se à calibração dos modelos numéricos, que consiste da estimativa de valores dos parâmetros do fundo por meio da comparação entre a intensidade do sinal medido na trajetória direta e o resultado obtido, computacionalmente, por meio do modelo numérico.

#### 4.9 – Avaliação do Ruído de Fundo

Algumas poucas informações estão disponíveis para identificação e análise do ruído de fundo em meio subaquático, e mesmo assim em ambiente oceânico. Na sua totalidade estão direcionadas para aplicação bélica, como Kerman, (1988), faz uma publicação financiada pela OTAN. Para o ambiente oceânico, consideram-se normalmente as seguintes condições típicas:

- ◆ Ruídos originados por quebra ondas (essencialmente seria algo como instalações portuárias ou de contenção);
- ◆ Ruídos originados por sistemas de ondas;
- ◆ Ruídos de fundo de baixa frequência resultante de interação superficial;
- ◆ Ruídos de fundo resultante de chuva;
- ◆ Ruídos de fundo resultantes de movimentação de gelo;
- ◆ Ruídos de fundo ligados a bolhas.

Observa-se a ausência de um fenômeno tipicamente ribeirinho: o ruído de corredeiras e quedas d'água. A referência citada indica alguns métodos de análise e sugere alguns procedimentos de avaliação de seus efeitos na propagação resultante. Na verdade, o importante é menos como o som é gerado e principalmente como ele se propaga no meio físico. Por exemplo, o ruído de fundo de um quebra mar pode ser analisado como um mecanismo de formação de vórtices. Isto significa que estes poucos procedimentos podem auxiliar no modelo de identificação.

Permanece, porém a dificuldade na filtragem, enfatizando assim a importância fundamental em se conseguir bem definir as características espectrais e temporais destas componentes, já que não se consegue eliminá-las por simples “desligamento”.

#### 4.10 - As Equações de Sonar

A propagação sonora em águas rasas permite a obtenção de muitas informações úteis sobre o oceano, comparando medições diretas e indiretas. Os fenômenos peculiares à acústica submarina produzem uma variedade de efeitos quantitativos que determinam o desenvolvimento e a operação de equipamentos sonares.

As equações de SONAR e suas propostas foram elaboradas durante a Segunda Guerra Mundial e derivadas das aplicações em radares. Baseiam-se em duas coisas: predição de um equipamento de SONAR existente, ou seja, equipamento antirradar e criação de um novo equipamento capaz de aumentar o campo de atuação e a precisão de suas detecções (TRAMUJAS et al., 2008).

As Equações Sonar relacionam os parâmetros que reúnem os efeitos do meio, do alvo e do equipamento. A representação matemática da equação sonar parte da análise da operação crítica dos equipamentos sonares, que é a detecção de um sinal acústico na presença de ruídos.

Para se descrever as equações, a representação matemática leva em conta a intensidade do alvo  $TS$  (*Target Strength*) que é uma função da fonte e do nível de eco, assim como a perda de transmissão  $TL$  (*Transmission Loss*) que ocorre no processo de retorno do eco.

Uma das principais funções de um SONAR é detectar alvos submersos e calcular quando um torpedo foi lançado ao mar por uma outra embarcação inimiga. Dessa forma, de todo sinal recebido pelo sensor, parte pode ser aproveitada, sendo essa parte considerada o sinal propriamente dito. A energia acústica descartada é chamada de ruído de fundo. Esse ruído de fundo é constituído basicamente de ruído estacionário que não é atribuído a propagação do eco.

Em um projeto de um sistema de SONAR, o principal objetivo é encontrar o nível geral da resposta a um sinal e diminuir a resposta do sistema ao ruído de fundo, ou seja, aumentar a relação sinal-ruído. Esse sistema serve na detecção, classificação, para caçar torpedos, na comunicação ou mesmo na procura de um cardume de peixes. Para cada uma dessas aplicações existe uma relação sinal-

ruído e um nível de qualidade que procura diminuir os falsos alarmes. Desse modo, a proposta do SONAR é a seguinte:

$$\text{Nível de Sinal} = \text{Nível de Mascaramento do Ruído de Fundo} \quad (4.23)$$

Esse nível de mascaramento descrito não significa que o ruído de fundo interfere no sinal, apenas remete a porção do ruído que se encontra dentro da banda de frequência analisada e poderá mascarar o sinal. A igualdade na Equação 4.23 remete ao instante quando o alvo aproxima e se afasta do receptor. Para distâncias curtas, o nível de sinal de um alvo deve exceder o nível de mascaramento do ruído de fundo, enquanto o contrário deve acontecer em longas distâncias. O instante de grande interesse para o desenvolvimento de um SONAR é o instante de igualdade.

O nível da fonte  $SL$  (*Source Level*), que é definido em termos da intensidade a um metro de distância, foi determinado a partir de conceitos físicos para expressar separadamente o efeito do eco sobre a intensidade do sinal, que são: o tamanho, forma e orientação do sinal; a intensidade da fonte; e, a distância da fonte ao alvo.

A maior dificuldade para a operação com SONAR é distinguir o sinal acústico propriamente dito do sinal de ruído de fundo. Dessa forma, a equação para o SONAR passivo pode ser escrita:

$$SL - TL = NL - DI + DT \quad (4.24)$$

Sendo:

$SL$  (*Source Level*) o nível da fonte projetor; Parâmetro do Equipamento;

$TL$  (*Transmission Loss*) a perda por transmissão; Parâmetro do Meio;

$NL$  (*Self-Noise Level*) o ruído eletrônico; Parâmetro do Equipamento;

$DI$  (*Directivity Index*) o índice de diretividade; Parâmetro do Equipamento;

$DT$  (*Detection Threshold*) a detecção mínima – Parâmetro do Equipamento: o valor no qual o sinal de eco deve exceder o sinal de ruído para haver detecção;

$NL$  (*Ambient Noise Level*) o nível de ruído ambiente; Parâmetro do Meio.

E a equação para o SONAR ativo pode ser escrita na seguinte forma:

$$SL - 2TL + TS = RL + DT \quad (4.25)$$

Sendo:

*SL* (*Target Source Level*) o nível da fonte alvo; Parâmetro do Alvo;

*TS* (*Target Strength*) a intensidade do alvo; Parâmetro do Alvo;

*RL* (*Reverberation Level*) o nível de reverberação; Parâmetro do Meio.

Segundo Xavier (2005), o ruído pode ser agrupado em quatro categorias:

- Ruído Ambiente: ruído cuja origem é independente do sistema sonar e engloba tanto os agentes naturais (vento, ondas, chuva, etc.) como os provenientes de interferências humanas (navegação, atividades industriais, etc.). Este tipo de ruído é caracterizado por processos estacionários;
- Ruído Próprio: ruído causado pela própria plataforma que transporta o sistema sonar (maquinário, esteira, etc.). Este ruído é caracterizado por frequências específicas;
- Fontes Isoladas: ruído gerado tanto por agentes naturais (tempestades, animais, etc.) quanto por interferências humanas (outros sistemas acústicos). São caracterizados pela aleatoriedade dos processos;
- Reverberação: ruído que afeta somente os sistemas sonares ativos, pois é causada pela própria emissão ao incidir em espalhadores. Estes espalhadores são divididos em três grupos: os de superfície, de fundo e de volume (organismos marinhos, materiais em suspensão e bolhas de ar).

A limitação da equação do sonar ativo pelo ruído ou reverberação depende da potência acústica, do alcance e da velocidade do alvo. Em termos práticos, o nível de reverberação diminui com o aumento da distância, enquanto que o nível de ruído se mantém constante.

#### 4.11 - Águas Rasas

O ambiente aquático em regiões oceânicas de baixa profundidade ou em leito de rios ou reservatórios é limitado pela superfície e inferiormente pelo fundo. Este ambiente é comumente designado em Acústica pelo termo de “águas rasas”. Uma característica importante desta configuração é possibilitar o aprisionamento da energia sonora entre essas duas interfaces e também propiciar a propagação do som a longas distâncias, porém ao mesmo tempo as fronteiras exercem uma importante modificação no comportamento da propagação.

Os critérios existentes para a delimitação das regiões de “águas rasas” baseiam-se não somente nas propriedades da propagação do som no meio, mas principalmente, na frequência da fonte sonora e nas interações do som com o fundo, o que resulta em uma relação ligando o comprimento de onda com as dimensões características do guia de ondas.

Segundo Katsnelson (2002), sob o ponto de vista acústico, uma região pode ser classificada como sendo de águas rasas se a relação seguinte for satisfeita:

$$r^2 \gg \frac{H^2}{\lambda}, \quad (4.26)$$

onde  $r$  é a distância entre a fonte e o receptor,  $H$  a profundidade do canal e  $\lambda$  o comprimento de onda. Se a relação (4.26) não for satisfeita, a região é dita ser de “águas profundas”.

Essa relação advém da comparação entre o número de modos presentes em um guia de ondas ideal, que é dado por  $M \approx \frac{2H}{\lambda}$ , prevista pela Teoria dos Modos Normais e o número máximo de raios para o mesmo canal  $M' = \frac{2r}{H}$ , dada pela Teoria dos Raios. Se a relação (4.26) for confirmada, o número de raios supera o número de modos e a energia associada a cada modo supera a energia de cada raio. Esta condição ocorre em regiões de águas rasas do oceano para sinais sonoros com frequências menores que 500 Hz.

Por outro lado, de acordo com o critério hipsométrico (ETTER, 2002), relacionado às profundidades, define-se “águas rasas” como as águas da plataforma continental. Devido à profundidade da plataforma junto ao talude, ser de aproximadamente 200m, as regiões de “águas rasas” são definidas como tendo profundidades menores que 200m.

Como a propagação sonora a longas distâncias se dá nas faixas de frequências baixas e intermediárias, ou seja, frequências abaixo de 1 kHz, devido a menor atenuação sofrida, o estabelecimento do limite entre “águas rasas” e “profundas” não é exato. Assim, muitas áreas que pelo critério hipsométrico seriam classificadas como “rasas”, podem ser “águas profundas” sob o ponto de vista acústico, o qual relaciona o comprimento de onda à largura do guia de onda. Por outro lado, áreas oceânicas além da plataforma continental podem ser consideradas “águas rasas”, quando a propagação de um sinal com frequências muito baixas se dá por inúmeras interações do sinal com a superfície e o fundo.

Em termos práticos, para uma dada frequência, são consideradas “águas rasas” as regiões nas quais as fronteiras refletoras e espalhadoras exercem grande influência na propagação e a energia distribui-se na forma de uma divergência cilíndrica, ficando aprisionada entre a superfície e o fundo. É válida a relação:  $r > 10H$ .

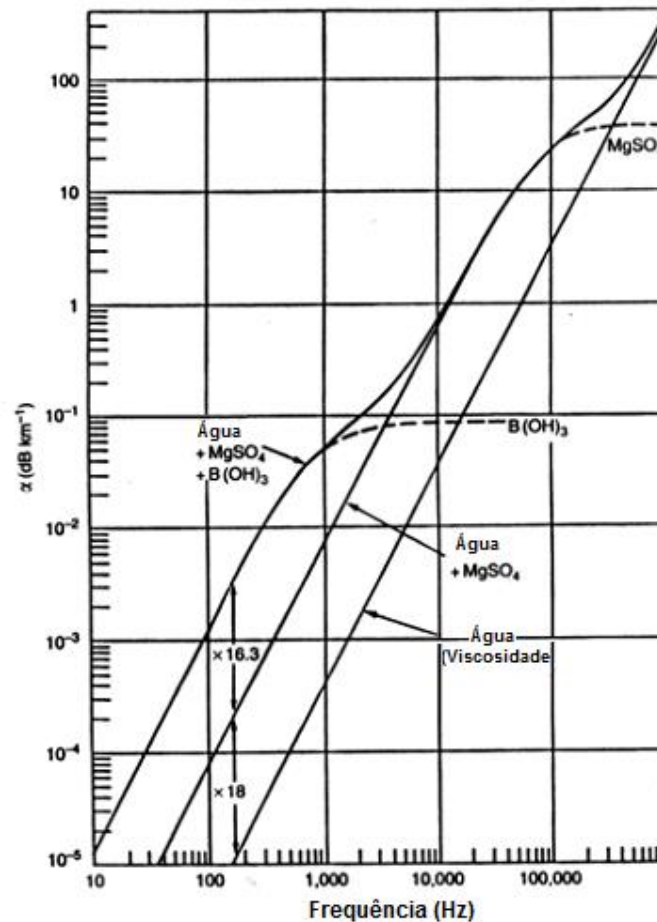
#### **4.11.1 - Propagação Sonora em Águas Rasas**

A principal característica da propagação sonora em “águas rasas” é a configuração do perfil da velocidade do som, que normalmente apresenta um gradiente negativo ou aproximadamente constante ao longo da profundidade. Isto significa que a propagação a longas distâncias se deve quase que exclusivamente às interações do som com o fundo e a superfície.

Como a cada reflexão no fundo ocorre uma grande atenuação, a propagação a longas distâncias está associada a grandes perdas de energia acústica (ETTER, 2002).

A frequência de emissão da fonte também é um parâmetro fundamental. Como na grande maioria das regiões oceânicas o fundo é formado de material absorvedor de energia acústica, este se tornará mais transparente à energia em ondas de baixas frequências, o que reduz a energia aprisionada no guia de onda. Assim, quanto mais baixa a frequência, maior a penetração do som no fundo e conseqüentemente, maior a dependência da propagação em relação aos parâmetros geoacústicos. Em frequências altas (>1kHz), a sensibilidade à rugosidade das interfaces e aos seres marinhos é maior, o que acarreta um maior espalhamento, uma menor penetração no fundo e uma maior atenuação volumétrica (LURTON, 2002).

Assim, a propagação a longas distâncias se dá na faixa de frequências intermediárias (de 100 Hz até cerca de 1 kHz) e é fortemente dependente da profundidade e dos mecanismos de atenuação. Na Figura 4.6 mostra-se a atenuação do sinal sonoro por absorção na água salgada em função da frequência.



**Figura 4.6 – Coeficientes de absorção para a água do mar (ETTER, 2002).**

Segundo Etter (2002), a dependência com a frequência pode ser categorizada em quatro grandes regiões, em ordem crescente de frequência: absorção no fundo, relaxação do ácido bórico, relaxação do sulfato de magnésio e a viscosidade.

#### 4.12 - Modelos Acústicos

O desenvolvimento das técnicas de modelagem na acústica submarina iniciou-se na década de 40, como uma forma de viabilizar o aperfeiçoamento dos sistemas sonares e suas respectivas avaliações, durante o período da Segunda Guerra Mundial, em apoio às operações navais.

Essencialmente, o termo “modelagem” é atribuído ao método de organização do conhecimento acumulado por meio da observação ou deduzido a partir de

princípios físicos básicos. “Simulação” refere-se ao método de implementação desse modelo ao longo do tempo.

Segundo Etter (2002), um modelo acústico é chamado físico ou analítico, quando representa a conceituação teórica dos fenômenos físicos que ocorrem no oceano. Os modelos matemáticos incluem tanto os modelos empíricos, aqueles baseados em observações experimentais, quanto os modelos numéricos, os construídos a partir da representação matemática da física governante. Define-se também, um terceiro tipo, os chamados modelos reduzidos (*analog models*), definidos como experimentações acústicas controladas em tanques de prova com o emprego de fatores de escala apropriados.

Os modelos acústicos podem ser classificados em três grandes categorias: Modelos ambientais, modelos acústicos básicos e modelos de desempenho sonar.

Os modelos ambientais são os algoritmos empíricos, utilizados na quantificação das condições de contorno e dos efeitos volumétricos do ambiente marinho. O contorno é definido pela rugosidade da superfície e do fundo e pelo tipo de material que o compõe. Estes modelos fornecem como dados de saída o estado do mar na superfície, a morfologia do fundo, as perdas na reflexão e o espalhamento nessas interfaces. Os efeitos volumétricos incluem a velocidade de propagação do som, os coeficientes de absorção devido à viscosidade e a relaxação química e a reverberação do meio devido a presença de bolhas, material em suspensão e a massa biológica.

Nos modelos acústicos básicos estão incluídos os modelos de propagação. Também estão incluídos os modelos de ruído e de reverberação.

Os modelos de desempenho sonar são modelos complexos, pois englobam além dos algoritmos das duas categorias anteriores, modelos apropriados de processamento de sinais. São aplicados na solução de problemas específicos, como na detecção de objetos submersos, varredura de minas, sondagem, buscas realizadas por torpedos e etc.

#### 4.12.1 - Modelos Acústicos no Oceano

As teorias mais utilizadas atualmente para descrever a propagação acústica e dispersão em águas marítimas são: modos normais, traçado de raios, equação parabólica, integração do número de onda e o modo de raios vertical-horizontal híbrido usado para trabalhos em 3D. Cada um destes métodos foi melhorado e aperfeiçoado para aplicações em águas rasas.

A Teoria dos modos normais foi melhorada com a introdução da "teoria do modo normal acoplado", que permite lidar com a dependência da faixa do meio em uma fatia entre fonte e receptor, e até mesmo efeitos 3D (PIERCE, 1965; MILDNER, 1969). Este fato representou a extensão do modelo básico 1D Pekeris a 2D e 3D, e permitiu a teoria abranger todo o oceano e o fundo do mar. Efeitos de meios elásticos (cisalhamento) também foram incluídos, mas não se tornaram populares.

A Teoria de Raios, muitas vezes ignorada em águas rasas para frequências inferiores a 1.000 Hz, ainda é uma ferramenta muito útil para a compreensão da física do som em águas rasas. Nesta teoria, se incluem os efeitos de deslocamento do feixe de onda que pode muitas vezes se aproximar dos resultados dos modos normais para a onda completa. (TINDLE; WESTON, 1980). Um dos desenvolvimentos mais interessantes na teoria de raios foi a correspondência da imagem do modo de raios, que mostrou como se poderia ir de uma imagem para o outra usando a interferência construtiva de modos para criar raios e vice-versa. Isto foi especialmente útil na modelagem das chegadas de sinais de banda larga, onde as chegadas anteriores, em águas rasas, seriam frequentemente realizadas por modos, enquanto as chegadas mais tardias seriam por raios (MUNK; WUNSCH, 1983).

A equação parabólica, uma vez que foi estendida para o regime de alto ângulo, era um "clássico instantâneo", em águas rasas, e de fato é, provavelmente, o código mais usado para a criação de representações de campo acústico atualmente. Inicialmente, as equações parabólicas eram criticadas como "não fornecendo uma visão física, apenas uma resposta", mas ao longo das décadas verificou-se que também se poderia projetar modos e raios do campo de equações

parabólicas, e assim acabou por ter uma velocidade, precisão de onda completa, e compreensão física, todos de um modelo.

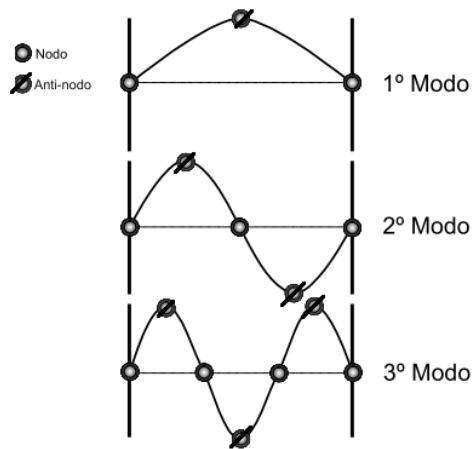
A Técnica de integração do número de ondas, com base na representação da transformada de Hankel do campo acústico, produz tanto o campo de pressão e a função de Green dependente da profundidade para fins acústicos de baixa profundidade. Enquanto este método é intrinsecamente menos adequado para problemas dependentes da distância, é excelente e supera outros métodos, incluindo efeitos de cisalhamento e de rugosidade de contorno.

Finalmente, chega-se à técnica de modos verticais e raios horizontais, que foi desenvolvido por Weinberg e Burridge, e que foram prontamente ignoradas durante várias décadas. Este modelo perspicaz de propagação totalmente 3D estava muito à frente do fluxo de dados em águas rasas, o que só recentemente incluiu oceanografia, bem como refração batimétrica e reflexão. Esta teoria foi recentemente ampliada para incluir equações parabólicas em vez da teoria de raios na horizontal, o que lhe dá ainda mais poder como uma abordagem para “onda quase cheia”. (Ele ignora o modo de acoplamento, por isso é tão bom como a aproximação adiabática).

#### **4.12.2 - Método dos Modos Normais**

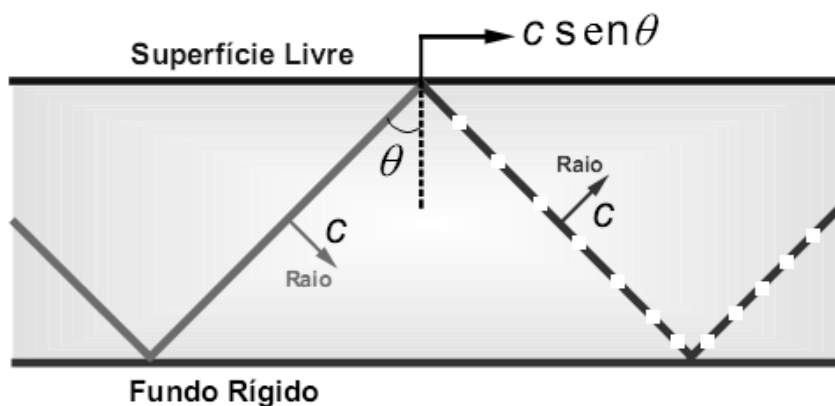
Do estudo de vibrações, tem-se que ao ser aplicado um deslocamento transversal no ponto central de uma corda fixa nas extremidades, esta irá vibrar, deslocando-se meio ciclo de senoide no espaço, com uma amplitude máxima no centro (antinodos) e nula nas extremidades (nodos). Esta forma de vibração é chamada de modo fundamental de vibração ou primeiro modo normal ou modo natural. Esse movimento perdurará indefinidamente, se não houver mecanismos de amortecimento. Se a corda vibrar, tendo além dos pontos nodais nas extremidades, um outro nodo no centro, ela desenvolverá um ciclo de senoide completo e vibrará no segundo modo normal. Forçando a existência de pontos nodais a um terço e a um quarto do comprimento da corda, surgirão o terceiro e quarto modos, respectivamente, e assim por diante. Na Figura 4.7 apresenta-se os

modos normais de vibração em uma corda presa nas extremidades.



**Figura 4.7 – Modos Normais de vibração em uma corda presa nas extremidades**

No estudo do Método dos Modos Normais aplica-se o conceito de vibrações em um modelo oceânico idealizado, onde o meio é homogêneo, limitado superiormente por uma superfície livre e inferiormente por um plano perfeitamente rígido, nos quais as reflexões são especulares, a velocidade de propagação do som é constante e as ondas sonoras são consideradas planas. Essa geometria é escolhida por sua simplicidade, facilidade na obtenção da solução analítica e por apresentar o método de forma bastante clara. Na Figura 4.8 apresenta-se um trecho desse modelo e a propagação de apenas um pulso sonoro.

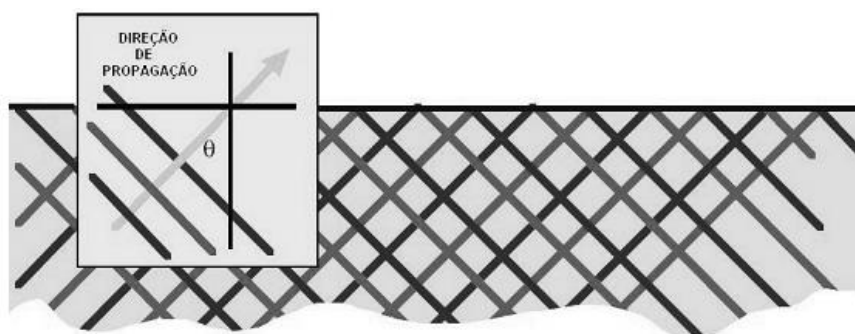


**Figura 4.8 – Reflexão de ondas planas em um guia de ondas ideal (COATES, 2002).**

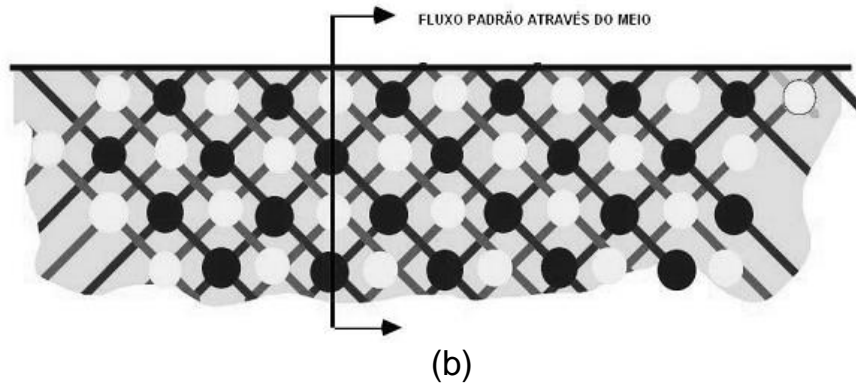
No esquema mostrado na Figura 4.8, a frente de onda representada pela linha contínua (na cor cinza), de alta pressão, incide na superfície livre, reflete e inverte a fase, voltando como uma frente de baixa pressão (representada pela linha tracejada na cor preta) relativa ao ambiente. Assim, o coeficiente de reflexão na superfície é então,  $-1$ . Como o fundo é rígido, ele é resistente à compressão e assim quando a frente de onda incide, reflete sem inverter a fase, ou seja, se a frente de onda incidir como alta pressão, ela reflete como uma frente de alta pressão. Com isso, o coeficiente de reflexão nessa interface é  $1$ . A direção da propagação, definida pelo raio sonoro, é normal à frente de onda e a velocidade horizontal aparente é dada por  $c \cdot \sin \theta$ , sendo  $c$  a velocidade de propagação do som e  $\theta$  o ângulo de incidência, medido entre a normal às interfaces e o raio sonoro.

Se a excitação do guia de ondas for periódica, o meio será insonificado continuamente, e haverá a formação de um campo de pressão devido às interferências construtivas e destrutivas entre as diversas frentes de onda. Conforme apresentado na Figura 4.9-a, as regiões de máxima pressão surgem no cruzamento das frentes de alta pressão (linhas pretas); as de mínima pressão no cruzamento de frentes de baixa pressão (linhas cinzas) e o cruzamento de uma linha de baixa pressão com uma linha de alta pressão faz surgir regiões de pressão nula.

A direção de propagação aparente é para a direita, conforme mostrado na Figura 4.9-b.

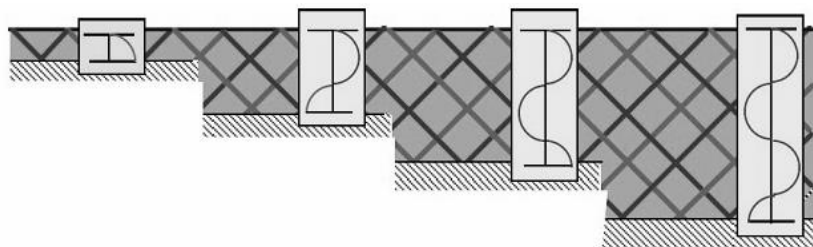


(a)



**Figura 4.9 (a e b) – Excitação periódica de um canal e formação de pressão por interferências entre as frentes de onda (COATES, 2002).**

O campo de pressão fica confinado entre a superfície livre e o fundo rígido e o seu estabelecimento ocorre se a profundidade do canal permitir as condições adequadas de reflexão para os raios emitidos com ângulos de incidência específicos, relacionados à frequência de excitação da fonte. Na Figura 4.10 são apresentados quatro guias de ondas com profundidades distintas, as quais satisfazem as condições para o confinamento de modos discretos. Todos os demais parâmetros, tais como a velocidade do som, a frequência da fonte, a densidade da água e as características da superfície e do fundo são constantes e iguais para todos os canais. Em destaque, são mostradas as variações senoidais da amplitude de pressão com a profundidade. Os pontos nodais, pontos de pressão nula, localizam-se no cruzamento da curva de pressão com o eixo da profundidade ( $z$ ) e os antinodos correspondem àqueles pontos onde a pressão é máxima ou mínima.



**Figura 4.10 – Aprisionamento de modos para guias de onda de profundidade variável, excitado por uma fonte harmônica. Os gráficos em destaque apresentam as pressões horizontais em função da profundidade (COATES, 2002).**

Cada modo normal de vibração se forma apenas para uma dada frequência em um particular ângulo de incidência.

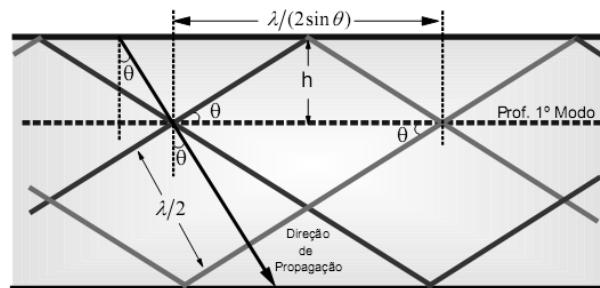
Pela análise da geometria mostrada na Figura 4.11 pode-se verificar que o ângulo de incidência,  $\theta$ , é dado por

$$\theta = \arccos(\lambda/4h) \quad (4.27)$$

para o primeiro modo e

$$\theta_m = \arccos\left[\frac{\lambda}{2h}\left(m - \frac{1}{2}\right)\right], \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (4.28)$$

para os demais modos.



**Figura 4.11 – Geometria para obtenção da relação entre o ângulo de incidência  $\theta$ , o comprimento de onda  $\lambda$  e a profundidade  $h$  para o número do modo (COATES, 2002).**

É importante salientar que devido à orientação das frentes de onda em relação às fronteiras do canal, a velocidade da propagação do padrão da interferência de pressão para cada modo, conhecida como velocidade de grupo (aparente), será dada pela expressão:

$$u_m = c \sin \theta_m, \quad (4.29)$$

conhecida como relação de dispersão, onde  $c$  é a velocidade de propagação do som ou velocidade de fase.

Se  $\theta_m$  tender para  $90^\circ$ , as frentes de onda terão praticamente um alinhamento vertical e se propagarão próximo à velocidade de fase,  $c$ . Isso somente acontece quando a frequência de excitação é muito alta. Por outro lado, se a frequência de excitação cair drasticamente, de forma que a profundidade do

canal seja aproximadamente  $\lambda/4$ ,  $\theta_m$  tenderá para  $0^\circ$  e as frentes de onda terão um alinhamento praticamente horizontal formando ondas estacionárias que se refletem continuamente no fundo e na superfície. A velocidade de grupo, neste caso, será nula. Essa frequência é conhecida como frequência de corte para o  $m$ -ésimo modo, pois para uma frequência abaixo dela, o modo deixa de existir. Para frequências acima da frequência de corte, a propagação ocorre para um ângulo de incidência específico ( $\theta_m$ ) e na sua respectiva velocidade de grupo, ( $u_m$ ).

Como vários modos estão se propagando, cada um com sua velocidade de grupo, o campo de pressão será constituído da superposição das pressões sonoras devido a cada modo. Cabe salientar que a profundidade da fonte também exerce um papel muito importante no estabelecimento da amplitude do campo de pressão e até mesmo na existência de determinados modos, pois se a fonte for colocada em um ponto nodal, o modo que possuir este ponto não existirá. Para se obter uma excitação máxima para um determinado modo, a fonte deve ser colocada em um dos antinodos.

O caráter dispersivo da propagação pode ser constatado, experimentalmente, pela análise do som produzido por uma fonte explosiva, que contém uma banda espectral bastante larga (20 Hz a 2 kHz). Nas proximidades da detonação, o som ouvido é bastante grave. Nas regiões distantes o som ouvido é um pulso senoidal de aproximadamente 1s de duração, inicialmente agudo, com frequência de 2 kHz e grave no final, com frequência de poucas centenas de Hz. Isso ocorre porque em altas frequências, as velocidades de grupo dos modos estarão agrupadas próximo à velocidade de fase, enquanto que as frequências baixas sustentam cada vez menos  $c$  modos e as velocidades de grupo decrescerão em relação à  $c$ . Assim, as componentes de alta frequência chegarão antes que as componentes de baixa frequência.

#### **4.12.3 – Modelo Matemático para um Canal Real**

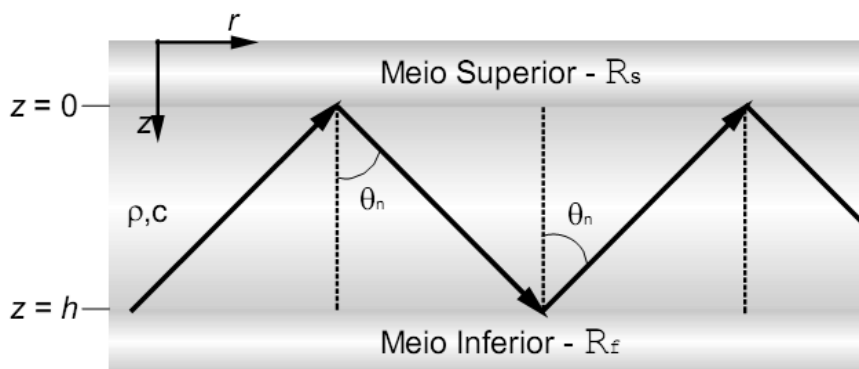
No modelo teórico de Pekeris, que representa feições frequentemente encontradas na natureza, compostas de camadas sedimentares estratificadas,

aproximadamente paralelas, as interfaces são consideradas planas e paralelas e funcionam como horizontes de reflexão.

#### 4.12.3.1 - Equação Característica em Meios Estratificados

Inicialmente, apresenta-se a equação característica para um meio estratificado genérico para posterior dedução da equação característica aplicada ao modelo teórico de Pekeris.

Representa-se um meio estratificado, de forma genérica, por um modelo físico constituído por uma camada fluida homogênea, limitado superiormente por um meio horizontalmente estratificado, com um coeficiente de reflexão  $\mathfrak{R}_s$  e limitado inferiormente, por um meio, também horizontalmente estratificado, com o coeficiente de reflexão  $\mathfrak{R}_f$ , conforme esquema mostrado na Figura 4.12.



**Figura 4.12 – Meio estratificado genérico**

Sabendo que a solução da equação da onda é composta pelo produto de dois fatores, um dependente apenas da profundidade e o outro da distância horizontal, o primeiro fator pode ser descrito como a resultante da interferência de duas ondas planas, uma se propagando para cima e a outra para baixo conforme a equação abaixo:

$$S(z) = Ae^{i\gamma z} + Be^{-i\gamma z}, \quad (4.30)$$

onde  $A$  e  $B$  são constantes a serem determinadas pelas condições de contorno e iniciais.

Arbitrando-se o sentido positivo do eixo  $z$  para baixo, o primeiro termo do lado direito da equação corresponde a uma onda propagando-se para cima e o segundo termo uma onda propagando-se para baixo.

Como o coeficiente de reflexão na superfície  $\mathfrak{R}_s$  é definido como a razão entre as ondas refletida e incidente, na superfície ( $z = 0$ ), ele é expresso por:

$$\mathfrak{R}_s = \left. \frac{Be^{-i\gamma z}}{Ae^{i\gamma z}} \right|_{z=0} = \frac{B}{A}, \quad (4.31)$$

Analogamente, no fundo ( $z = h$ ),  $\mathfrak{R}_f$  é dado por:

$$\mathfrak{R}_f = \left. \frac{Ae^{i\gamma z}}{Be^{-i\gamma z}} \right|_{z=h} = \frac{A}{B} e^{i2\gamma h}. \quad (4.32)$$

Relacionando as Equações (4.31) e (4.32) obtém-se:

$$\mathfrak{R}_f = \frac{1}{\mathfrak{R}_s} e^{i2\gamma h} \Rightarrow \mathfrak{R}_s \mathfrak{R}_f e^{-2i\gamma h} = 1 \therefore 1 - \mathfrak{R}_s \mathfrak{R}_f e^{-2i\gamma h} = 0. \quad (4.33)$$

No caso de um canal ideal, tem-se que  $\mathfrak{R}_s = -1$  e  $\mathfrak{R}_f = 1$ . Substituindo estes valores na Equação (4.33) chega-se na expressão:

$$1 + e^{i2\gamma h} = 0. \quad (4.34)$$

Transformando a exponencial em sua forma trigonométrica, a equação (4.34) torna-se:

$$\cos(-2\gamma h) + i\text{sen}(-2\gamma h) = -1. \quad (4.35)$$

Pela igualdade de números complexos, tem-se que:

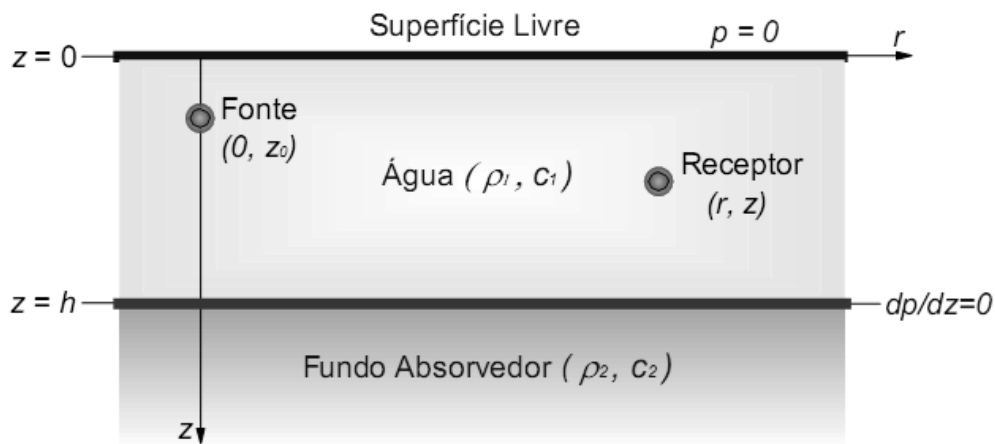
$$\cos(-2\gamma h) = -1 \text{ e } i\text{sen}(-2\gamma h) = 0. \quad (4.36)$$

A partir da Equação (4.36) obtém-se:

$$\gamma_m = \frac{(m-0,5)\pi}{h}, \text{ para } m = 1,2,3,\dots \quad (4.37)$$

#### 4.12.3.2 - O Modelo de Pekeris

Uma vez definida a equação característica para meios estratificados genéricos, aplica-se a mesma ao modelo físico de Pekeris, composto de um meio homogêneo líquido sobreposto a uma camada sedimentar não consolidada (absorvedora) e estratificada, com as interfaces planas e paralelas. O conhecimento da solução para esse modelo, ilustrado no esquema mostrado na Figura 4.13, constitui a base para a modelagem de ambientes mais complexos.



**Figura 4.13 – Modelo Físico de Pekeris**

Neste modelo, a equação final para o campo de pressão é dado pela seguinte equação (XAVIER, 2005):

$$p = \rho \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) r^{-1/2} \sum_m q_m S_m(z_0) S_m(z) \exp(-\delta_m r - ik_m r) \quad (4.38)$$

onde  $m$  é o número total de modos,  $k$  é o número de onda horizontal,  $S_m$  são as auto funções,  $q_m$  é a taxa de modos de excitação e  $\delta_m$  é o termo de atenuação estimado pela calibração com dados experimentais.

#### **4.13 – Análise sonora subaquática em rios baseada na análise de dados experimentais**

Diversos habitats aquáticos, em rios, têm sido tradicionalmente classificados de acordo com as características de fluxo e as propriedades geomórficas do meio. A estrutura e dinâmica desses tipos de habitats influencia, entre outras características de fluxo do ecossistema, a composição e distribuição de peixes e invertebrados bentônicos (grupos de organismos que habitam diferentes tipos de substratos de habitats aquáticos. Estes podem ser compostos de fragmentos de vegetais, sedimentos diversos, macrófitas, algas filamentosas, entre outros. Dentre os diversos grupos existentes, pode-se destacar os moluscos, insetos, nematódeos e os oligoquetos.). No entanto, pouco se sabe sobre a assinatura acústica de tipos de habitats aquáticos. Não se sabe se todos os habitats simplesmente possuem assinaturas de “ruído branco” semelhantes ou se eles têm assinaturas mistas ou até mesmo assinaturas únicas – originais – (por exemplo sons de corredeiras e de piscinas são iguais ou diferentes?) (TONOLLA et al., 2010).

Acusticamente, os ecossistemas de água doce têm sido considerados como grandes ambientes compostos ao invés de um mosaico de tipos de habitats distintos. Foi observado que as fontes físicas de geração de sons subaquáticos dependem das condições hidráulicas (profundidade e velocidade do fluxo, transporte de sedimentos), enquanto fontes bióticas (por exemplo, criadas por insetos aquáticos) poderão contribuir somente para sinais acústicos quando a água está estagnada ou fluindo lentamente. Baseado em experiências de laboratório, (TONOLLA et al., 2010) demonstraram que o som subaquático em águas rasas pode ser criado pela turbulência resultante da interação da velocidade de fluxo, rugosidade relativa (dada como submersão relativa) e obstruções do fluxo. Além disso, TONOLLA et al. (2010) mostraram que diferentes assinaturas acústicas existem em diferentes posições em um curso de canal, apontando uma influência direta nas condições morfológicas e hidráulicas sobre a assinatura acústica, que também pode ser o caso para diferentes tipos de habitats de rios.

Sons subaquáticos exibem uma menor taxa de atenuação comparada com a luz e substâncias químicas; ao mesmo tempo, é rapidamente transmitida a longas distâncias (4 – 5 vezes mais rápida que no ar). Portanto, assinaturas acústicas mais prováveis, fornecem importantes fontes de informação sobre o ambiente subaquático para organismos aquáticos. Embora algumas espécies de peixes usam ativamente sinais acústicos para comunicação, quase todas as espécies de peixes são capazes de detectar som e, portanto, podem usá-lo para posicionamento, navegação, detecção de refúgio e seleção de presas. Assim, espera-se uma grande influência dos sons subaquáticos na ecologia e no comportamento de muitos organismos subaquáticos (TONOLLA et al., 2010).

O principal objetivo do estudo feito por TONOLLA et al. (2010) foi caracterizar hidrogeomorfológica e acusticamente comuns tipos de habitats aquáticos, incluindo piscinas, corredeiras (com e sem transporte de sedimentos leito), e riachos. Os objetivos específicos foram (i) caracterizar os tipos de habitat do rio com base em assinaturas acústicas e (ii) para quantificar a relação entre as características acústicas e hidrogeomorfológicas. Especificamente, os autores previram que (i) os cinco tipos de habitats de rios selecionados podem ser claramente distinguidos acusticamente e (ii) que características típicas hidrogeomorfológicas influenciam uma única ou uma faixa de frequências.

Potenciais fontes de incerteza foram consideradas quando os dados acústicos eram medidos e analisados. Elas incluem o ruído gerado pela vibração do cabo do hidrofone (induzido pelo vento ou pela água) e o ruído de fundo produzido pela suspensão do hidrofone na coluna de água. As hastes de metal colocadas sob a superfície da água representaram os obstáculos no fluxo de água e podem ter criados algumas turbulências e vibrações indesejadas, influenciando assim as medições sonoras. O fator externo mais importante que influenciou as medições sonoras foi o vento, dominante em altas frequências.

O efeito da turbulência e da vibração indesejada devido à obstrução do fluxo foi reduzido pelo uso de dois hidrofones, colocados próximos um do outro. Esta configuração dos instrumentos foi montada para fornecer dados que podem ser usados para reduzir o ruído causado pelo fluxo turbulento em todos os hidrofones

e o ruído interno de sensores e amplificadores e, portanto, fornecer uma relação sinal-ruído elevado (TONOLLA et al., 2010).

Outros trabalhos utilizam técnicas diferentes. Marsden e Huang, por exemplo, utilizaram ADCPs (Acoustic Doppler Current Profilers essencialmente sonares que verificam o comportamento de perfis de velocidade) para detectar mudanças de comportamento hidrológico em função de depósito de sedimentos.

Outros procedimentos existem, porém estes aqui foram incluídos a título de exemplo, tendo sido citados TONOLLA et al. (2010) em detalhe pela sua afinidade com o presente trabalho.

## 5 – METODOLOGIA ADOTADA

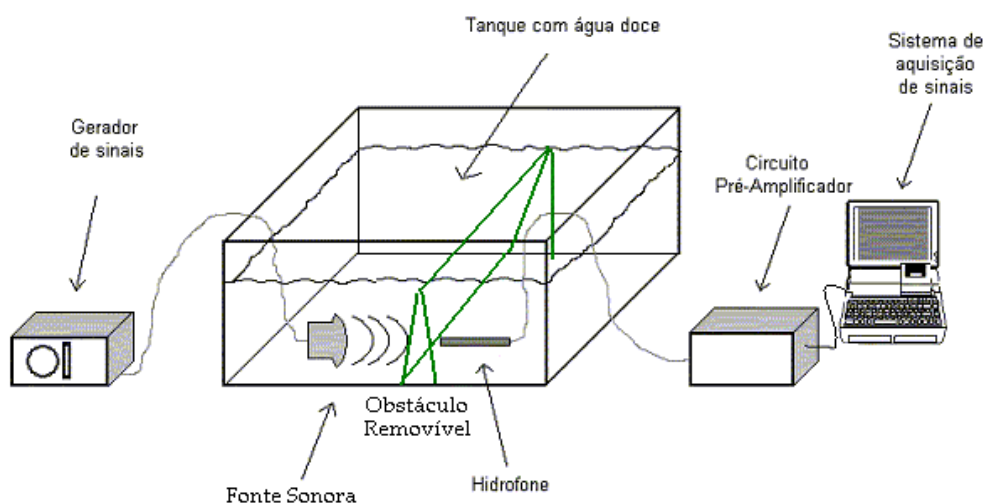
A Metodologia adotada para o desenvolvimento deste trabalho pode ser representada de forma resumida pelos itens descritos a seguir.

### 5.1 - Montagem experimental

A montagem experimental envolve uma série de tanques especiais atualmente em utilização no Centro de Pesquisas Hidráulicas e Recursos Hídricos – CPH – UFMG, para estudos de peixes, barragens, vertedouros e outros.

A montagem típica utilizada na fase de calibração e verificação do funcionamento está apresentada no esquema mostrado na Figura 5.1. Dentro de um tanque são posicionados obstáculos variáveis, e uma fonte vibro-acústica (no presente momento um alto-falante com proteção para água e pressão) é posicionada em um dos extremos do tanque e no outro extremo um hidrofone. Os sinais são monitorados, com ou sem a presença de obstáculos.

Estes sinais têm sido monitorados até agora com hidrofones de baixo custo produzidos no próprio CPH ou pelo hidrofone padrão industrial da Reson TC4013, indicado no anexo. O circuito de condicionamento está também apresentado no anexo.

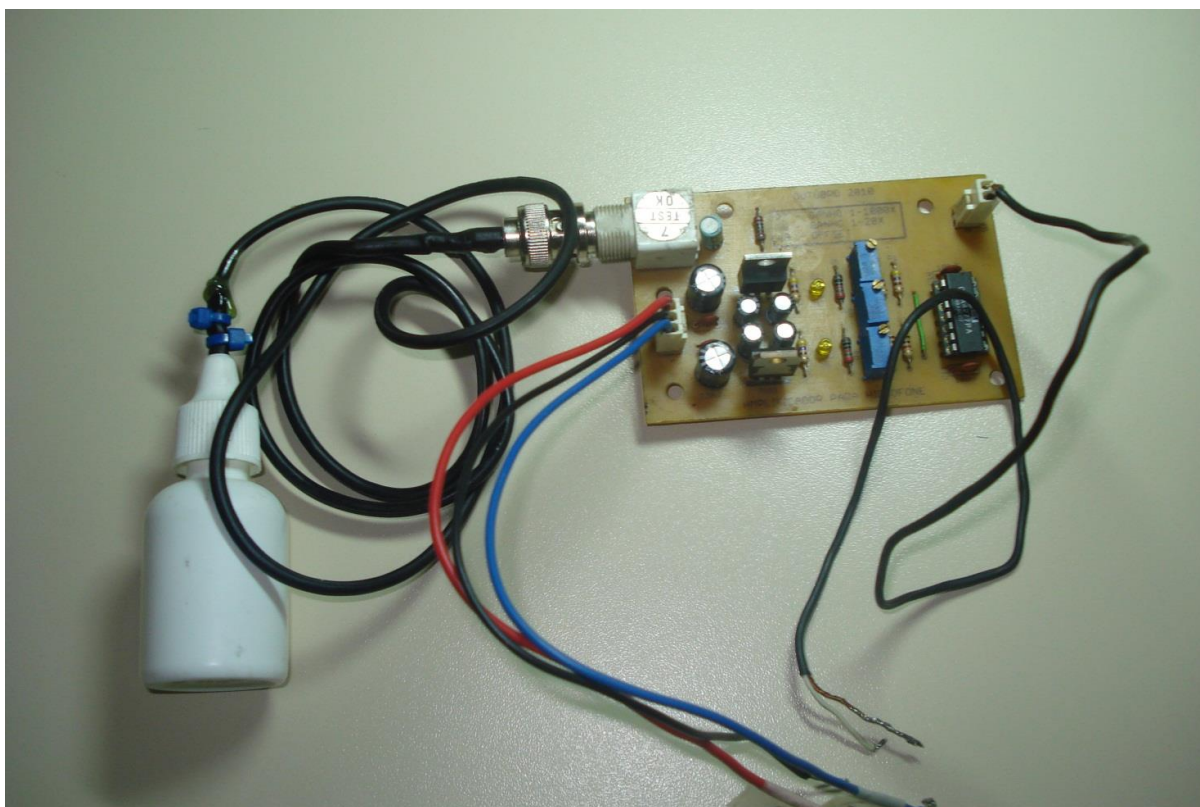


**Figura 5.1 – Visualização da Montagem Experimental para monitoramento de sinais**

Além de hidrofones já em fase de testes, comprados em projeto em que o orientador participa outros sensores dedicados estão também sendo desenvolvidos. Além disto, as bancadas mencionadas estão bem instrumentadas do ponto de vista convencional, ou seja, para a determinação de pressões e velocidades locais.

Para esta fase de testes foram utilizados dois tipos de hidrofones: o hidrofone de referência modelo TC-4013 e o microfone desenvolvido de forma artesanal no CPH-UFMG, e apresentado juntamente com seu pré-amplificador mostrado na Figura 5.2 , pela equipe que participa do presente projeto. O diagrama do circuito do pré-amplificador está apresentado no anexo.

Este teste tem como objetivo uma eventual substituição dos sensores de alto custo visando uma aplicação principalmente em locais com ambiente agressivo para o transdutor.

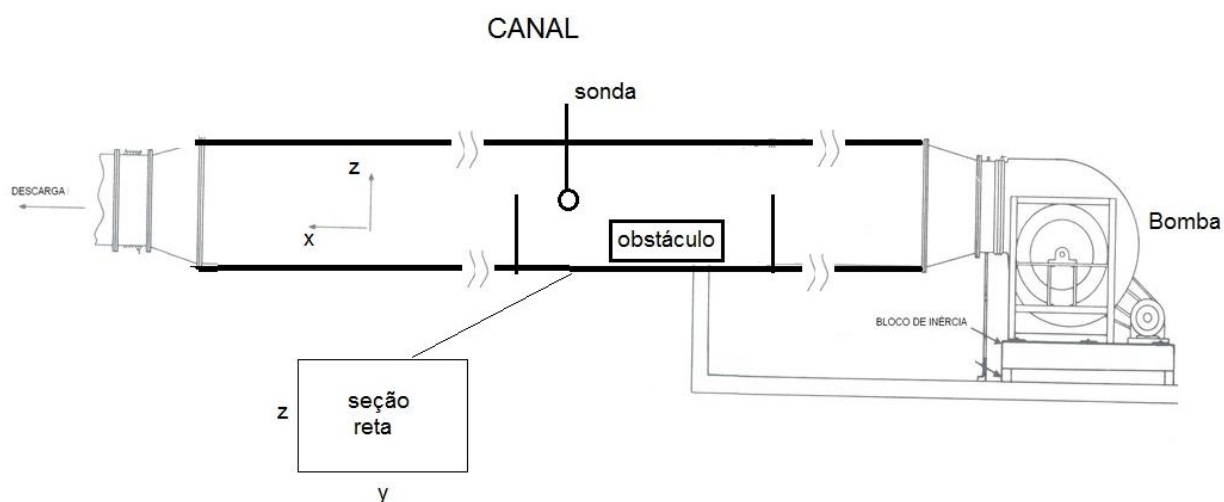


**Figura 5.2 – Hidrofone artesanal e seu amplificador desenvolvido na UFMG**

## 5.2 - Detalhamento do Procedimento Experimental

Foram realizados testes em um canal na forma esquematizada e mostrada nas figuras 5.3 e 5.4. O canal utilizado tem 40 cm de profundidade e o obstáculo, inserido após algumas medições, tem 9 cm de altura. Outras características tais como canal profundo não foram consideradas no modelo por não serem pertinentes nesse experimento.

A indicação da sonda, refere-se a dois tipos de transdutores que foram utilizados, ADCP de referência, varrendo uma seção do canal em x, y e z, e as saídas dos hidrofones.



**Figura 5.3 – Esquema da Montagem para coleta de dados com hidrofone**

Foram realizados experimentos com e sem a presença de obstáculo introduzido para se modificar as condições do escoamento local. Os resultados típicos obtidos com os ADCPs foram tratados estatisticamente conforme se apresenta no anexo.

A montagem pode também ser visualizada na fotografia representada na figura 5.4.



**Figura 5.4 – Fotografia da Bancada usada nos testes**

Os resultados já obtidos foram combinados e associados, ou seja, os resultados de sensores calibrados ADCPs foram combinados aqueles obtidos da leitura do hidrofone, igualmente posicionado em condições de escoamento idênticas.

## 6 – RESULTADOS

### 6.1 – Simulação Computacional

A simulação computacional inicial já realizada neste trabalho foi feita utilizando-se o modelo de propagação da Teoria dos Modos Normais, e implementada usando o algoritmo KRAKEN, que faz parte do ACTUP  $\alpha$  Toolbox v2.2 – Acoustic Toolbox do Matlab R2006a – Mathworks, do Centro de Ciência e Tecnologia Marinha, da Universidade de Tecnologia Curtin, na Austrália.

As hipóteses principais adotadas são as seguintes:

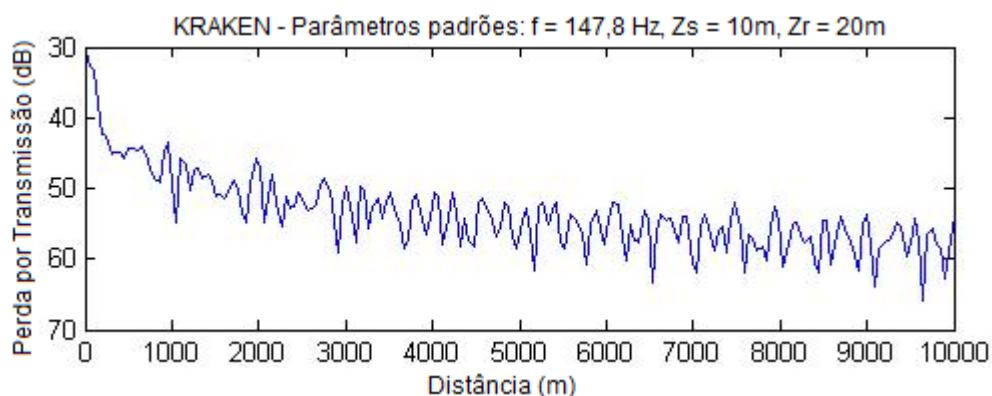
- A Perda por Transmissão ( $TL$ ) está ligada aos modos discretos, ou seja, aos associados a perdas resultantes de reflexão total;
- O meio aquático é modelado como tendo uma camada de fluido onde o som tem um perfil de velocidades uniforme em um semi-plano finito arbitrário;
- No modelo simulado adota-se uma camada de água com 23 m de espessura (profundidade) com velocidade constante, sobreposta a uma camada de sedimentos em um semi-plano infinito, com velocidade de propagação do som constante e densidade também constante;
- A fonte é pontual contínua e de amplitude arbitrária.

O modelo dos testes tem as seguintes características:

- Velocidade de propagação do som na água:  $c_1 = 1508$  m/s;
- Velocidade de propagação do som no fundo:  $c_2 = 1689$  m/s;
- Densidade da água:  $\rho_1 = 1033$  g/m<sup>3</sup>;
- Densidade do fundo:  $\rho_2 = 2066$  g/m<sup>3</sup>;
- Frequência da fonte harmônica: 147,8 Hz;
- Profundidade da coluna d'água:  $h = 23$  m;
- Profundidade da fonte:  $z_0 = 10$  m; e
- Profundidade do receptor:  $z_r = 20$  m.

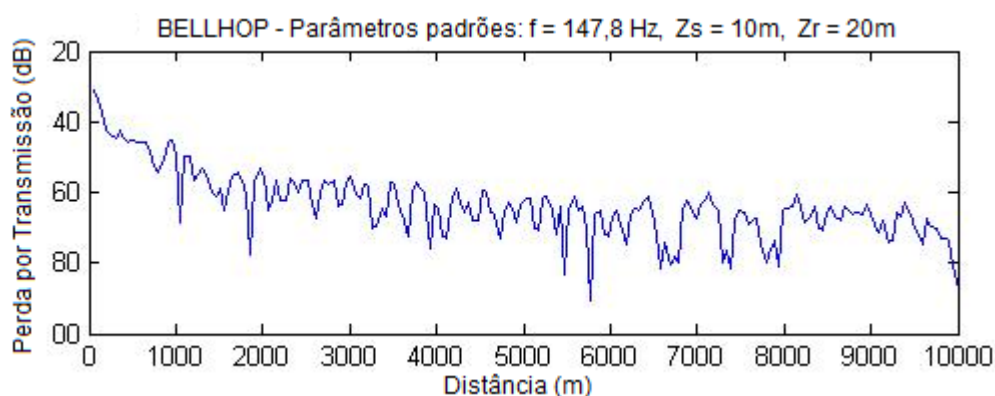
Na figura 6.1 mostra-se a perda de transmissão em função da distância

horizontal do modelo descrito acima. Esta primeira simulação foi realizada utilizando o modelo KRAKEN.

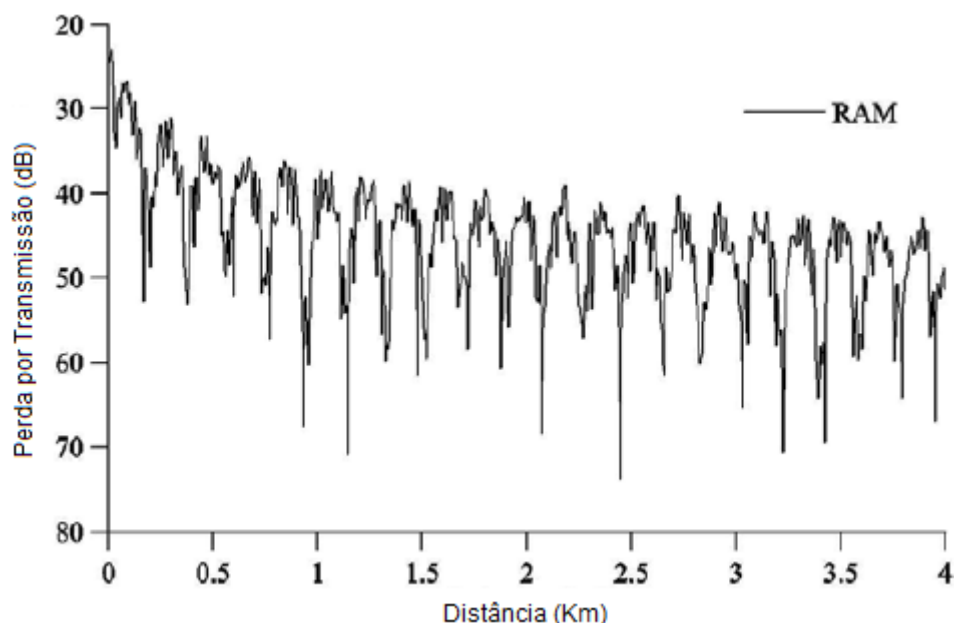


**Figura 6.1 – Curvas da perda por transmissão pela distância, obtida pelo modelo KRAKEN**

Outros testes foram realizados com outros modelos. Eles usam o método de equações parabólicas (PE), a partir do desenvolvimento da aproximação de Padé, cuja exatidão aumenta com o número de termos na série. Nas figuras 6.2 e 6.3 mostra-se os resultados obtidos com o método de BELLHOPE, simulados neste trabalho, e os resultados obtidos por (XAVIER, 2005) utilizando o método de RAM, respectivamente.



**Figura 6.2 – Curvas da perda por transmissão pela distância, obtida pelo modelo BELLHOP**



**Figura 6.3 – Curvas da perda por transmissão pela distância, obtida pelo modelo RAM (XAVIER, 2005).**

Os resultados obtidos com os métodos KRAKEN e BELLHOP são muito próximos e seguem um padrão de perda de transmissão de acordo com a distância horizontal. O método KRAKEN usa o Método dos Modos Normais, enquanto o método BELLHOP usa o Método dos Elementos de Contorno para obter a perda de transmissão. Apesar de métodos diferentes, os resultados seguem um padrão semelhante. O método de RAM, usado em (XAVIER, 2005), baseia-se na aproximação das Equações Parabólicas (PE) e utiliza a abordagem pelos termos da série de Padé. Por este método, a escala do valor foi aumentada para avaliar o comportamento de perda de transmissão de até uma distância de 4 km. Observa-se que as conclusões deste estudo são próximas aos resultados obtidos na literatura.

## 6.2 – Resultados Experimentais Preliminares

Os testes iniciais realizados no canal foram conduzidos em vazão média de referência em metros cúbicos por segundo igual a  $13,8 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ . Este valor foi fixado por apresentar a velocidade mais estável para regulagem pelo inversor, isto é, com menor oscilação de escoamento.

Considerando-se a origem de referência do sistema de eixos em um dos cantos inferiores do canal, conforme o sistema de eixos indicado na Figura 5.3, foram obtidos os dados referentes a leitura dos ADCPs e apresentados na Tabela 6.1, a seguir.

**Tabela 6.1: Resultados Obtidos com os ADCPs**

Ponto	Y x 10 <sup>-2</sup> m	Z x 10 <sup>-2</sup> m	V <sub>x</sub> média m/s x 10 <sup>-2</sup>	Obstáculo
1	10	30	3,13	SIM
2	10	20	-1,40	SIM
3	10	10	-4,34	SIM
4	20	10	0,42	SIM
5	20	20	-0,05	SIM
6	20	30	0,24	SIM
7	30	30	0,58	SIM
8	30	20	-1,87	SIM
9	30	10	0,14	SIM
10	40	10	-0,48	SIM
11	40	20	0,56	SIM
12	40	30	0,67	SIM
13	40	30	-0,12	NÃO
14	40	20	-0,42	NÃO
15	40	10	0,48	NÃO
16	30	10	0,54	NÃO
17	30	20	0,71	NÃO
18	30	30	-0,07	NÃO
19	20	30	0,22	NÃO
20	20	20	-0,15	NÃO
21	20	10	-0,45	NÃO
22	10	10	0,14	NÃO
23	10	20	0,73	NÃO
24	10	30	0,64	NÃO

Para os hidrofones foram obtidos resultados para o Reson TC 4013 e para o microfone artesanal reproduzidos abaixo dois valores típicos, conforme a leitura obtida diretamente da leitura do osciloscópio, exemplificados a seguir.

Condição com/sem obstáculo ponto 5 e 20, respectivamente.

Ponto 5: 6,3 mV RMS a 2,50 kHz

Ponto 20: 4,8 mV RMS a 2,50 kHz

## 7 – CONCLUSÃO E PROPOSTAS FUTURAS

Com base nas atividades desenvolvidas no trabalho é possível se afirmar que:

a) Com relação à simulação computacional.

Os modelos de simulação computacional conseguiram prever de forma adequada aqueles encontrados na literatura.

O modelo simulado nesse trabalho apresentou um bom resultado, pois a simulação foi realizada considerando-se pequenas distâncias, no ambiente de águas rasas. Se a simulação fosse a grandes distâncias esse modelo deveria ser modificado, isto é o percurso aumenta por causas das reflexões e a atenuação deve ser trabalhada.

b) Com relação às montagens experimentais

A variação da velocidade obtida por meio de sistemas calibrados convencionais pode ser associada aos dados das ondas mecânicas obtidos com a utilização de hidrofones.

O hidrofone artesanal permitiu que se fizesse uma avaliação dos parâmetros de velocidade por apresentar correlação entre as velocidades e os dados obtidos das ondas mecânicas. Entretanto existe ainda a necessidade de se calibrar os resultados e se buscar uma melhor avaliação, para que possam ser melhoradas as relações sinal/ruído.

Com relação ao que ainda deve ser feito no presente trabalho são contempladas as seguintes atividades:

c) Com relação à simulação computacional

Os modelos de simulação computacional devem ser associados às condições a ser obtidas nos canais.

d) Com relação às montagens experimentais

Os sistemas necessitam que seja feita uma sequência completa de medições com correlação dos dados obtidos, com estimativa de erros e incerteza e uma calibração adequada. Esta calibração deve ser feita com o excitador inicialmente (excitador subaquático já desenvolvido) e em seguida comparada aos diversos resultados obtidos do sensor ADCP.

## 8 – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Katsnelson, B. G., et al., *Fundamentals of Shallow Water Acoustics*. London, Springer Science+ Business Media, LLC 2012.
- [2] Ali, H. B., *Oceanographic variability in Shallow-Water acoustics and the dual role of the sea bottom*. IEEE Journal of Oceanic Engineering, Vol. 18, nº 1 – Janeiro de 1993.
- [3] Beranek L.L.; Vér I.L. – *Noise and vibration control engineering: Principles and applications*. John Wiley & Sons, Inc. Canada. 1992.
- [4] Kuperman, W. A.; Jackson, D. R. - Ocean Acoustics, Matched-Field Processing and Phase Conjugation – in Fink et al. (Eds.): *Imaging of Complex Media with Acoustic and Seismic Waves*, Topics Appl. Phys. 84, 43–97 (2002) - Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2002
- [5] L.M.Brekhovskikh, Y.P.Lysanov: *Fundamentals of Ocean Acoustics*, Library of Congress Cataloging-in-Publication, 2003
- [6] Silva, L. G. M.: *Estudo de Sistemas para Repulsão de Peixes como Alternativas de Mitigação do Impacto Ambiental em Usinas Hidrelétricas e Canais para Abastecimento de Água*. Tese de doutorado, 2010, Engenharia Mecânica, UFMG.
- [7] W. C. Knight, R. G. Pridham, S. M. Kay: Digital Signal Processing fo Sonar, *Proceedings of the IEEE*, vol. 69, no 11, November 1981.
- [8] L. C. Lynnworth: *Ultrasonic Measurements for Process Control: Theory, Techniques, Applications*, Academic Press, 1989.
- [9] L. Camp: *Underwater Acoustics*, Wiley-Interscience (1970)
- [10] J. C. Adamowski, *Transdutores Acústicos e suas Aplicações*, texto apresentado à Universidade Politécnica de São Paulo para fins de Concurso de Livre Docência, Julho de 1995.
- [11] Sanches, Juan A. C.: *Cartografía Submarina*, [www.soy-jacs.com/buceo/articulos/cartografiasub.pdf](http://www.soy-jacs.com/buceo/articulos/cartografiasub.pdf)
- [12] El-Hawary, F: *The Ocean Engineering Handbook*, Crc Press, 2001
- [13] J. C. Adamowski: *Transdutores Acústicos e suas Aplicações* , texto apresentado à Universidade Politécnica de São Paulo para fins de Concurso de Livre Docência, Julho de 1995.
- [14] B. Agranat, et al: *Fundamentos de la Fisica y la Tecnica de los Ultrasonidos*, Editora Mir, Moscou, 1990.
- [15] S. S. Blackman: *Multiple Target Tracking with Radar Applications* , Artech House, 1986.
- [16] J. W. Choi: Y. H. Kim, *Spherical Beam-forming and Music Methods for the Estimation of Location and Strength of Spherical Sound Sources*, Mechanical

Systems and Signal Processing, Academic Press, May 1995.

- [17] M. S. Datum, F. Palmiere, A. Moiseff: *An Artificial Neural Network for Sound Localization Using Binaural Cues*, J. Acoust. Soc. Am., vol. 100, nº 1, pp. 372-383, July 1996.
- [18] D. J. DeFatta, J. G. Lucas, W. S. Hodgkiss: *Digital Signal Processing : A System Design Approach* , Wiley, 1988.
- [19] G. C. Gaunard, H. C. Strifors: *Signal Analysis by means of Time-Frequency (Wigner-Type) Distributions – Applications to Sonar and Radar Echoes*, Proceedings of the IEEE, vol.84, nº 9, September 1996.
- [20] S. Haykin, A. Steinhardt, *Adaptive Radar Detection and Estimation*, JohnWiley & Sons, 1992.
- [21] G. Mendes, E.B. Medeiros, *Ondas acústicas para Mapeamento de Relevamento Subaquático e Comunicação entre Sensores*, XXII Encontro da Sociedade Brasileira de Acústica, 2008, Belo Horizonte, Brasil.
- [22] H. K. Maganti, D. Gatica-Perez: *Speaker Localization for Microphone ArrayBased ASR: The Effects of Accuracy on Overlapping Speech*, ICMI'06, November 2006, Canada 2006
- [23] S. Mason, H. Yan, S. Zhou, Z. J. Shi, and B. Li: *Demonstration of PC-based and DSP-based Implementations of an OFDM Acoustic Modem*, 2007
- [24] H. Yan, S. Zhou, Z. J. Shi, and B. Li: *A DSP Implementation of OFDM Acoustic Modem* , WUWNet'07
- [25] Etter, P. C., *Underwater Acoustic Modeling and Simulation*, 3 ed. New York, Spon Press, 2002.
- [26] Tonolla, D., Acuña, V., Lorang, M.S., Heustichi, K., Tockner, K., *A Field-based investigation to examine underwater soundscapes of Five common river habitats*, hydrol. Process. 24, 3146-3156 John Wiley & Sons, Ltd., 2010.
- [27] Katsnelson, B. G., Petnikov, V. G., *Shallow-water Acoustics*. London, Springer & Praxis, 2002.
- [28] Kinsler, L.E., Frey, A.R., Coppens, A.B., Sanders, J.V. *Fundamentals of Acoustics*. New York: John Wiley & Sons, 1982.
- [29] Gerges, S., Ruído: *Fundamentos e Controle*. Florianópolis, 1992.
- [30] Xavier, B. C., *Modelos de Propagação Acústica em Águas Rasas*. Dissertação de Mestrado, Engenharia Oceânica, COPPE/UFRJ, 2005.
- [31] Mackenzie, K. V., *Nine equation for Sound Speed in the Oceans*, J.A.S.A., v.33, n.4, pp. 1498-1504, 1981.
- [32] Maggi, A. L. & Duncan, A. J., *AcTUP v2.2 Iª - Acoustic Toolbox User-interface & Post-processor , Installation & User Guide*, Centre for Marine Science & Technology, University of Technology Curtin.
- [33] Maia, L. P., *Inversão geoacústica e localização passiva de fontes em águas rasas*. Dissertação de Mestrado, Engenharia Oceânica, COPPE/UFRJ, 2010.

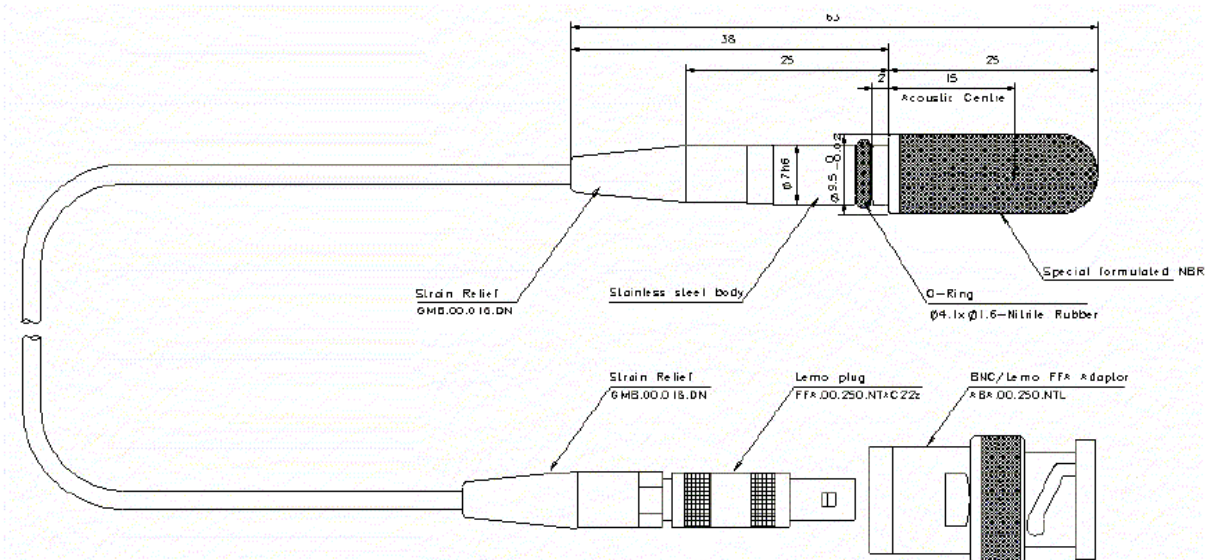
- [34] Rodríguez, O. C., *Modelos de Propagação Acústica Submarina: Comparação de Resultados com a solução Analítica do problema de 3 camadas*. Laboratório de Processamento de Sinais, Universidade do Algarve, 1995.
- [35] Kerman, B.R. , *Sea Surface Sound: Natural Mechanisms of Surface Generated Noise in the Ocean*, Kluwert Academic Publishers , London, 1988.
- [36] Marsden R, Huang,H., *Yangtze River ADCP Discharge Measurement Using Multiple External Sensor Inputs*.
- [37] Muste, M., Yu, K., Spasojevic, M., *Practical aspects of ADCP data use for quantification of mean river flow characteristics; Part I: moving-vessel measurements*, Flow Measurement and Instrumentation, v.15, pp. 1 – 16, 2004.
- [38] Muste, M., Yu, K., Pratt, T., Abraham, D., *Practical aspects of ADCP data use for quantification of mean river flow characteristics; Part II: fixed-vessel measurements*, Flow Measurement and Instrumentation, v.15, pp. 17 – 28, 2004.
- [39] Hodges, R. P., *Underwater Acoustics: Analysis, Design and Performance of Sonar*, John Wiley & Sons, Ltd, 2010.
- [40] Guerra, C. R., *Aguas muy poco profundas en acústica submarina. Factores que limitan la propagación de señales*, Revista de Acústica. Vol. 38. Nos 1 y 2, Sociedad Española de Acústica S.E.A., 2007.
- [41] K. Sarkar K., Prosperetti A., *Backscattering of underwater noise by bubble clouds*, J. Acoust. Soc. Am. 93 (6), 1993.
- [42] *Fundamentals for underwater sound*, Report No: 406, The International Association of Oil and Gas Producers, 2008.
- [43] Hazelwood R., Connelly, J., *Estimation of underwater noise – a simplified method*, International Journal of the Society for Underwater Technology, Vol 26, No 3, pp 51-57, 2005.
- [44] M. A. Ainslie, *The Sonar Equations: definitions, dimensions and units of individual terms*, Acoustics 08 Paris, pp 1525-1530, 2008.
- [45] *Utilização de Acoustic Doppler Profiler Current (ADCP) em seção transversal do rio Sapucaí (MG): descrição e análise de medições e projeções de pesquisas na área*, 4º Encontro Técnico-Científico em Suporte à Gestão das Águas da Bacia do Doce, 2009.
- [46] Santos F. L., Tramuja R., *Measures in Underwater Acoustics*, First International Journey of Mobility Acoustics, USP, 2008.
- [47] Penteado D., *Redes acústicas subaquáticas na monitoração de correntes marítimas*, Dissertação de mestrado COPPE/UFRJ, 2010.
- [48] B.R.Kerman, *Sea Surface Sound: Natural Mechanisms of Surface Generated Noise in the Ocean*, Kluwert Academic Publishers , London, pp. 161-180, 1987.
- [49] Horne, J. K., *Acoustic approaches to remote species identification: a review*,

Fish. Oceanogr. 9:4, 356-371, 2000.

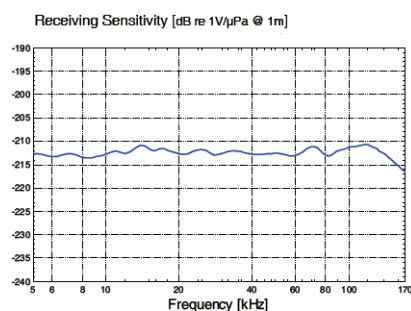
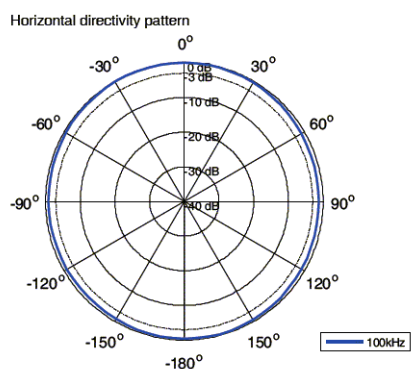
- [50] Polito, P. S., Sato, O. T., *Oceanografia por satélites*, Apostila de 27 de outubro de 2003, elaborada por professores do Instituto Oceanográfico da USP e Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. Disponível em: [http://www.dsr.inpe.br/dsr/polito/home\\_html/apostila\\_sno.pdf](http://www.dsr.inpe.br/dsr/polito/home_html/apostila_sno.pdf), acesso em 08/04/2013.
- [51] Lynch, J., *Acoustical Oceanography and Shallow Water Acoustics*, Proceedings of Acoustics 2011, pp. 25, Gold Coast, Australia, 2011.

## ANEXO A1:

### Hidrofone Padrão e Circuito de Condicionamento, Transdutores e saídas típicas



### TC4013



Usable Frequency range: 1Hz to 170kHz

Receiving Sensitivity: -211dB  $\pm$ 3dB re 1V/ $\mu$ Pa

Transmitting Sensitivity: 130dB  $\pm$ 3dB re 1 $\mu$ Pa/V at 1m at 100kHz

Horizontal Directivity Pattern: Omnidirectional  $\pm$ 2dB at 100kHz

Vertical Directivity Pattern: 270°  $\pm$ 3dB at 100kHz

Nominal capacitance: 3.4nF

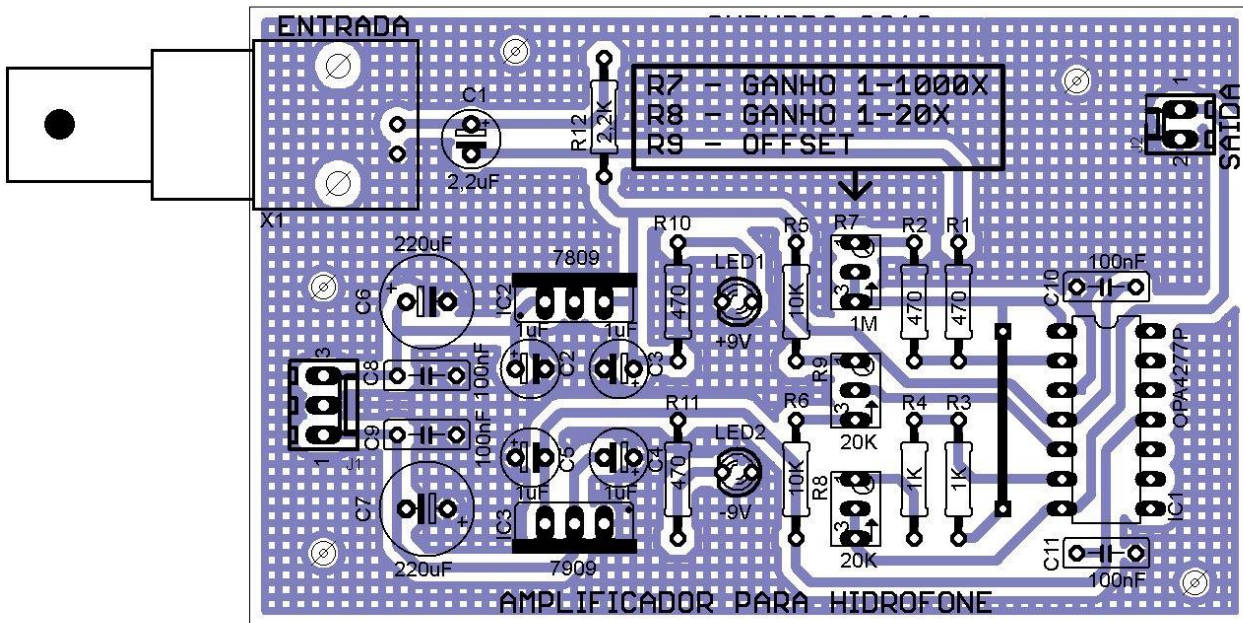
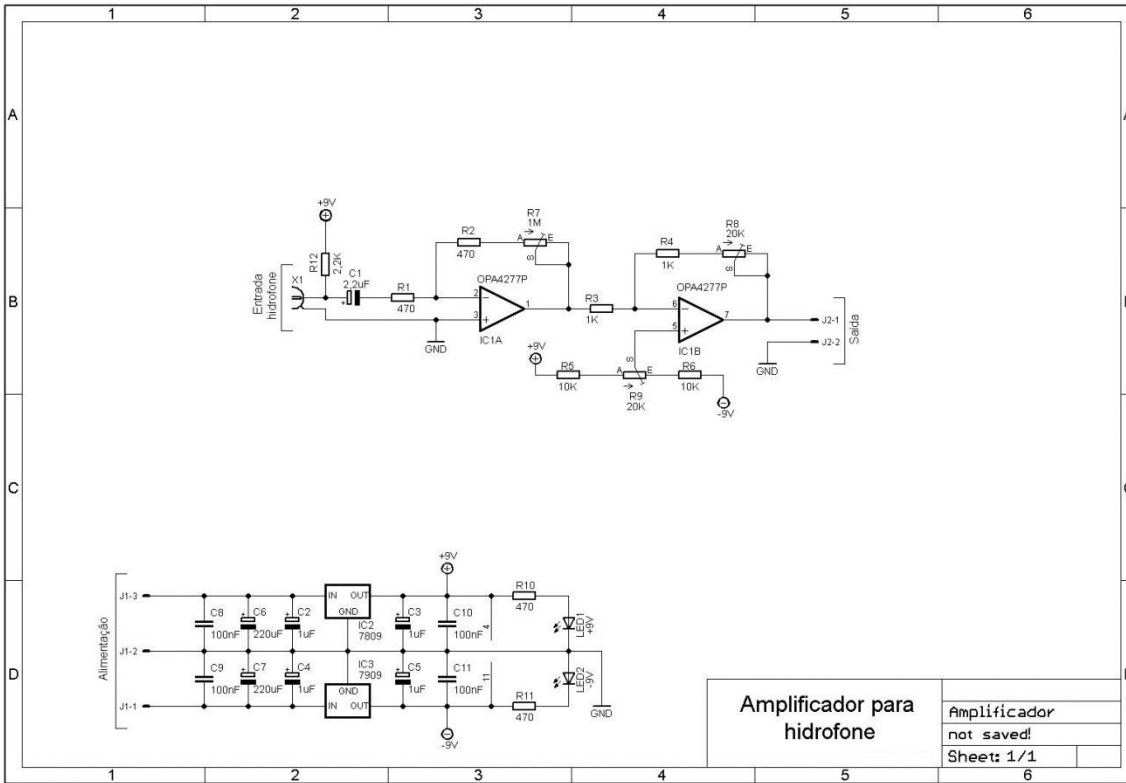
Operating depth: 700m

Survival depth: 1000m

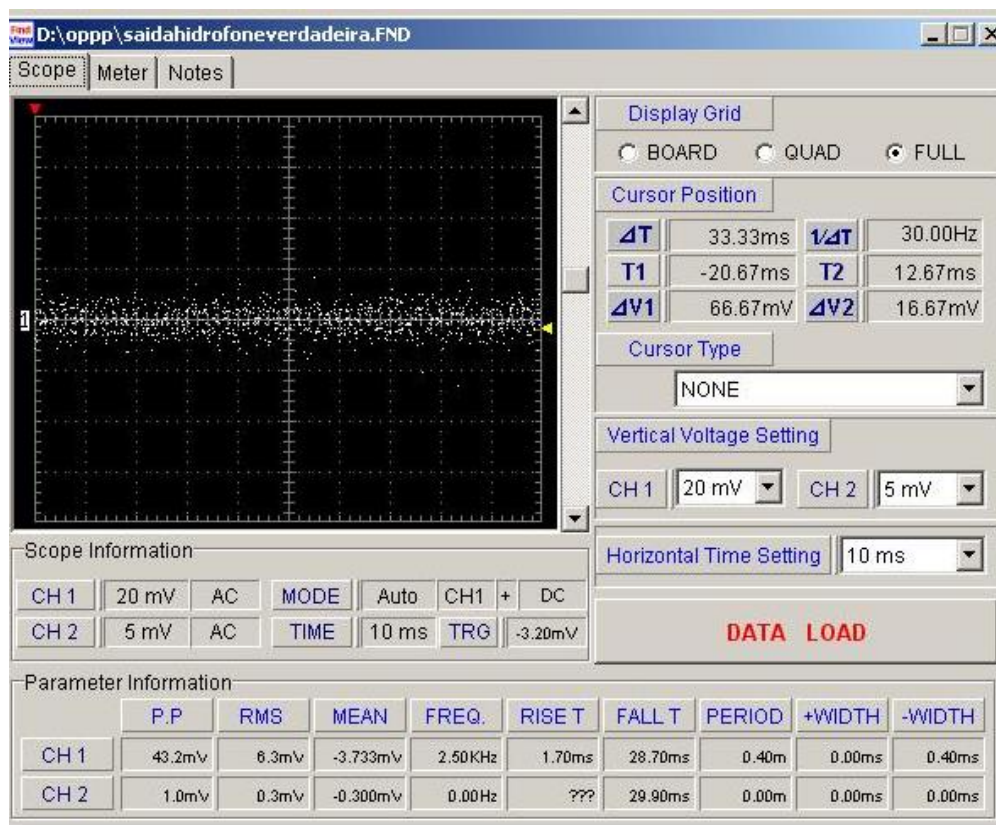
Operating temperature range: -2°C to +80°C

Storage temperature range: -40°C to +80°C

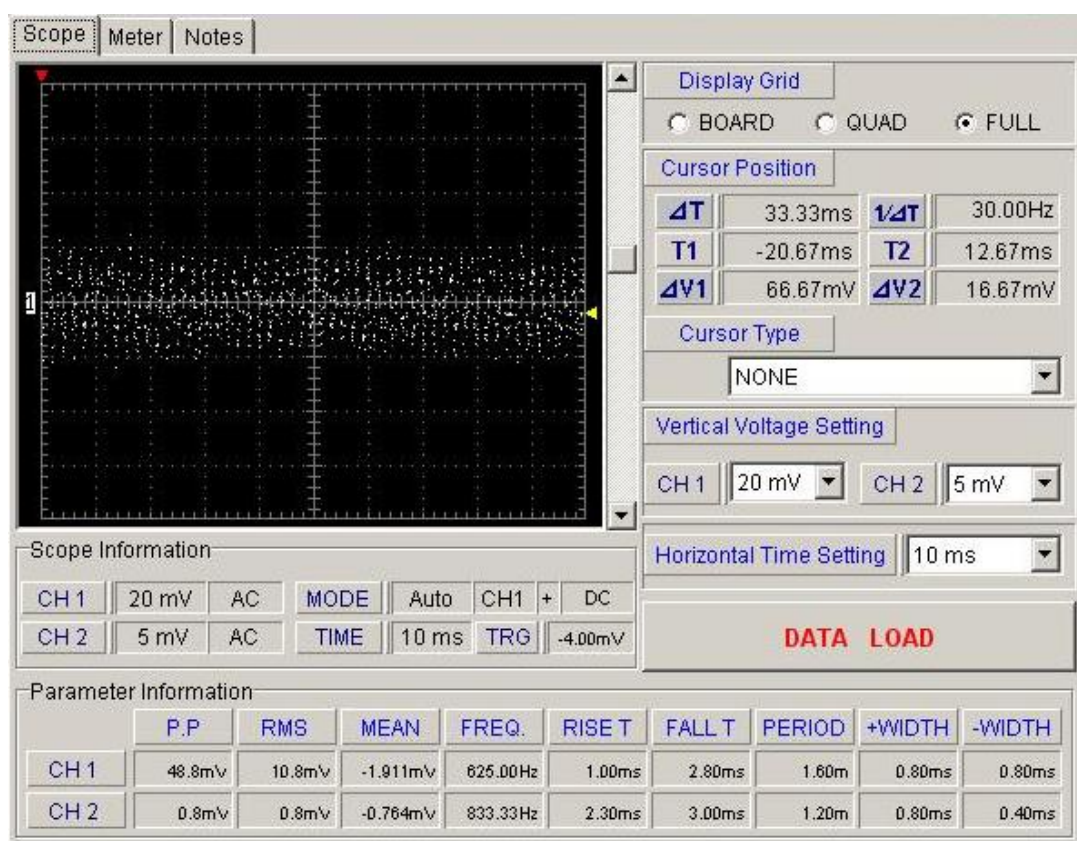
Weight (in air): 75g



**CIRCUITO PREAMPLIFICADOR FABRICADO NA UFMG**



**SAÍDA HIDROFONE INDUSTRIALMENTE PRODUZIDO**



**SAÍDA HIDROFONE ARTESANAL**

Statistics: ponto1.sds, Probe 1 (A831F) 106 to 613

Variable	Min	Max	Mean	StdDev	Median	Variance	Skewness	Kurtosis
V1/X/E (cm/s)	-13.60	19.57	3.137	6.848	2.23	46.904	0.269	-0.606
V2/Y/N (cm/s)	-20.25	15.39	-0.165	5.473	0.04	29.954	-0.187	0.631
V3/Z/U (cm/s)	-3.26	3.28	0.267	1.034	0.20	1.070	0.006	0.258
Amp1 (count)	53	59	56.6	1.7	57	2.9	-0.645	-0.635
Amp2 (count)	28	34	31.7	1.7	32	3.0	-0.726	-0.584
Amp3 (count)	59	65	63.2	1.7	64	2.9	-0.741	-0.611
Corr1 (%)	0	224	140.5	56.1	165	3148.5	-0.679	-0.983
Corr2 (%)	0	223	111.8	56.9	102	3239.8	0.264	-1.342
Corr3 (%)	2	212	101.8	57.8	76	3341.0	0.570	-1.263
SNR1 (dB)	2.1	4.7	3.70	0.73	3.9	0.53	-0.645	-0.635
SNR2 (dB)	2.1	4.7	3.72	0.74	3.9	0.55	-0.726	-0.594
SNR3 (dB)	2.6	5.2	4.40	0.73	4.7	0.53	-0.741	-0.611
MeanSNR (dB)	2.293	4.873	3.9422	0.7251	4.157	0.5258	-0.732	-0.637
Speed (cm/s)	0.08	24.90	7.701	5.236	5.29	27.412	0.623	-0.457
Direction (deg)	0.0	358.7	159.95	98.77	134.5	9754.76	0.404	-1.115
MeanVel (cm/s)	-6.09	11.40	1.080	2.725	0.49	7.428	0.562	0.363
MeanAmp (count)	47	53	50.5	1.7	51	2.8	-0.732	-0.637
MeanCorr (%)	35	203	118.0	34.5	115	1191.3	0.184	-0.349

SAÍDA TÍPICA E TRATADA PARA UM PONTO COM O ADCP

## ANEXO A2: Artigo publicado (folha de rosto)

Asociación Argentina

de Mecánica Computacional



Mecánica Computacional Vol XXIX, págs. 2215-2228 (artículo completo)  
Eduardo Dvorkin, Marcela Goldschmit, Mario Storti (Eds.)  
Buenos Aires, Argentina, 15-18 Noviembre 2010

### NUMERICAL MODELING AND SIMULATION OF ACOUSTIC PROPAGATION IN SHALLOW WATER

Emerson de Sousa Costa<sup>a,b</sup>, Eduardo Bauzer Medeiros<sup>b</sup>

<sup>a</sup>CEFET-MG -Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais, Rua Álvares de Azevedo,  
400, Campus V, Divinópolis-MG, Brasil, emerson@div.cefetmg.br

<sup>b</sup>GRAVI-DEMEC/UFMG: Grupo de Acústica e Vibrações, Universidade Federal de Minas Gerais,  
Av. Antônio Carlos, 6627, Campus Pampulha, Belo Horizonte-MG, Brasil, ebauzerm@ufmg.br

**Keywords:** Acoustic Waves, Shallow Water Model, Numerical Simulation

**Abstract.** The sound has been extensively used in active and passive detection of ships and submarines, seismic studies, communications and acoustic tomography. The high sensitivity to the propagation of acoustic signals with frequencies between 1 Hz and 20 kHz is one of the most important properties of the oceans and unlike all types of electromagnetic radiation, can gather a significant amount of information on large-and small-scale marine. The main objective of the underwater acoustic models is to simulate the propagation of acoustic wave, for a wide variety of cases, thus providing the most important features of this phenomenon. When it comes to the environment of "shallow water", which limits some models, the acoustic propagation becomes extremely complex due to several mechanisms to mitigate present and the intense interaction of the acoustic signal at the top and bottom. This paper aims to present a model of acoustic propagation in shallow water, and the simulation using a Toolbox from MatLab software of a particular case of propagation.