

UNIVERSIDADE DO ALGARVE
FACULDADE DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
LABORATÓRIO DE PROCESSAMENTO DE SINAIS

ASSIMILAÇÃO DE DADOS APLICADA
À TOMOGRAFIA ACÚSTICA OCEÂNICA

PAULO ALEXANDRE DA SILVA FELISBERTO

UNIVERSIDADE DO ALGARVE, FARO

JULHO 2004



UNIVERSIDADE DO ALGARVE

FACULDADE DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA

Assimilação de dados aplicada
à tomografia acústica oceânica

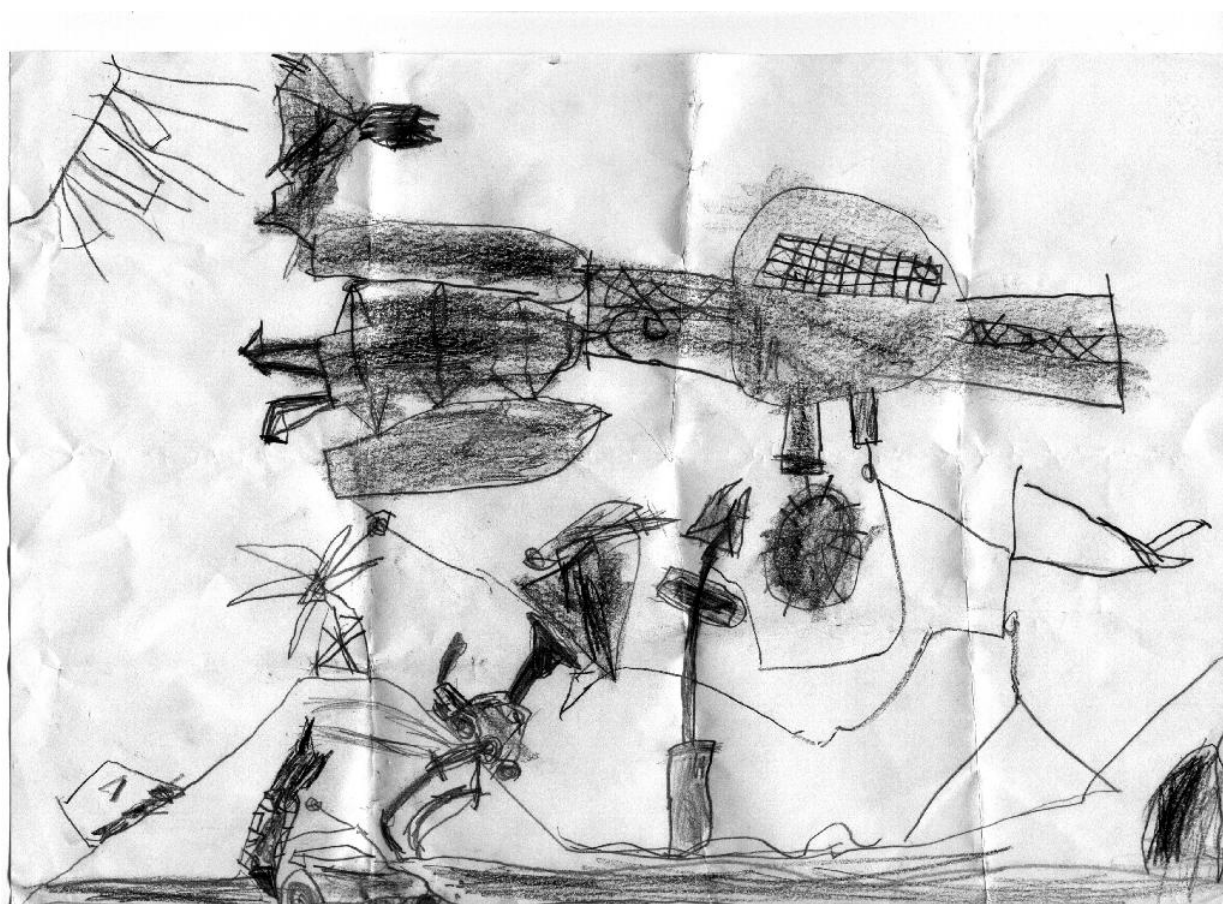
Lic. Paulo Alexandre da Silva Felisberto

LABORATÓRIO DE PROCESSAMENTO DE SINAIS (SiPLAB)

Tese de doutoramento para obtenção do grau de doutor
em Engenharia Electrónica e Computação,
na especialidade de Processamento de Sinal

JULHO DE 2004

*Ao grande Filipe,
ao pequeno David,
e à mãe Alena.*



A acústica submarina vista pelo Filipe aos 6 anos

Agradecimentos

Ao Prof. Doutor Sérgio de Jesus, que com a sua motivação e trabalho ao longo de anos conseguiu construir na Universidade do Algarve, um laboratório, o SiPLAB, dedicado à investigação em acústica submarina, único em Portugal. A Ele também o meu agradecimento pelos valiosos conselhos e disponibilidade postos na supervisão do presente trabalho.

Aos colegas do SiPLAB, Cristiano Soares e Nelson Martins, com os quais durante os últimos anos convivi quase diariamente, discutindo não só sobre problemas técnico-científico comuns, mas também sobre as coisas do dia-a-dia.

Aos outros colegas do SiPLAB, Orlando Rodriguez pela discussão sobre ondas internas e pelas dicas sobre *TeX*, João Silva na implementação dos sistemas de aquisição, não esquecendo todos os alunos que durante este tempo trabalharam no laboratório.

Ao Doutor Yann Stéphan e à sua equipa do CMO pela disponibilização dos dados da campanha INTIMATE'98.

À EST, em especial aos colegas da Área Departamental de Engenharia Electrotécnica que possibilitaram a minha dispensa do serviço lectivo para realizar o presente trabalho.

À minha família pelo apoio.

Resumo

A presente tese discute a aplicação de técnicas de assimilação de dados à estimação do campo de temperatura/velocidade do som em ambientes costeiros. A técnica proposta baseia-se na integração de dados medidos *in-situ* e dados de tomografia acústica, de acordo com um modelo de correlação do campo acústico vulgarmente utilizado em oceanografia. Embora, o método desenvolvido de assimilação de dados esteja fundamentado numa extensão da teoria clássica da tomografia por tempos de chegada baseada em modelos de raios, é proposto um método alternativo, onde a informação tomográfica é obtida por uma técnica de inversão por semelhança de campo. Este método alternativo permite relaxar a necessidade de se conhecer, com grande precisão, a geometria fonte-receptor dos sistemas de aquisição de dados acústicos. Neste trabalho são apresentados os dados da campanha INTIMATE'98, dedicada ao estudo das marés internas, um fenómeno que origina perturbações espaço-temporais do campo da temperatura/velocidade do som. A inversão dos dados acústicos, adquiridos durante a referida campanha, por um processador desenvolvido neste trabalho, permite atestar da possibilidade de utilização do mesmo no método alternativo de assimilação de dados. O trabalho discute os resultados da aplicação do método de assimilação proposto a perturbações espaciais, simuladas segundo modelos realísticos baseados na campanha INTIMATE'98. Os resultados obtidos permitem implementar uma estratégia de amostragem de fenómenos oceanográficos, que combine técnicas da acústica submarina, com técnicas da oceanografia, de modo a simplificar os sistemas de aquisição e disponibilizar mais rapidamente a informação.

Abstract

This thesis discusses the application of data assimilation methods to the estimation of space-time disturbances of the temperature/sound speed field in coastal environments. The proposed method is based on the assimilation of data measured *in-situ* and data provided by acoustic tomography, in accordance with an acoustic field correlation model commonly used in oceanography. The assimilation method developed herein uses information provided by classical ray tracing acoustic tomography. In order to overcome the stringent requirements imposed by ray tracing based acoustic tomography regarding source-receiver geometry knowledge, an alternative method of data assimilation based on range independent matched field tomographic inversions is proposed. This method is applied to an acoustic data set acquired during an internal wave devoted study: the INTIMATE '98 sea trial. The analysis of the experimental data set acquired during INTIMATE'98, allowed for realistic setup of a simulated temperature/sound speed space-time disturbances field, than used as input to the data assimilation simulation study. This work is a contribution to implement a strategy of sampling oceanographical processes, combining methods of underwater acoustics and methods of oceanography, in order to simplify acquisition systems and provide faster access to oceanographic information.

Índice

Agradecimentos	V
Resumo	VII
Abstract	IX
Lista de figuras	XIII
Lista de tabelas	XVII
1 Introdução	1
2 O som no oceano	7
2.1 A velocidade do som no oceano	7
2.1.1 As funções empíricas ortogonais - EOF	9
2.1.2 As ondas internas	13
2.2 A propagação do som no oceano	17
2.2.1 O modelo de raios	17
2.2.2 O modelo de modos normais	20
2.2.3 Ambientes com dependência em função da distância	23
2.2.4 Compressão de pulsos e padrões de chegada	25
2.3 Sumário	27
3 A campanha INTIMATE'98	29
3.1 Caracterização do local e meios envolvidos	30
3.2 Hidrologia	32
3.2.1 Temperaturas, salinidade e velocidade do som	33
3.2.2 Ondas internas	37
3.3 Acústica	44
3.3.1 Processamento e análise dos padrões de chegada	47
3.4 Sumário	52
4 Inversão de dados acústicos por semelhança de campo	55
4.1 Problema inverso	56
4.2 Inversão por semelhança do campo	56
4.2.1 O correlador de padrões de chegada	57
4.3 Sensibilidade à variação de parâmetros	62
4.4 O procedimento de otimização	65
4.5 Inversão da distância e da profundidade da fonte	67

4.6	Inversão multi-estágio da velocidade do som	69
4.7	Sumário	76
5	Assimilação de dados acústicos e medições <i>in-situ</i>	77
5.1	Introdução	77
5.2	Modelo genérico de assimilação de dados acústicos	79
5.2.1	Aplicabilidade do modelo genérico	80
5.3	Tomografia por Tempos de Chegadas baseada em modelo de raios	82
5.3.1	Equação básica	82
5.3.2	Regularização	84
5.3.3	Estimar perturbações de c no plano horizontal	85
5.4	Integração de dados acústico e não acústicos	87
5.4.1	Inversão utilizando o método de Gauss–Markov	88
5.4.2	Mapeamento exclusivamente com dados não acústicos	89
5.4.3	Mapeamento exclusivamente com dados acústicos	89
5.4.4	As matrizes de correlação do campo acústico	90
5.5	Simulações: Sistema com uma fonte e uma cadeia de hidrofones	91
5.5.1	Inversão por mínimos quadráticos	92
5.5.2	Inversão pelo método de Gauss–Markov	95
5.6	Simulações: Sistema com várias fontes e cadeias de hidrofones	101
5.6.1	Inversão de uma frente	102
5.6.2	Uma depressão da termoclina	107
5.6.3	Mapeamento espacial de uma perturbação com uma fonte rebocada	111
5.6.4	Mapeamento espacial de uma perturbação a partir de inversões independentes da distância	112
5.7	A aplicabilidade do método de assimilação aos dados reais da campanha IN-TIMATE’98	119
5.8	Sumário	120
6	Conclusões	123
	Bibliografia	128
I	Estimativa dos parâmetros da matriz de correlação de c a partir das medições <i>in-situ</i>	137
I.1	Variância do campo	138
I.2	Intervalo de correlação T	139
I.3	Distâncias de correlação L_x, L_y, L_z	140
II	Incerteza das inversões por semelhança de campo	143

Lista de figuras

2.1	Perfil de temperatura típico para o Atlântico Norte durante o Verão	8
2.2	Perfis de temperatura obtidos por uma cadeia de termistores durante a campanha INTIMATE'96 [1]	11
2.3	Perfil médio (a), primeiras duas EOFs, f_1 e f_2 (b), e respectivos coeficientes, α_1 referente a f_1 , e α_2 referente a f_2 , obtidos a partir dos dados da figura 2.2	12
2.4	Raios próprios em ambiente de águas pouco profundas: a) perfil de velocidade, b) diagram de raios próprios para um fonte a 70m de profundidade e um receptor a 100m distante 3km, c) diagrama de chegadas (as amplitudes não correspondem aos valores modelados).	19
2.5	Exemplo de funções modais para um ambiente de águas pouco profundas (frequência = 50 Hz)	21
2.6	Raios próprios em ambiente de águas pouco profundas, num ambiente onde o perfil de velocidade é dependente da distância. Em (c) a vermelho estão representadas as chegadas da figura 2.4 para o ambiente sem dependência da distância.	24
3.1	Localização das áreas da campanha INTIMATE'98: neste trabalho a área de interesse é a GAMMA.	31
3.2	Localização dos diferentes equipamentos na área GAMMA (em cima) e cronograma das aquisições (em baixo).	31
3.3	Observações de CTD em G11: salinidade $S(z)$, temperatura $T(z)$ e velocidade do som $c(z)$. A traço-ponto estão representados os perfis médios.	34
3.4	Características dos dados adquiridos pelo CTD em M3 (curvas a vermelho), em M4 (a verde) e G11 (a azul): a) perfis médios de velocidade do som; b) primeira EOF; c) segunda EOF; projecção dos perfis de velocidade do som sobre a primeira EOF d) e segunda e).	36
3.5	Dados dos correntómetros com frequências inferiores a 6 cph filtradas: a) Elipse de correntes a 52 m (azul) e a 120 m (vermelho), o traço contínuo representa a orientação do eixo de propagação acústica G0-G1 e o traço-ponto do G0-G2; b) componente W- > E (azul) e S- > N (verde) do correntómetro a 52 m, e altura da maré (vermelho).	38
3.6	Imagem ERS-2 SAR adquirida a 7 de Julho 1198 às 11:30. Nas zonas delimitadas por curvas a preto, supõe-se a existência de ondas internas a propagarem-se em direcção aos sítios onde se encontram os equipamentos (etiquetas a branco). As linhas a branco representam isolinhas de profundidade.	40

3.7	Dados de temperatura da cadeia de termistor em M2, evidenciando perturbações, supostamente, devidas a pacotes de ondas internas não lineares: a) vista geral com marcação do momento de aquisição da imagem SAR (linha vertical a ponto-traço), b) detalhe do período delimitado por linhas a tracejado em (a), mostrando um (ou dois?) pacote(s) de ondas internas, possivelmente as identificadas na imagem SAR em A.	41
3.8	Perfil de flutabilidade N, Modos verticais Ψ e horizontais Φ obtidos a partir do perfil médio de temperatura.	42
3.9	Deslocamentos modais estimados para as perturbações de temperatura em M2 (a azul modo 1, a verde modo 2). Em cima, componente de alta frequência (mais de 1 ciclo em 6 horas); em baixo, componente de baixa frequência com sobreposição da altura da maré estimada por modelo.	43
3.10	Espectrograma da LFM de 2s de duração, emitida durante a experiência INTIMATE'98.	45
3.11	Sinal acústico recebido na cadeia G1: a) uma sequência com uma LFM de 4s e 2s amostrada nos diferentes hidrofones (hidrofone #1 a 34 m, hidrofone #8 a 104 m, b) padrões de chegada calculados a partir da LFM de 2s.	46
3.12	a) Profundidade da fonte, b) Distância da fonte às cadeias de hidrofones.	46
3.13	Evolução da amplitude da maré no ponto G1, durante as emissões acústicas. Amplitudes estimadas pelo modelo RSC94 [2].	47
3.14	Padrões de chegada observados nos hidrofones da cadeia G1.	49
3.15	Padrões de chegada observados nos hidrofones da cadeia G2.	50
3.16	Evolução ao longo do tempo das chegadas resolvidas do hidrofone a 64 m de G1 (azuis), com sobreposição do efeito "maré" (vermelho).	51
3.17	Evolução ao longo do tempo das isolinhas de 15°C obtidas a partir dos dados dos sensores de temperatura em M3 (a vermelho) e SM (a azul) durante o período de emissões acústicas.	52
4.1	Padrão de chegada típico para águas pouco profundas. Exemplo calculado pelo modelo de modos normais PROSIM, considerando um hidrofone a 54 m, num canal de propagação definido pelos valores da tabela 3.1 referentes a G0–G1, e o perfil de velocidade médio medido em G11 (figura 3.3).	61
4.2	Sensibilidade do processador aos diferentes parâmetros: (a) altura da coluna de água, (b) profundidade da fonte, (c) coeficiente da primeira EOF (α_1), (d) coeficiente da segunda EOF (α_2), (e) distância da fonte. As linhas a verde referem-se ao hidrofone a 74 m, a vermelho ao hidrofone a 84 m, a azul claro ao hidrofone a 94 m, a lilás ao hidrofone a 104 m e a azul escuro, mais grossa, à combinação dos hidrofones.	64
4.3	Inversão das distância a) e profundidade b) da fonte para os eixos de propagação G1 e G2 durante um período de 2 horas (linhas sólidas). A ponto-traço está representada a informação do GPS a) e sensor de pressão b).	68
4.4	Inversões da altura da coluna de água (asteriscos). A linha sólida representa a evolução no tempo da altura da coluna de água, estimada a partir das inversões acústicas e do modelo de maré.	71

4.5	Inversões do primeiro (α_1) e segundo (α_2) coeficiente no eixo de propagação acústico G0–G1. O melhor indivíduo para cada execução do GA é representado por um asterisco, círculo e quadrado. A linha sólida une o melhor dos melhores. A linha a ponto-traço une os coeficientes das EOF obtidos a partir dos dados do CTD em G11.	73
4.6	Comparação entre inversões acústica e medidas do sensor de temperatura (M3): isolinha 1506 ms^{-1} derivada das inversões acústicas (linha sólida), isolinha 15.5° C derivada das inversões acústicas (linha a traço-ponto).	75
5.1	Geometria de propagação para o caso bidimensional.	91
5.2	Geometria de propagação utilizado na caso de várias fontes e cadeias de hidrofones.	101
5.3	Frente simulada no plano horizontal: a) coeficientes da primeira EOF (α_1), b) coeficientes da segunda EOF (α_2).	102
5.4	Inversão de uma frente por mínimos quadráticos: a) coeficientes da primeira EOF (α_1), b) coeficientes da segunda EOF (α_2).	103
5.5	Inversão de uma frente pelo método de Gauss-Markov, utilizando só dados acústicos. Valores invertidos dos coeficientes da primeira EOF (α_1) a) e estimativa do desvio padrão do seu erro ($P_{\alpha_1}^{1/2}$) c). Valores invertidos dos coeficientes da segunda EOF (α_2) b) e estimativa do desvio padrão do respectivo erro ($P_{\alpha_2}^{1/2}$) d).	104
5.6	Inversão de uma frente pelo método de Gauss-Markov, utilizando só dados de medições <i>in-situ</i> . Os "*" representam o local onde se efectuaram as medições directas. Valores invertidos dos coeficientes da primeira EOF (α_1) a) e estimativa do desvio padrão do seu erro ($P_{\alpha_1}^{1/2}$) c). Valores invertidos dos coeficientes da segunda EOF (α_2) b) e estimativa do desvio padrão do respectivo erro ($P_{\alpha_2}^{1/2}$) d).	106
5.7	Inversão de uma frente pelo método de Gauss-Markov, utilizando dados acústicos e dados de medições <i>in-situ</i> . Os "*" representam o local onde se efectuaram as medições directas. Valores invertidos dos coeficientes da primeira EOF (α_1) a) e estimativa do desvio padrão do seu erro ($P_{\alpha_1}^{1/2}$) c). Valores invertidos dos coeficientes da segunda EOF (α_2) b) e estimativa do desvio padrão do respectivo erro ($P_{\alpha_2}^{1/2}$) d).	108
5.8	Perturbação da termoclina simulada no plano horizontal: a) coeficientes da primeira EOF (α_1), b) coeficientes da segunda EOF (α_2).	109
5.9	Inversão de uma depressão da termoclina a partir de dados acústicos exclusivamente. Inversão por mínimos quadráticos: a) coeficientes da primeira EOF (α_1) invertidos b) coeficientes da segunda EOF (α_2). Inversão por Gauss-Markov c) coeficientes da primeira EOF (α_1) invertidos d) coeficientes da segunda EOF (α_2)	110
5.10	Caminhos de propagação acústica considerados para um sistema com uma cadeia de hidrofones fixa e uma fonte que se desloca entre vários pontos (representados por \times) do lado de um quadrado e duas cadeias fixas(\bigcirc)	112

5.11	Inversão de uma frente baseado num sistema com fonte rebocada e 2 cadeias de hidrofones. Valores da perturbação simulada: coeficientes da primeira EOF (α_1) a), e da segunda EOF (α_2) b). Resultados da inversão pelo método de Gauss-Markov: primeiro coeficiente da EOF (α_1) c), e estimativa do desvio padrão do erro ($P_{\alpha_1}^{1/2}$) e); segundo coeficiente da (α_2) d), e estimativa do desvio padrão do erro ($P_{\alpha_2}^{1/2}$). Os pontos assinalados a "*" representam medições <i>in-situ</i>	113
5.12	Inversão da perturbação descrita na secção anterior utilizando 2 estágios. Resultados da inversão pelo método de Gauss-Markov: primeiro coeficiente da EOF (α_1) a), e estimativa do desvio padrão do erro ($P_{\alpha_1}^{1/2}$) c); segundo coeficiente da (α_2) b), e estimativa do desvio padrão do erro ($P_{\alpha_2}^{1/2}$) d). Os pontos assinalados a "*" representam medições <i>in-situ</i>	118
I.1	Desvio padrão das perturbações da velocidade do som obtido a partir das medidas realizadas pelos CTD.	138
I.2	Funções de correlação "médias" no tempo das perturbações medidas nos sensores de temperatura e na cadeia de termistores. A ponto traço está representada a função de correlação dada pelo modelo, considerando um intervalo de correlação de 1.25h.	140
I.3	Funções de correlação "médias" em profundidade das perturbações medidas nos CTDs. A ponto traço está representada a função de correlação dada pelo modelo, considerando uma distância de correlação de 12m.	141

Lista de tabelas

3.1	Parâmetros característicos da geometria de propagação e do fundo.	32
3.2	Periodicidade e profundidades a que se adquiriram as amostras de temperatura da coluna de água.	33
4.1	Intervalo de variação dos parâmetros utilizados na simulação. α_1 e α_2 são os coeficientes da primeira e segunda EOFs.	63
4.2	Intervalos de procura e discretização dos diferentes parâmetros utilizados na inversão da altura da coluna de água. α_1 e α_2 são os coeficientes da primeira e segunda EOF respectivamente.	71
4.3	Definição dos intervalos de busca utilizados na inversão dos coeficientes das EOF.	72
5.1	Simulação de frente. "r" é a distância da fonte em que começa um ambiente definido pelos coeficientes da primeira EOF " α_1 " e da segunda " α_2 ". A coluna "Simulado" refere-se ao ambiente simulado, as outras colunas referem-se aos valores invertidos tendo em conta a discretização utilizada para a distância. No caso da inversão (1) considera-se um único ambiente (não há dependência) entre a fonte e o receptor, enquanto na inversão (2) considera-se 2 ambientes, e na inversão (3) 4 ambientes.	93
5.2	Dependência dos resultados em relação ao número de chegadas consideradas. O ambiente simulado é o mesmo considerado na tabela 5.1.	94
5.3	Simulação e inversão de uma depressão da termoclina em que a discretização da distância é coincidente.	95
5.4	Simulação e inversão de uma depressão da termoclina em que a discretização da distância não é coincidente.	95
5.5	Valor atribuído a alguns parâmetros no caso da frente.	98
5.6	Resultados das inversões utilizando estimadores de Gauss-Markov para uma frente).	98
5.7	Resultados das inversões utilizando estimadores de Gauss-Markov para uma depressão da termoclina.	100
5.8	Média ponderada dos coeficientes das EOF da depressão da termoclina (apresentados na tabela 5.3) nas células de discretização do problema inverso. "r" representa o centro da célula de discretização do problema inverso.	100

5.9	Resultados da inversão independente da distância, quando o ambiente apresenta dependência com a distância. O ambiente simulado tem duas zonas, cada uma delas caracterizada por um conjunto de valores das EOF, a primeira compreende o segmento da fonte até 5km, a segunda vai desde os 5 km até à cadeia de hidrofonos (10.45 km). A coluna "média" apresenta a média ponderada dos coeficientes das EOF para os segmentos do ambiente; "MFP" são os valores invertidos por semelhança de campo; e "TTC" os valores invertidos por tomografia de tempos de chegada.	115
5.10	Desvio padrão calculados das distribuições <i>a posteriori</i> referentes às inversões apresentadas na tabela 5.9	119

Capítulo 1

Introdução

A assimilação de dados, cuja génese se encontra na meteorologia dos anos trinta do século passado [7], pretende combinar de modo consistente dados medidos *in-situ*, ou por detecção remota, com modelos numéricos que descrevem os campos físicos, por exemplo a temperatura. O seu objectivo é produzir a melhor estimativa possível de um determinado campo (ou campos), no espaço e/ou no tempo, a que chamamos mapeamento, e não menos importante, fornecer uma estimativa da "incerteza" de cada ponto do mapeamento. Inicialmente, a finalidade da assimilação era produzir estimativas para servirem como valores iniciais dos modelos de previsão meteorológica. Com o decorrer dos tempos, os conceitos da assimilação de dados foram adoptados por outras ciências, nomeadamente pela oceanografia. Também surgiram novos interesses na utilização das técnicas de assimilação de dados, por exemplo na análise de fenómenos tão relevantes como *el Niño*¹.

Em oceanografia, a assimilação de dados foi desenvolvida em aplicações de observação/estimação de fluxos oceânicos a nível global ou de média escala. Fazendo uma pesquisa na *internet*, encontrará-se um vasto de número de ligações a sítios sobre este tipo de aplicações. As medições consideradas nos esquemas de assimilação, são frequentemente medições *in-situ* de temperatura, salinidade, correntes e menos frequentemente observações

¹veja por exemplo o sítio da NASA <http://gmao.gsfc.nasa.gov>

remotas por satélite . Nestes métodos de assimilação utilizam-se os chamados modelos de circulação global, e a sua implementação exige recursos computacionais poderosos[5, 13, 14, 15].

Embora a acústica seja o único meio que permita remotamente observar o "interior" do oceano, poucos têm sido os trabalhos publicados sobre a sua inclusão em métodos de assimilação. Um desses primeiros trabalhos [6] centra-se nos problemas que advêm dos dados acústicos serem de cariz integral, enquanto que as medidas tradicionalmente utilizadas em assimilação são pontuais. Entretanto surgiram outros trabalhos, essencialmente teóricos e apresentando resultados de simulações, dos quais destacamos as seguintes referências: *Elisseff et al.*[4] propõe um modelo genérico de assimilação que inclui os dados acústicos, baseado na extensão de uma formulação comumente utilizada em oceanografia; *Lermusiaux et al.* discutem em [8, 9] a inclusão de informação acústica num modelo de assimilação teórico de carácter geral desenvolvido pelo primeiro [11]; em *Porter et al.*[16] é proposta uma outra abordagem, sendo o ponto de partida para a assimilação a informação tomográfica obtida por um método de inversão por semelhança de campo.

O estudo dos ambientes costeiros, por neles se concentrar a maior parte da interacção entre o Homem e o Oceano, assume cada vez maior importância. A gestão de áreas tão sensíveis quanto as pescas, a ecologia, a defesa, nos ambientes costeiros é fortemente condicionada pelo conhecimento dos fenómenos oceanográficos que aí ocorrem. A assimilação de dados acústicos parece ser um método conveniente para observar, também nesses ambientes, as perturbações das temperaturas, da velocidade do som ou das correntes. Neste contexto o trabalho de *Ellisseeff et al.*[3] assume especial relevância, por apresentar resultados a partir de dados reais, no caso particular obtidos numa experiência conduzida numa região de águas pouco profundas na costa do Canadá, denominada de Haro Strait.

Nos métodos de assimilação de dados, vários aspectos entram em consideração. Um dos que sobressai imediatamente, é a existência de um modelo que descreva o campo (ou campos) de interesse adequadamente. Um segundo aspecto, prende-se com a necessidade de integrar convenientemente as observações disponíveis, que normalmente provêm de várias origens, podendo ser dados de arquivo ou adquiridos *on-line*, apresentando frequências de amostragem, cobertura espacial e precisão diversas, serem obtidos por medições *in-situ* ou remotamente (por exemplo por satélite). Neste último caso, sendo normalmente medições indirectas do campo de interesse, representam frequentemente valores integrais (em contraponto com os valores pontuais normalmente obtidos pelas medições *in-situ*). Um terceiro aspecto a ter em consideração é a técnica utilizada na integração do diferente tipo de informação (modelos e observações). Por último, não menos importantes são os recursos computacionais e o tempo de cálculo necessário para obter os mapeamentos.

O objectivo do presente trabalho é desenvolver uma técnica de assimilação de dados obtidos por medições *in-situ* e dados de tomografia acústica, vocacionado para a observação de fenómenos em ambientes costeiros, nomeadamente daqueles que originam perturbações das temperatura e da velocidade do som, com a finalidade de encontrar uma "imagem" do oceano com uma incerteza menor do que aquela que seria obtida se se utilizassem os dois tipos de dados separadamente. Uma motivação subjacente é a redução dos custos operacionais associados às medições *in-situ*, tirando partido do facto da acústica amostrar num determinado momento uma vasta área do oceano. Na mesma linha pretende-se que a técnica de assimilação possa ser implementada a partir dos sistemas de aquisição existentes, não sendo necessário aumentar a sua complexidade, nomeadamente dos subsistemas de localização e sincronismo. Este objectivo de atingir sistemas de tomografia acústica oceânica fáceis de utilizar

e implementar está de acordo com uma das linhas de investigação desenvolvida no SiPLAB nos últimos anos [80, 81, 82], consubstanciada nos projectos² ATOMS, AOB-REA, RADAR.

Um dos problemas apresentados pelos ambientes costeiros na implementação das técnicas de assimilação, decorre de, normalmente, não existirem modelos numéricos que descrevam a física dos fenómenos e sejam propícios à inclusão num esquema de assimilação de dados. Deste modo, o esquema desenvolvido neste trabalho é baseado na assumpção do conhecimento da correlação entre os diferentes pontos do campo, como vulgarmente é utilizado em oceanografia. A teoria de assimilação proposta, assenta na tomografia por tempos de chegada (TTC) baseada em modelos de raios. Esta foi introduzida por Munk[110] e tem vindo a ser utilizada com sucesso (vide referências em [111]). O esquema de assimilação desenvolvido, considera a discretização do domínio de interesse em células, nas quais a temperatura/velocidade do som é tida como constante. Utilizando a já referida TTC deduz-se então uma matriz de observação, que se expande, de modo a integrar a informação das medições *in-situ*. O modelo linear assim conseguido é depois resolvido por métodos conhecidos (mínimos quadráticos e Gauss-Markov) fornecendo uma estimativa para cada ponto do mapeamento e a "incerteza" esperada. O método permite individualizar a influência de cada tipo de dados no resultado final, o que poderá ser, num caso concreto, importante na elaboração de uma estratégia de amostragem do oceano. Uma vez que a TTC impõe importantes requisitos técnicos aos sistemas de aquisição, apresenta-se um método alternativo de assimilação de dados, em que a informação tomográfica é obtida por semelhança de campo. Esta técnica de processamento de dados acústicos, que tem vindo a desenvolver-se desde a última década, possibilita o relaxamento de alguns requisitos técnicos dos sistemas de aquisição de dados acústicos.

²informação detalhada disponível em <http://www.ualg.pt/siplab>

A organização desta tese é a seguinte. O próximo capítulo pretende relembrar alguns conceitos sobre a dependência da velocidade do som no oceano e sua representação eficiente, modelos de propagação acústica e o observável utilizado em tomografia denominado por padrão de chegada.

O terceiro capítulo é dedicado à análise dos dados da campanha INTIMATE'98, que decorreu na plataforma continental do Golfo da Biscaia e foi dedicada ao estudo das marés internas[42]. O objectivo deste capítulo é caracterizar as assinaturas nos diferentes tipos de dados (acústicos, medidas *in-situ*, e dados de altimetria de satélite), das perturbações dos campos de temperatura/velocidade do som induzidas pelo referido fenómeno.

No quarto capítulo desenvolve-se uma técnica de inversão por semelhança de campo para estimação das perturbações da velocidade do som. A aplicabilidade da técnica a dados reais é demonstrada através da inversão de dados acústicos adquiridos durante a campanha INTIMATE'98.

O quinto capítulo é dedicado à assimilação de dados. Neste desenvolvem-se os métodos, discute-se a sua aplicabilidade fundamentada em simulações e propõem-se estratégias de amostragem do oceano para várias situações tidas como representativas.

O último capítulo, apresenta as conclusões do presente trabalho e aponta pontos de desenvolvimento futuro.

Capítulo 2

O som no oceano

Neste capítulo pretende-se apresentar um conjunto de conceitos básicos e sua terminologia sobre a propagação do som no oceano e assuntos conexos. Embora os temas aqui abordados possam ser encontrados dispersos por várias publicações, considerou-se que a sua apresentação em capítulo autónomo permitiria constituir uma referência para uma melhor compreensão do trabalho proposto. O capítulo está dividido em dois grupos temáticos: no primeiro trata-se da velocidade do som no oceano, sua dependência, forma de representação eficaz do ponto de vista da quantidade de informação e sua variabilidade devida a um fenómeno conhecido por ondas internas; no segundo abordaremos os modelos de propagação das ondas acústicas e obtenção de um observável, denominado padrão de chegada, frequentemente utilizado em tomografia.

2.1 A velocidade do som no oceano

O conhecimento velocidade do som é um factor determinante para a aplicação e estudo da propagação de ondas acústicas no oceano. Várias fórmulas, que relacionam a velocidade do som com parâmetros físico-químicos, foram deduzidas ao longo dos tempos a partir de dados experimentais e considerações teóricas. Uma destas fórmulas simplificadas [86, 88, 89, 90], é

dada por

$$c = 1449.2 + 4.6T - 0.055T^2 + 0.00029T^3 + (1.34 - 0.01T)(S - 35) + 0.016z, \quad (2.1)$$

onde c é velocidade do som na água expressa em ms^{-1} , T é a temperatura em graus Celsius, S é a salinidade em permilagem e z é a profundidade em metros. Observa-se que o oceano é um meio estratificado em profundidade, pelo que se torna importante conhecer a velocidade do som ao longo da coluna de água, o que chamamos perfil de velocidade. A figura 2.1

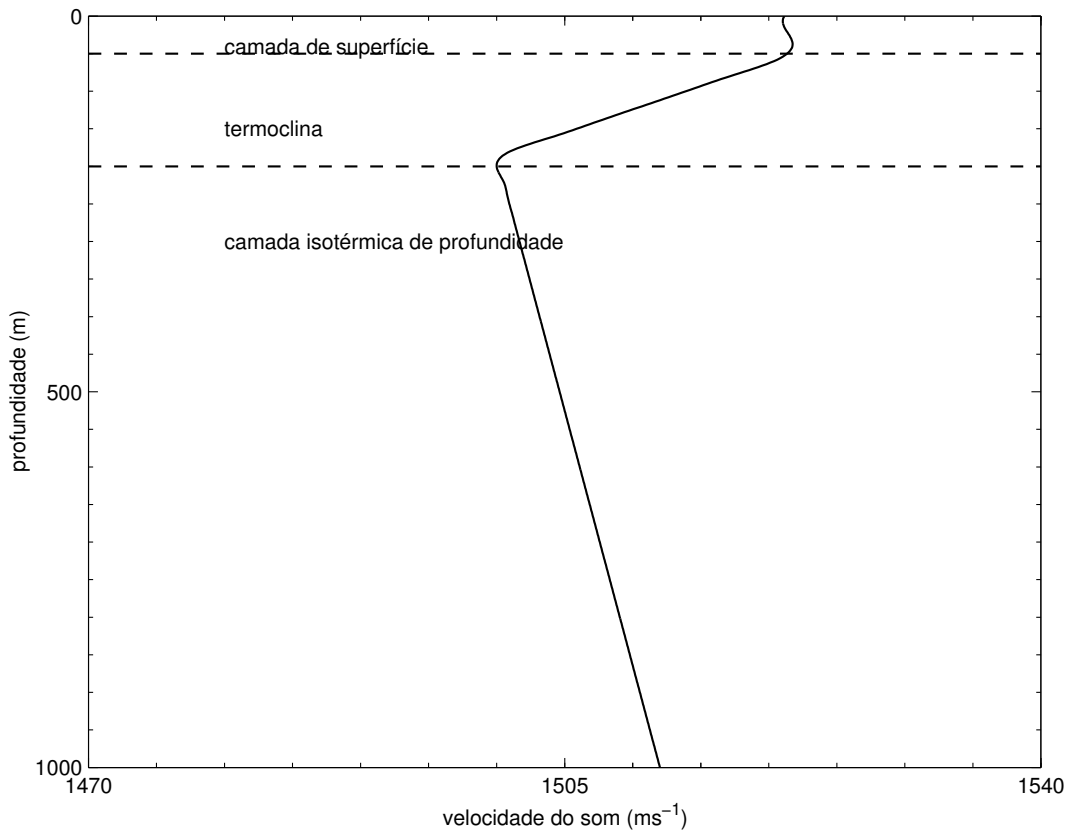


Figura 2.1: Perfil de temperatura típico para o Atlântico Norte durante o Verão

representa um modelo de perfil de velocidade, vulgarmente adoptado para latitudes médias do Atlântico Norte [86, 90]. Como na figura se sugere, normalmente considera-se que as camadas mais relevantes são: camada de superfície, termoclina e camada isotérmica de profundidade. O perfil de velocidade na camada de superfície é especialmente influenciado

por fenómenos de mistura, devidos à acção dos ventos e da agitação de superfície, dos quais resulta uma temperatura constante e consequentemente um aumento da velocidade do som com a profundidade (efeito do último termo de (2.1)). No caso de mar calmo, a descida rápida da temperatura, origina também uma descida importante da velocidade do som com a profundidade. Na camada denominada de termoclina verifica-se um importante gradiente negativo da temperatura em função da profundidade, sendo a velocidade do som caracterizada nesta região por igual tendência. Na camada isotérmica de profundidade a temperatura mantém-se constante devido às propriedades termodinâmicas da água salgada a altas pressões, resultando assim que a profundidade tem um efeito predominante, o qual origina um gradiente positivo da velocidade.

Refira-se que, em águas pouco profundas, no modelo de estratificação apresentado, algumas camadas poderão não existir, nomeadamente a camada isotérmica de profundidade.

2.1.1 As funções empíricas ortogonais - EOF

As funções empíricas ortogonais (EOF - *Empirical Orthogonal Functions*), ou modos empíricos, são uma forma de representar perfis, ou seja a dependência em profundidade, de grandezas oceanográficas tais como temperatura, salinidade, correntes e velocidade do som. Embora este método tenha a sua origem na oceanografia [91, 99], tem sido frequentemente utilizado em acústica submarina [55, 76, 119]. Partindo das EOFs, um perfil é dado por uma combinação linear de funções ortogonais. Estas são calculadas a partir de amostras representativas para aquele local e período de tempo da grandeza de interesse, as quais poderão ser obtidas de dados de arquivo ou de medições efectuadas.

Assim, por exemplo, a velocidade do som $c(z_i)$, sendo $z_i (i = 1, 2, \dots, D)$ uma profundi-

dade discreta, é dada por:

$$c(z_i) = c_0(z_i) + \sum_{n=1}^N \alpha_n f_n(z_i), \quad (2.2)$$

onde $c_0(z_i)$ é a velocidade média do som das amostras consideradas, α_n é o coeficiente da EOF $f_n(z_i)$ e N é o número de EOFs.

As EOF $\mathbf{f}_n = [f_n(z_1), f_n(z_2), \dots, f_n(z_D)]^T$ são os vectores próprios da matriz de covariância \mathbf{R} , de M perfis de velocidade do som $\mathbf{c}^m = [c^m(z_1), c^m(z_2), \dots, c^m(z_D)]$; $m = 1, \dots, M$ dos quais o perfil \mathbf{c}_0 é a sua média

$$\mathbf{R} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M (\mathbf{c}^m - \mathbf{c}_0)(\mathbf{c}^m - \mathbf{c}_0)^T. \quad (2.3)$$

A vantagem da utilização de EOFs advém do facto de serem suficientes só algumas EOFs, 2 ou 3 na maioria dos casos, para representar os perfis com um erro aceitável [119].

Do conjunto de vectores próprios, resultantes da decomposição da matriz \mathbf{R} , são escolhidos aqueles que estejam associados à maior energia (maiores quadrados dos valores próprios), por estes "captarem" as variações mais significativas. Uma forma de estimar o número N de EOFs a utilizar na representação dos perfis é dada pela expressão

$$N = \min_J \left\{ \frac{\sum_{j=1}^J \lambda_j^2}{\sum_{j=1}^K \lambda_j^2} \times 100 \geq v \right\}. \quad (2.4)$$

Nesta expressão λ_j é o valor próprio associado à EOF f_j ($\lambda_1^2 > \lambda_2^2 > \lambda_3^2 > \dots$), K é o número de vectores próprios da decomposição, e v representa a variância que pretendemos que seja "captada" pelas EOFs (em percentagem).

Para completar, refira-se que dado o perfil de velocidade \mathbf{c} , o valor do coeficiente α_n da expansão (2.2) é obtido por

$$\alpha_n = (\mathbf{c} - \mathbf{c}_0)^T \mathbf{f}_n. \quad (2.5)$$

Para outros campos de interesse, por exemplo a temperatura, a técnica de representação por EOFs é idêntica.

As figuras seguintes apresentam uma série temporal de perfis de temperatura medidos por uma cadeia de termistores (figura 2.2) obtidos durante a campanha INTIMATE'96 [1], o respectivo perfil médio (figura 2.3a)) e as duas primeiras EOFs (figura 2.3b) que "captam" mais de 90% da variância. Na figura 2.3c) podemos observar a projecção dos diferentes perfis sobre as EOFs ao longo do tempo.

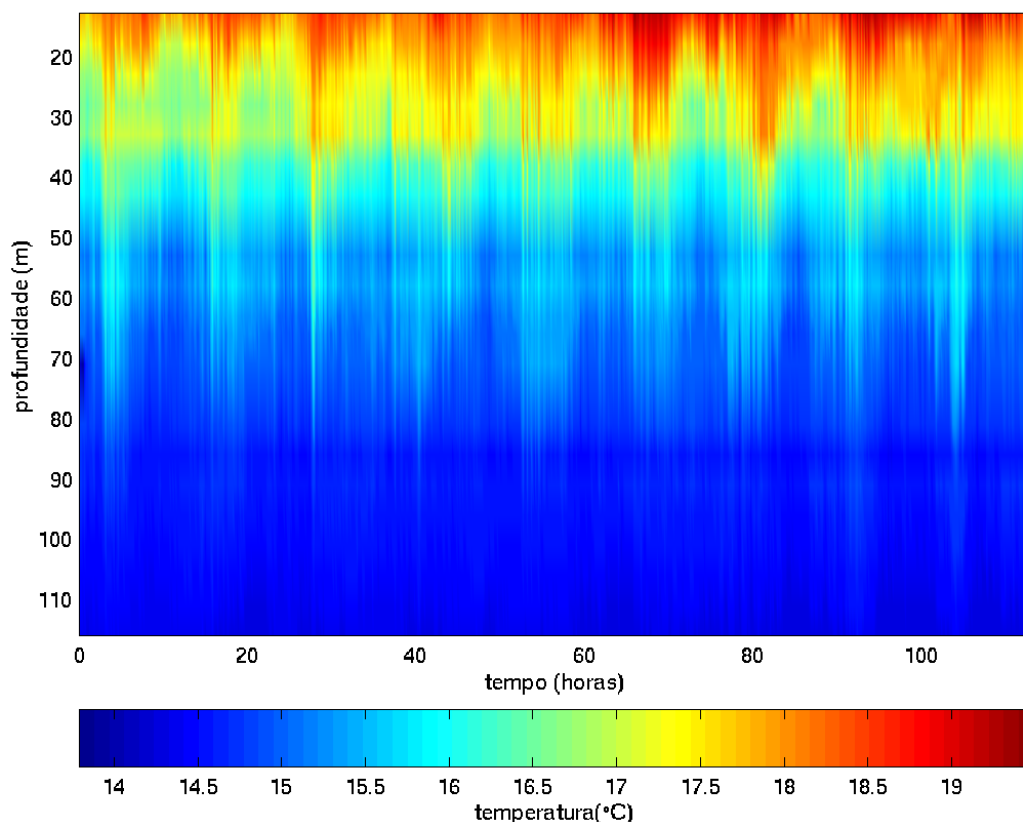


Figura 2.2: Perfis de temperatura obtidos por uma cadeia de termistores durante a campanha INTIMATE'96 [1]

Refira-se que, mesmo visualmente, se identifica a correlação existente entre a variabilidade na série temporal de perfis de som (figura 2.2) e a série temporal dos coeficientes das EOFs

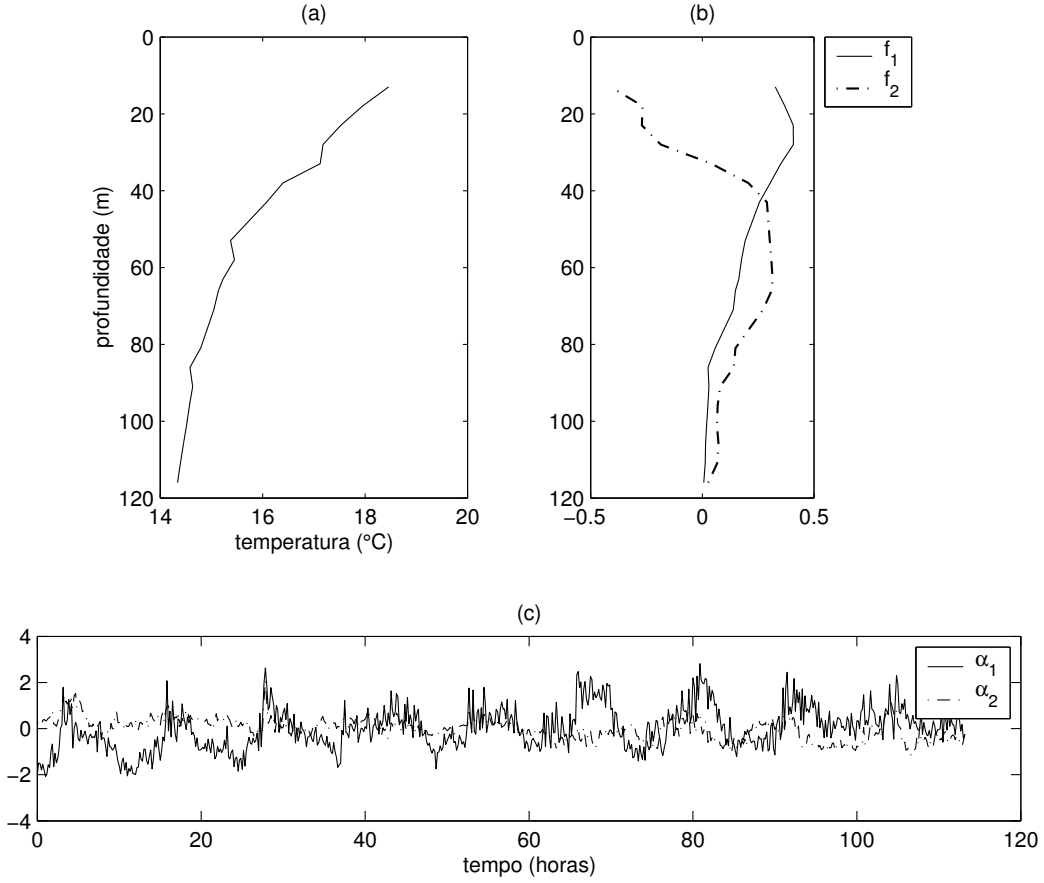


Figura 2.3: Perfil médio (a), primeiras duas EOFs, f_1 e f_2 (b), e respectivos coeficientes, α_1 referente a f_1 , e α_2 referente a f_2 , obtidos a partir dos dados da figura 2.2

(figura 2.3), especialmente a do coeficiente α_1 associado à EOF mais energética f_1 . Esta correlação advém do facto das EOFs, embora derivadas dos dados empiricamente, reflectirem aspectos físicos da variabilidade dos perfis tais como, o deslocamento vertical da termoclina no caso da primeira EOF ou a inclinação da mesma no caso da segunda. A estreita relação entre as EOFs e os aspectos físicos foi demonstrada experimentalmente por *Rodriguez et al.* [43], que encontrou um coeficiente de correlação normalizado próximo da unidade entre as primeiras EOFs e os primeiros Modos Normais Hidrodinâmicos. A representação das perturbações dos perfis de temperatura em Modos Normais Hidrodinâmicos é uma representação em decomposição modal tal como as EOFs, onde todavia as funções modais são obtidas por resolução da equação diferencial que relaciona as vibrações admissíveis no meio

com as perturbações de temperatura, salinidade e densidade do meio. Na próxima secção, que é dedicada às ondas internas, aprofundaremos este assunto.

Um problema omissso, na discussão anterior sobre EOFs, é a sua utilização para a representação de perfis de velocidade do som (ou outros) em diferentes pontos do oceano. Teoricamente, poder-se-ia expandir o princípio utilizado no tempo, para construir funções empíricas ortogonais dependentes também das coordenadas geográficas, e não só da profundidade. Existe todavia um problema prático, devido ao facto de não estarem normalmente disponíveis amostras obtidas em suficientes pontos da área do oceano para construir tais EOFs. Deste modo, a solução vulgarmente preconizada, consiste em construir as EOFs a partir de todos os perfis significativos para a região a considerar, e exprimir a dependência espacial pelos coeficientes. A generalização da expressão (2.2) que inclui a dependência espaço-temporal toma a forma

$$\mathbf{c}(t, \mathbf{r}) = \mathbf{c}_0 + \sum_{n=1}^N \alpha_n(t, \mathbf{r}) \mathbf{f}_n, \quad (2.6)$$

onde t representa a dependência temporal e \mathbf{r} a dependência espacial.

2.1.2 As ondas internas

As ondas internas são um dos fenómenos que originam ambientes anisotrópicos e não estacionários, isto é os perfis de som dependem do lugar e do instante em que são observados. Estes fenómenos podem ser detectados por amostragem dos perfis de temperatura, observando-se perturbações da termoclina. Frequentemente, estas perturbações resultam da sobreposição de ondas internas lineares, com a frequência das marés, também denominadas de marés internas, com outras não lineares, conhecidas por *solitons*. As marés internas apresentam assim, um espectro semelhante ao das marés barotrópicas (marés de superfície), sendo a componente M2, com um período de 12.42 h a mais importante [29]. Por sua vez, nos

fenómenos de *solitons* descritos, observa-se uma única ou uma sequência de perturbações, com amplitude da ordem da dezena de metros, frentes de vários quilómetros e velocidades de propagação até cerca de 1 ms^{-1} . Uma outra consequência conhecida das ondas internas é provocarem elevações da superfície do oceano, sendo as imagens de satélite do tipo SAR, um importante meio para caracterizar espacialmente a propagação dos *solitons*, por permitirem identificar as frentes e determinar o seu número.

As ondas internas são consequência de perturbações da densidade, que no caso de águas pouco profundas resultam da interacção das marés de superfície ou barotrópicas com a topografia irregular do fundo oceânico em ambientes caracterizados pela existência de uma termoclina.

Numa situação de equilíbrio as forças gravitacionais e de flutuabilidade compensam-se, todavia, se uma força exterior induzir uma variação da densidade, pode ocorrer um movimento oscilatório vertical das partículas. A existência de uma termoclina propicia as oscilações, uma vez que um ligeiro deslocamento de partículas nesta zona origina uma importante variação da temperatura, e consequentemente uma importante variação da densidade.

A capacidade de um elemento de fluído oscilar em função da profundidade z é dado pelo chamado perfil de flutuabilidade $N^2(z)$ (que representa a frequência máxima de vibração admissível),

$$N^2(z) = \frac{g}{\rho_0} \frac{d}{dz} \rho(z), \quad (2.7)$$

onde g é a gravidade, ρ_0 é densidade de equilíbrio e $\rho(z)$ a densidade. O perfil de flutuabilidade pode também ser obtido, aproximadamente, a partir do perfil médio de temperatura $T_0(z)$, desprezando o gradiente de salinidade, pela relação

$$N^2(z) = a_T g \frac{dT_0(z)}{dz} + (a_T g)^2 \frac{T_0(z)}{C_{ps}}, \quad (2.8)$$

onde $g=9.81\text{ms}^{-2}$, $a_T=2.4110^{-4}$.

Os deslocamentos $\eta(\mathbf{r}, t)$, resultantes das ondas internas podem ser representados por uma expansão modal [29]

$$\eta(\mathbf{r}, t) = \sum_n \eta_n(\mathbf{r}, t) \Psi_n(z), \quad (2.9)$$

onde $\eta_n(\mathbf{r}, t)$ são os coeficientes modais que descrevem a estrutura horizontal e temporal das perturbações associados às funções modais $\Psi(z)$. Estas são as funções próprias, solução da equação de Sturm-Liouville

$$\frac{d^2 \Psi_n}{dz^2} + \frac{N^2(z)}{c_n^2} \Psi_n, \quad (2.10)$$

em que as condições de fronteira são valores nulos de Ψ_n no fundo e na superfície, c_n é o valor próprio associado da Ψ_n e representa a velocidade de fase modal das ondas lineares num fluido não rotacional.

Refira-se, que para além dos deslocamentos, também as velocidades das partículas, quer no plano vertical, quer no plano horizontal, podem ser expressas como combinações lineares dos modos verticais Ψ_n e dos modos horizontais Φ_n respectivamente [1, 29, 30]. A relação entre os modos verticais e horizontais é dada por $\Phi_n = \frac{d\Psi_n}{dz}$. Os modos verticais $\Psi_n(z)$ e horizontais $\Phi_n(z)$ são conhecidos como modos normais hidrodinâmicos. *Rodriguez*[1] utilizou as funções modais Ψ_n e Φ_n como bases para representar os perfis de temperatura, salinidade e velocidade.

A evolução espaço temporal dos deslocamentos originados por *solitons* é governada pela equação diferencial parcial denominada de *Korteweg-de Vries* [1, 29, 30]. Para deslocamentos que evidenciem amplitudes e gradientes significativos, duas soluções conhecidas como da "secante" e "dnoidal" são utilizadas para modelar *solitons* em águas pouco profundas [48].

Estas representam ondas planas que se propagam na direcção x , dadas por [29]

$$\eta_n^s(x, t) = \eta_{0,n} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{x - C_n t}{\delta_n} \right), \quad (2.11)$$

no caso da solução da "secante", onde $\eta_{0,n}$ é amplitude máxima do *soliton*, C_n é a velocidade de fase não linear e δ_n é a largura não linear característica. Os valores de C_n e δ_n são obtidos das seguintes relações

$$\begin{aligned} C_n &= c_n + \frac{\alpha_n \eta_{0,n}}{3}, \quad \delta_n = \sqrt{\frac{12\beta_n}{\alpha_n \eta_{0,n}}}, \\ \alpha_n &= \frac{3c_n q_n^2}{2D} \int_0^D \Phi_n^3 dz, \quad \beta_n = \frac{c_n q_n^2}{2}, \\ q_n^2 &= \frac{D}{\int_0^D \Phi_n^2}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

onde D é altura da coluna de água.

A solução "dnoidal" é dada por [1]

$$\eta_n^d = \eta_{0,n} \left[2 \operatorname{dn}_{(n,S)}^2 \left(\frac{x - C_n t}{\delta_n} \right) - (1 - S^2) \right], \quad (2.13)$$

onde o índice S é uma função da variável normalizada $\tau = x/C_n t$ e $\operatorname{dn}_S(\phi)$ é a função elíptica "dnoidal" de Jacobi. A solução da "secante" pode-se considerar um caso particular da solução dnoidal quando $S \rightarrow 1$ [48]. A diferença fundamental entre a solução "secante" e a "dnoidal" consiste em que a primeira representa uma única perturbação que se propaga no tempo sem alterar a sua forma, enquanto a segunda representa um "pacote" de "solitons".

No próximo capítulo, utilizaremos as expressões apresentadas nesta secção para determinar características das ondas internas observadas durante a campanha INTIMATE'98 [42]. As perturbações espaciais da temperatura devidas a *solitons* foram, neste trabalho, sintetizadas pelo modelo da "secante".

2.2 A propagação do som no oceano

A propagação do som no oceano é descrita no domínio do tempo pela denominada equação de onda e no domínio da frequência pela equação de *Helmholtz*[86, 89]. Esta é a base de muitos dos modelos numéricos existentes para a resolução do problema da propagação de uma onda acústica em meio submarino. Seguidamente iremos abordar, brevemente, o modelo de raios e o modelo de modos normais, por serem os utilizados neste trabalho.

Uma discussão teórica e prática da derivação e aplicabilidade destes e outros modelos pode-se encontrar no livro de *Jensen et al.* [89].

2.2.1 O modelo de raios

O modelo de raios pode ser deduzido da equação de *Helmholtz* (capítulo 3 de [89]), embora a forma mais intuitiva seja transpor para a propagação de som no oceano a teoria dos raios, conhecida da óptica. Na teoria dos raios, as trajectórias destes são governadas pela lei de *Snell*, sendo que em acústica submarina o índice de refração é substituído pela velocidade do som. Discretizando o perfil de som de modo a que a velocidade se possa considerar constante dentro de cada camada, facilmente se obtém um diagrama de raios, o qual nos dá uma "imagem" da propagação do som num determinado ambiente.

Os modelos baseados na teoria dos raios, para além de uma "imagem" qualitativa da propagação do som, também podem estimar a sua intensidade num determinado ponto [86, 90]. As soluções encontradas pelos modelos de raios são aplicáveis a ambientes em que a profundidade da coluna de água seja muito maior que o comprimento de onda do sinal utilizado, e onde não ocorram variações significativas da velocidade em distâncias iguais ou inferiores a esse mesmo comprimento de onda.

O modelo de raios foi o primeiro a ser utilizado em tomografia acústica submarina, continuando hoje em dia a ser muito utilizado nesta área. Deste modo, apresentaremos de seguida alguns conceitos importantes para tomografia, baseada em modelos de raios, que serão necessários nos capítulos seguintes. Um desses conceitos é o de raios próprios, que é o conjunto de raios que ligam um emissor e um receptor pontual. Cada um desses raios representa do ponto de vista do receptor uma chegada, caracterizado por um tempo de propagação, denominado por tempo de chegada τ , o qual é dado pelo integral

$$\tau = \int_{\Gamma} \frac{ds}{c}, \quad (2.14)$$

onde Γ é a trajectória do raio. Neste contexto, podemos considerar o canal de propagação submarino, isto é o meio físico existente entre o emissor e o receptor, como uma sistema gerador de multicaminhos (*multipath*) caracterizado por uma resposta impulsiva $h(t)$:

$$h(t) = \sum_{k=1}^T a_k \delta(t - \tau_k), \quad (2.15)$$

onde T é o número total de chegadas, τ_k são os tempos e a_k são os coeficientes de ponderação associados às diferentes chegadas.

A figura 2.4 apresenta um diagrama com os raios próprios b), que num ambiente de águas pouco profundas, caracterizado pelo perfil de velocidade em a), conectam uma fonte à profundidade de 70 m com um receptor à profundidade de 100 m a uma distância de 3000 m. Em c) está representado um diagrama com o tempo das diferentes chegadas. No cálculo das trajectórias dos raios e respectivos tempos de propagação utilizou-se o código *RAY* desenvolvido no *Woods Hole Oceanographic Institution* [100].

Podemos observar que de todos os raios, há um pequeno grupo representado a ponto-traço, em que não existe ou é diminuta a interacção com a superfície e o fundo. A estas

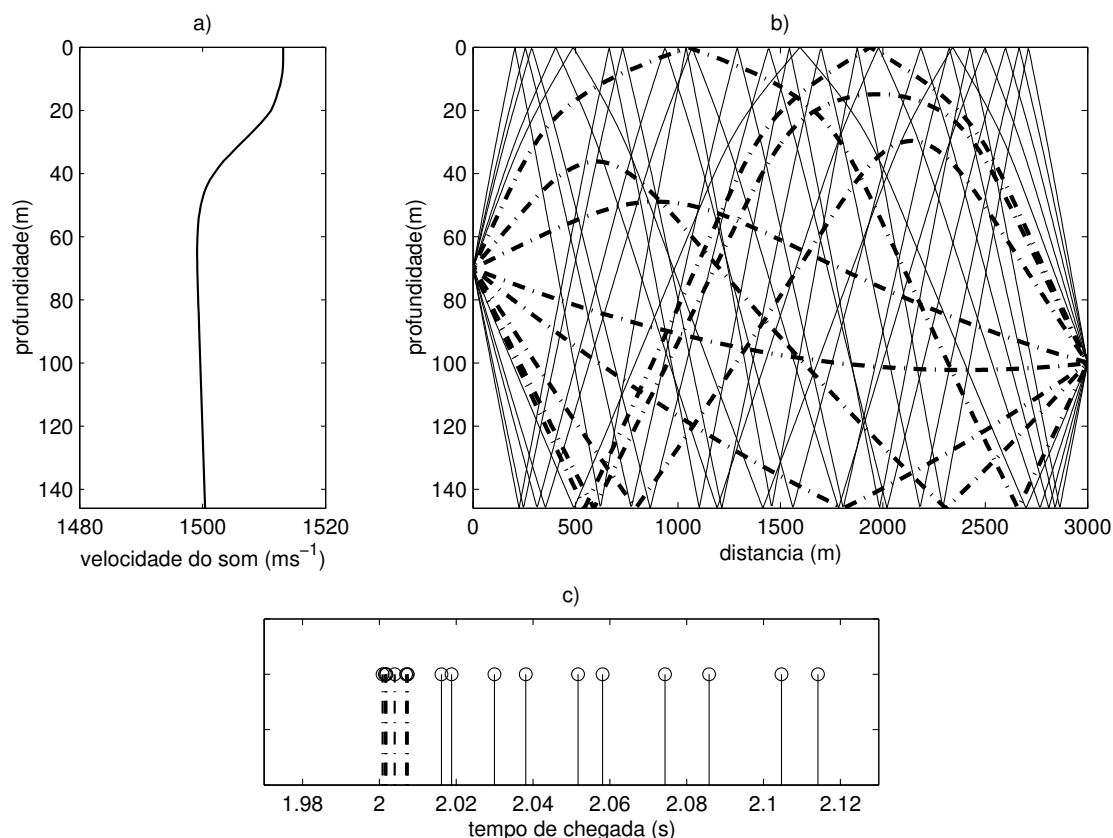


Figura 2.4: Raios próprios em ambiente de águas pouco profundas: a) perfil de velocidade, b) diagram de raios próprios para um fonte a 70m de profundidade e um receptor a 100m distante 3km, c) diagrama de chegadas (as amplitudes não correspondem aos valores modelados).

trajectórias correspondem as primeiras chegadas no diagrama c) que estão quase sobrepostas no tempo. No segundo grupo, representado por traço contínuo, as trajectórias apresentam múltiplas reflexões na superfície e no fundo, correspondendo no diagrama de tempo de chegadas às que ocorrem mais tarde, e que se apresentam bem separadas no tempo. As amplitudes destas últimas chegadas são fortemente atenuadas em função do número de interacções e do tipo de fundo (o que não está representado na figura 2.4). Os diagramas ora descritos são típicos para águas pouco profundas e evidenciam as dificuldades experimentadas pela tomografia baseada em tempo de chegadas neste ambiente: só as chegadas que sofrem de uma forte interacção com o fundo são passíveis de ser resolvidas, visto que as

outras ocorrem em instantes tão próximos que não é tecnicamente possível emitir um sinal que as permita resolver.

Refira-se, que se considerarmos o canal de propagação entre uma fonte e um transdutor acústico como um sistema linear e invariante no tempo, caracterizado pela sua resposta impulsiva $h(t)$, o sinal adquirido $y(t)$ é dado pela convolução

$$y(t) = s(t) \otimes h(t) = s(t) \otimes \sum_{k=1}^T a_k \delta(t - \tau_k) = \sum_{k=1}^T a_k s(t - \tau_k), \quad (2.16)$$

onde $s(t)$ é o sinal emitido. O sinal recebido é, deste ponto de vista, um conjunto de réplicas atenuadas e desfasadas do sinal emitido.

2.2.2 O modelo de modos normais

O modelo de modos normais tem por base uma solução para a equação de *Helmholtz* [89]. No caso de o oceano ser tratado como um guia de onda, com simetria cilíndrica, caracterizado por um perfil de velocidade $c(z)$, uma densidade $\rho(z)$ e o receptor se encontra suficientemente afastado de uma fonte pontual unitária de frequência ω , a uma profundidade z_s , a pressão acústica num ponto de profundidade z , a uma distância r da fonte, é dada por

$$\hat{p}(r, z) = \frac{e^{i\frac{\pi}{4}}}{\rho(z_s)\sqrt{8\pi r}} \sum_{m=1}^M \frac{u_m(z_s)u_m(z)}{\sqrt{k_m}} e^{ik_m r} = \sum_{m=1}^M \hat{p}_m(r, z). \quad (2.17)$$

Nesta expressão M é o número de funções modais u_m , sendo k_m o número de onda associado a u_m . $\hat{p}_m(r, z)$ é o modo de propagação de ordem m .

As funções modais u_m são a solução do problema de Sturm-Liouville

$$\frac{d^2 u_m(z)}{dz^2} + (k(z) - k_m^2) u_m(z) = 0, \quad (2.18)$$

e respectivas condições de fronteira, onde $k(z) = \omega/c(z)$, sendo k_m os valores próprios. A figura 2.5 apresenta as funções modais calculadas pelo código *KRAKENMAT* [109], con-

siderando uma fonte emitindo um sinal sinusoidal de 50 Hz e um ambiente com um perfil de velocidade na coluna de água igual ao da figura 2.4a).

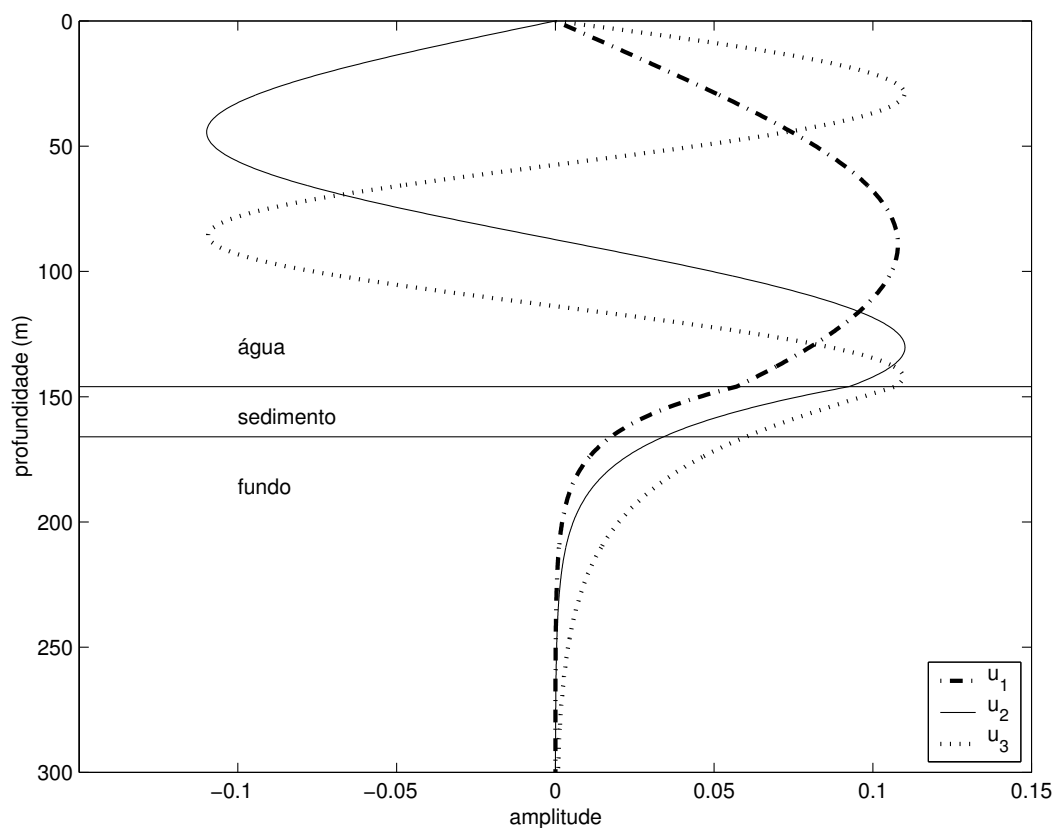


Figura 2.5: Exemplo de funções modais para um ambiente de águas pouco profundas (frequência = 50 Hz)

Este ambiente é ainda caracterizado pela existência de um sedimento arenoso de 20 m de profundidade, imediatamente abaixo da coluna de água, onde a velocidade do som aumenta linearmente dos 1750 ms^{-1} até aos 1900 ms^{-1} e a densidade é 1.95 gcm^{-3} . O fundo é rochoso, considerando-se uma velocidade de propagação de 1900 ms^{-1} .

O modelo de modos normais é considerado um dos mais precisos na modelação de ambientes de águas pouco profundas. Nestes ambientes, com frequências de trabalho baixas (inferiores a 1 KHz), as implementações deste modelo são bastante eficientes; com o aumento da profundidade da coluna de água e/ou da frequência, o número de modos aumenta e assim

o tempo de cálculo. Note-se, que \hat{p} definido pela equação (2.17), não é mais do que um valor da função de transferência do canal de propagação $H(\omega)$, se considerarmos que este é um sistema linear. O modelo está especialmente vocacionado para trabalhar no domínio da frequência. A sua utilização no domínio do tempo obriga a realização de uma síntese de Fourier. A resposta impulsiva do canal $h(t)$ é obtida por

$$h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{p}(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (2.19)$$

Frequentemente, pretende-se encontrar a resposta do canal $y(t)$, a uma fonte emitindo um sinal $s(t)$, de espectro conhecido $\hat{s}(\omega)$, a qual é obtida pela convolução no domínio do tempo $y(t) = s(t) \otimes h(t)$, ou neste caso, mais convenientemente realizando a operação equivalente no domínio da frequência e aplicando uma transformada de Fourier inversa:

$$y(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{p}(\omega) \hat{s}(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (2.20)$$

ou equivalentemente

$$y(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{m=1}^M \hat{p}_m(\omega) \hat{s}(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \sum_{m=1}^M y_m(t). \quad (2.21)$$

Deste ponto de vista cada $y_m(t)$ corresponde a um pacote de energia associado ao modo de ordem m .

O tempo de propagação associado ao modo m é dado por

$$t_m = \frac{r}{\nu_m}, \quad (2.22)$$

onde r é a distância entre a fonte e o receptor, e ν_m é velocidade de grupo do modo m , dada por

$$\nu_m = \left. \frac{\partial \omega}{\partial k_m} \right|_{\omega_0}. \quad (2.23)$$

A velocidade de grupo é definida considerando que o sinal é processado por uma filtro de banda estreita com frequência central ω_0 . A velocidade de grupo pode ser também expressa por [123]

$$\nu_m = \frac{1}{c_m} \left(\int_0^\infty \frac{c^2(z) u_m^2(z)}{\rho(z)} dz \right)^{-1}, \quad (2.24)$$

sendo $c_m = \omega/k_m$ a velocidade de fase.

Devido a um cada vez maior interesse em trabalhar no domínio do tempo (ou com bandas bastante largas) com a precisão proporcionada pelos modelos de modos normais, algumas implementações foram desenvolvidas com este propósito (*PROSIM*[102]). Neste casos utilizam-se técnicas de interpolação para acelerar o cálculo em relação a implementações mais convencionais (*CSNAP* [101]), à custa de uma ligeira diminuição da precisão.

2.2.3 Ambientes com dependência em função da distância

Na abordagem que fizemos até ao momento aos modelos de propagação do som no oceano, considerou-se implicitamente que os parâmetros que caracterizavam o meio eram constantes em função da distância. O meio era definido por um perfil de velocidade do som, uma altura da coluna de água e um determinado fundo, iguais entre a fonte e o receptor. Torna-se evidente que isto é uma simplificação da realidade, que não poderá ser aplicada caso ocorra uma variação substancial dos parâmetros (atrás enunciados) com a distância. Exemplo disso é a existência de elevações/declives acentuados na topografia entre o emissor e o receptor. Outro exemplo é o perfil de som variar consideravelmente com a distância devido a fenómenos oceanográficos tais como marés internas, frentes, filamentos e outros [29]. A modelização deste tipo de ambientes dependentes, é relativamente simples de implementar em modelos de raios, bastando para tal considerar uma discretização conveniente do perfil de velocidade, não só em profundidade, mas também em distância. Na figura 2.6 apresentamos um diagrama de

raios próprios (b) e o diagrama de chegadas (c), para um caso em que o perfil de velocidade (c) varia com a distância. O perfil de som deste exemplo é devido a uma perturbação dependente da distância (devida à passagem de um *soliton*) do perfil da figura 2.4a). Para efeitos de comparação apresentamos a vermelho os tempos de chegada da figura 2.4 (caso sem perturbação), observando-se que os tempos das chegadas mais atrasadas sofrem pequenas perturbações, facilmente identificáveis. Já nas primeiras chegadas verifica-se a ocorrência de mais um raio próprio, e é difícil associar as perturbações aos diferentes raios.

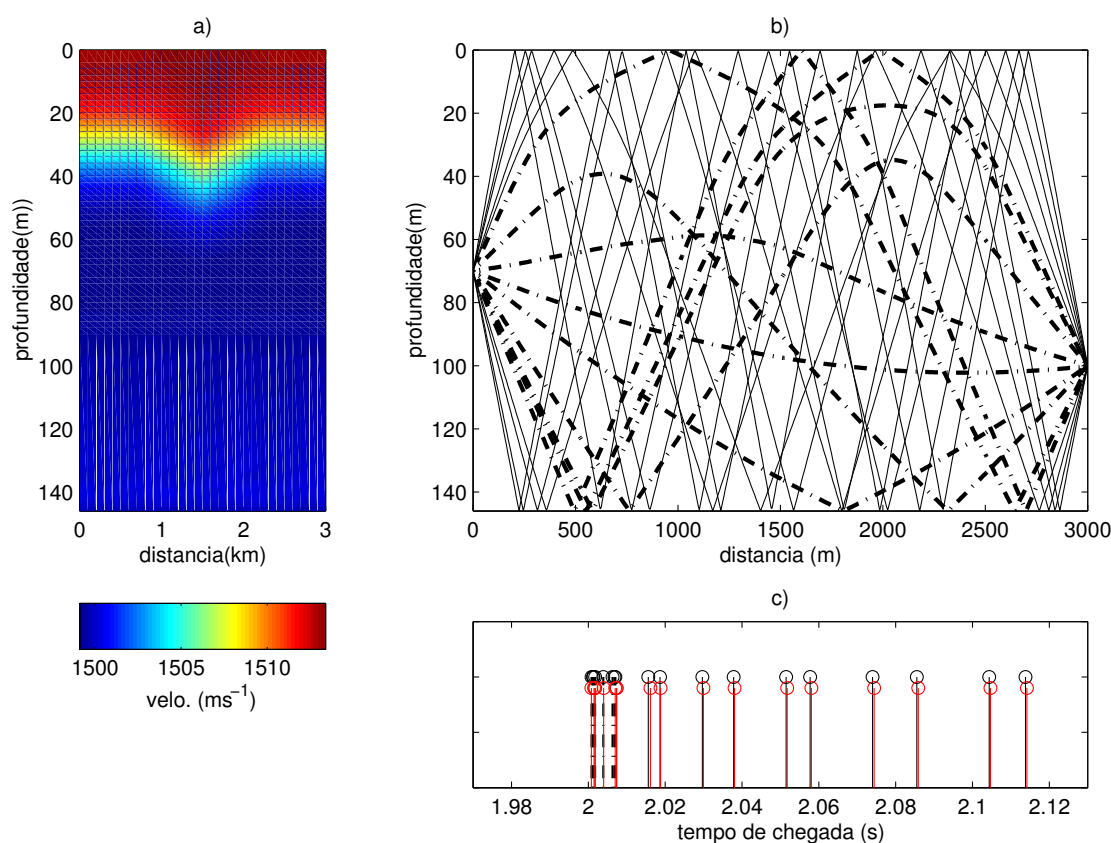


Figura 2.6: Raios próprios em ambiente de águas pouco profundas, num ambiente onde o perfil de velocidade é dependente da distância. Em (c) a vermelho estão representadas as chegadas da figura 2.4 para o ambiente sem dependência da distância.

Em modelos de modos normais, um possível tratamento da dependência com a distância , consiste em dividir o ambiente entre o emissor e o receptor em segmentos, nos quais se possam considerar os diferentes parâmetros constantes (perfil de velocidade do som, profundidade

da coluna de água, fundo, etc), encontrar as funções modais u_m e respectivos números de onda k_m que lhes estão associados (resolvendo para cada segmento individualmente a equação (2.18)) e incorporando condições de fronteira (continuidade da pressão e componente normal da velocidade da partículas) na expressão final. Esta abordagem dá origem ao chamado modelo de modos normais com acoplamento (*coupled normal mode*), cuja solução podemos encontrar em [89]. Este modelos são muito precisos, por contemplarem a possibilidade de transferência de energia entre modos (*mode coupling*). O seu problema é necessitarem de muito tempo de cálculo. Existe uma outra aproximação ao problema do tratamento da dependência com a distância nos modelos de modos normais denominada de aproximação adiabática, por não se considerar a transferência de energia entre modos. Nesta aproximação a pressão acústica $\hat{p}(r, z)$ é dada por [114]

$$\hat{p}(r, z) = \frac{e^{i\frac{\pi}{4}}}{\rho(z_s)\sqrt{8\pi r}} \sum_{m=1}^M \frac{u_m(z_s, 0)u_m(z, r)}{\sqrt{k_m}} e^{i\phi_m(r)}, \quad (2.25)$$

onde $u_m(z_s, 0)$ e $u_m(z, r)$ são, respectivamente, as amplitudes da função modais de ordem m no segmento da fonte e à profundidade desta, e da função modal no segmento relativo à distância r e profundidade z , $\phi_m(r)$ é a chamada fase modal adiabática. Esta é expressa por

$$\phi_m(r) = \int_o^r k_m(r)dr. \quad (2.26)$$

A implementação do modelo adiabático permite realizar o cálculo muito mais rapidamente, quando comparado com o modelo normal com acoplamento de modos.

2.2.4 Compressão de pulsos e padrões de chegada

A compressão do pulso é um procedimento utilizado em acústica submarina para identificar no sinal recebido $y(t)$, as chegadas que ocorrem num canal de propagação caracterizado pela

resposta impulsiva $h(t)$ (ou equivalentemente pela função de transferência $H(\omega)$), quando o sinal emitido $s(t)$ é conhecido. O procedimento baseia-se na correlação do sinal recebido com o sinal emitido, e pode ser expresso como

$$E\{y(t) \otimes s^*(-t)\} = E\{[s(t) \otimes h(t) + n(t)] \otimes s^*(-t)\}.$$

onde $E\{\bullet\}$ representa a esperança matemática e $n(t)$ é um ruído aditivo. Uma forma equivalente da expressão anterior é dada por

$$R_{ys}(\tau) = R_{ss}(\tau) \otimes h(\tau), \quad (2.27)$$

onde $R_{xz}(\tau)$ representa a correlação cruzada entre os sinais $x(t)$ e $z(t)$ ($R_{xz}(\tau) = x(t) \otimes z^*(-t)$), e onde se assume que $s(t)$ e $n(t)$ são descorrelacionados. Considerando o canal $h(t)$ como uma linha de atraso com multicaminhos (2.15), temos então

$$R_{ys}(t) = \sum_{k=1}^T a_k R_{ss}(t - \tau_k), \quad (2.28)$$

ou seja a correlação cruzada entre o sinal emitido e o sinal recebido é dado pela sobreposição de N autocorrelações do sinal emitido, cada uma atrasada de τ_k e ponderada por a_k .

Os atrasos τ_k são os observáveis mais utilizados em técnicas de tomografia por tempos de chegada.

Para se conseguir discriminar duas chegadas sucessivas a largura da função de autocorrelação do sinal emitido deve ser estreita [90] em comparação com o intervalo de tempo que ocorre entre as chegadas. Os sinais de frequência linearmente modulada (em inglês *LFM* ou *chirp*) são frequentemente utilizados, por a sua autocorrelação se aproximar da $\text{sinc}(f_m t)$, se $t_p f_m \gg 1$, onde t_p é duração do pulso e f_m a banda de frequências [90].

Na prática, utiliza-se o chamado padrão de chegada, definido como

$$a(t) = |R_{ys}(t)|,$$

porque normalmente existe uma incerteza no conhecimento da fase do sinal emitido, assim como das características do fundo [50]. Frequentemente, utiliza-se em vez do sinal o seu envelope complexo. O sinal $x(t)$, em termos do seu envelope complexo $\tilde{x}(t)$, é definido como $x(t) = \tilde{x}(t)e^{j2\pi f_0 t}$, sendo f_0 a portadora do sinal. Temos então que $R_{ys}(t) = \tilde{R}_{ys}(t)e^{j2\pi f_0 t}$ e

$$a(t) = |R_{ys}(t)| = |\tilde{R}_{ys}(t)|. \quad (2.29)$$

Neste trabalho utilizaremos o padrão de chegada, assim definido.

2.3 Sumário

Neste capítulo apresentamos um conjunto de conceitos e terminologia básicos necessários à compreensão do trabalho. Os temas abordados foram:

- perfil de som, temperatura e salinidade, e sua relação;
- funções empíricas ortogonais (EOF), como modo de representar perfis de uma forma eficiente;
- ondas internas e suas características em águas pouco profundas;
- modelos de propagação de raios e modos normais, fundamentos e aplicabilidade;
- padrão de chegadas e resolução destas.

Capítulo 3

A campanha INTIMATE'98

Neste capítulo analisaremos a campanha INTIMATE'98, focando o seu enquadramento e objectivos, os meios envolvidos, e os dados recolhidos. A campanha INTIMATE'98 foi a segunda campanha de aquisição de dados que se realizou no âmbito do projecto INTIMATE (*INternal Tide Investigation by Means of Acoustic Tomography Experiments*)¹. Este projecto, em que participaram a Universidade do Algarve (UALG), o Instituto Hidrográfico (IH), o *New Jersey Institute of Technology* (NJIT), o *Centre Militaire d'Océanographie* (CMO) e o *Defence Evaluation Research Agency* (DERA), tem como objectivo o estudo do efeito das marés internas (marés baroclínicas) na propagação do sinal acústico e subsequentemente da possibilidade de monitorização destes fenómenos por métodos de acústica submarina.

As marés internas provocam oscilações importantes na termoclina, tendo consequências no desempenho dos sistemas de *sonar*, nos ecossistemas, no transporte de sedimentos, etc. Embora possam ocorrer em oceano aberto (águas profundas), e em ambientes costeiros (águas pouco profundas), o projecto INTIMATE está vocacionado para o estudo das marés internas nestes últimos.

Vários trabalhos apontam para que a formação das marés internas, ou mais genericamente

¹<http://www.ualg.pt/siplab/proj/intimate/intimate.htm>

as ondas internas, em ambientes costeiros seja devida à interacção entre as marés de superfície (maré barotrópica) e a topografia variável do fundo marinho: talude continental, canhões submarinos e outros (vide [1] e suas referências). Assim, a primeira experiência do projecto INTIMATE, a campanha INTIMATE'96 teve lugar na área do canhão da Nazaré em Junho de 1996, tendo sido simultaneamente a primeira experiência de tomografia acústica na costa portuguesa. Os resultados desta campanha tem sido amplamente divulgados em vários jornais e conferências da especialidade [20, 24, 25, 41, 43, 46, 48, 50].

Em Junho de 1998, no Golfo da Biscaia, numa área onde estudos anteriores demonstraram a ocorrência de ondas internas [42], realizou-se a campanha designada de INTIMATE'98, na qual estava programada a utilização de mais meios acústicos e hidrográficos que na sua antecessora com o fim de melhor o caracterizar o fenómeno. Durante a campanha INTIMATE'98 foram realizadas medições em várias áreas, todavia neste trabalho debruçar-nos-emos exclusivamente sobre os dados adquiridos na zona de águas pouco profundas.

Seguidamente apresentaremos uma descrição da experiência (local, meios envolvidos, cronograma das tarefas), e uma discussão sobre a qualidade e cobertura dos dados adquiridos, em especial do ponto de vista da identificação e caracterização das ondas internas.

3.1 Caracterização do local e meios envolvidos

A parte da experiência INTIMATE'98, dedicada ao estudo das marés internas em águas pouco profundas, desenrolou-se no período de 25 a 30 de Junho de 1998 numa zona da plataforma continental, ao largo da costa francesa, referenciada na figura 3.1 como zona GAMMA.

O fundo desta zona é arenoso, caracterizado por uma velocidade compressional de 1750 ms^{-1} ,

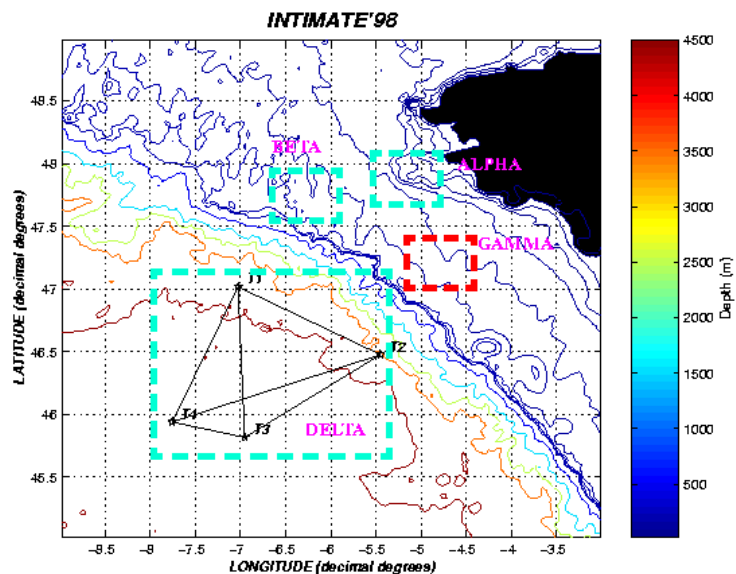


Figura 3.1: Localização das áreas da campanha INTIMATE'98: neste trabalho a área de interesse é a GAMMA.

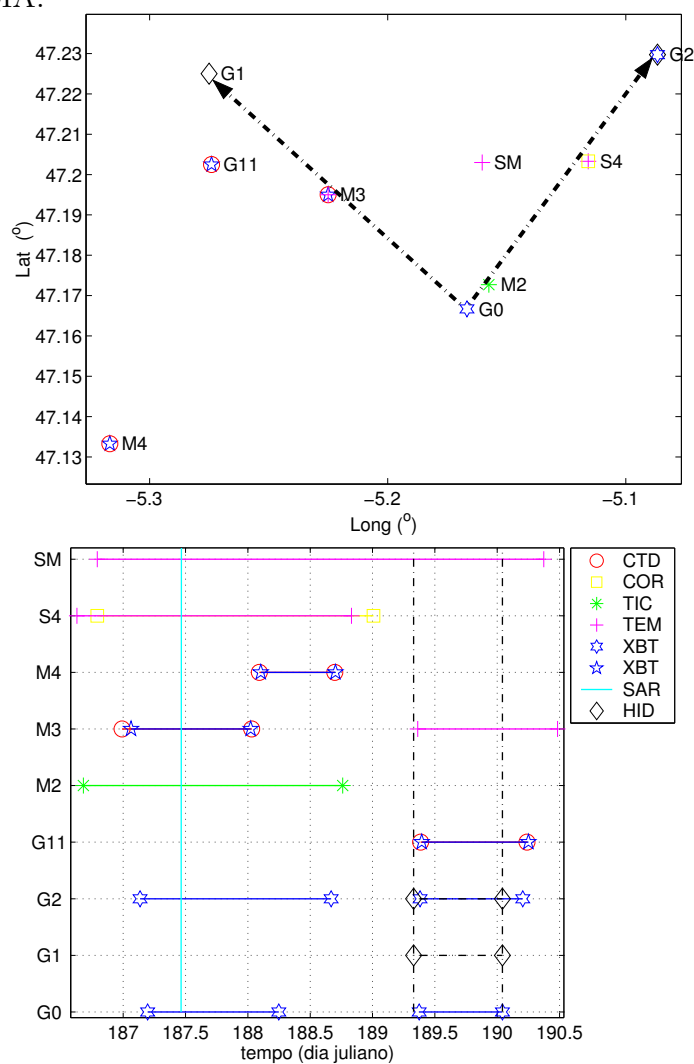


Figura 3.2: Localização dos diferentes equipamentos na área GAMMA (em cima) e cronograma das aquisições (em baixo).

eixo de propagação	G0-G1	G0-G2
distância	10.450 m	9.450 m
profundidade da fonte	74 m	74 m
altura da coluna de água	146 m	146 m–136 m
densidade do fundo	1.95 g/cm ³	1.95 g/cm ³
coeficiente de absorção do fundo	0.7 dB/λ	0.7 dB/λ
velocidade compressional do fundo	1750 ms ⁻¹	1750 ms ⁻¹

Tabela 3.1: Parâmetros característicos da geometria de propagação e do fundo.

um coeficiente de absorção de 0.7dB/λ e uma densidade de 1.95 g/cm³ [103].

Nesta experiência utilizaram-se duas cadeias de hidrofones ancorados nas posições G1 e G2, e uma fonte acústica suspensa de um navio na posição G0, definindo dois eixos de propagação acústica G0–G1 e G0–G2 (linhas a ponto traço na parte superior da figura 3.2). Em G0–G1 a distância fonte-hidrofones é cerca de 10450 m, o fundo é plano, sendo a altura média da coluna de água de 146 m. Na segundo eixo de propagação, G0–G2, a distância fonte-hidrofones é cerca de 9450 m. O fundo apresenta um declive, com uma altura da coluna de água de 146 m em G0, e de 136 m em G2. Durante a experiência a fonte esteve submergida a cerca de 74 m de profundidade.

A tabela 3.1 apresenta um resumo dos valores que caracterizam a geometria de propagação do sinal acústico e do fundo.

A escolha desta geometria está relacionada com a direcção de propagação esperada para a maré interna, perpendicular a G0–G1 com sentido para a costa e paralela a G0–G2.

3.2 Hidrologia

Durante a experiência, um vasto conjunto de medições hidrográficas foram realizadas com recurso a CTD, XBT, correntómetros (COR), cadeias de termistores (TIC) e outros sensores de temperatura (TEM). A figura 3.2 apresenta a localização dos diferentes sensores (em

tipo de sensor	periodicidade (min)	profundidade (m)
CTD	30	toda a coluna de água
XBT	30	toda a coluna de água
cadeia de termistores (TIC)	1	15,22,29,36,43,50, 57,64,71,78,85
sensores de temperatura (TEMP)	1/60	SM - 2.5, 43, 55
		S4 - 10,22, 37, 52
		M3 - 15, 25, 35, 45

Tabela 3.2: Periodicidade e profundidades a que se adquiriram as amostras de temperatura da coluna de água.

cima) e um cronograma das aquisições (em baixo). Neste, as linhas verticais a ponto-traço representam o momento inicial e final das transmissões acústicas, de modo a facilmente identificarmos as medições *in-situ* que se realizaram simultaneamente. Na tabela 3.2 encontramos as características da amostragem no tempo e na coluna de água dos sensores utilizados.

Os CTD e XBT amostram toda a coluna de água, mas com uma periodicidade baixa, o que poderá constituir um problema para observar os fenómenos que induzam variações rápidas (*solitons*), as quais serão subamostradas. Por sua vez, os sensores de temperatura sobreamostram no tempo, mas têm uma fraca cobertura da coluna de água (3 ou 4 medidas). A cadeia de termistores apresenta uma boa amostragem no tempo e na coluna de água.

Uma imagem SAR cobrindo a zona da experiência foi adquirida pelo satélite ERS-2. No cronograma, o momento em que esta foi obtida está representado por uma linha azul celeste que cruza o gráfico de alto a baixo. Este tipo de imagens permitem identificar as frente das ondas internas não lineares (*solitons*).

3.2.1 Temperaturas, salinidade e velocidade do som

As medições com CTDs foram, durante a experiência, realizadas em 3 períodos e locais distintos. Num único período coincidiram as emissões de sinais acústicos com a aquisição de

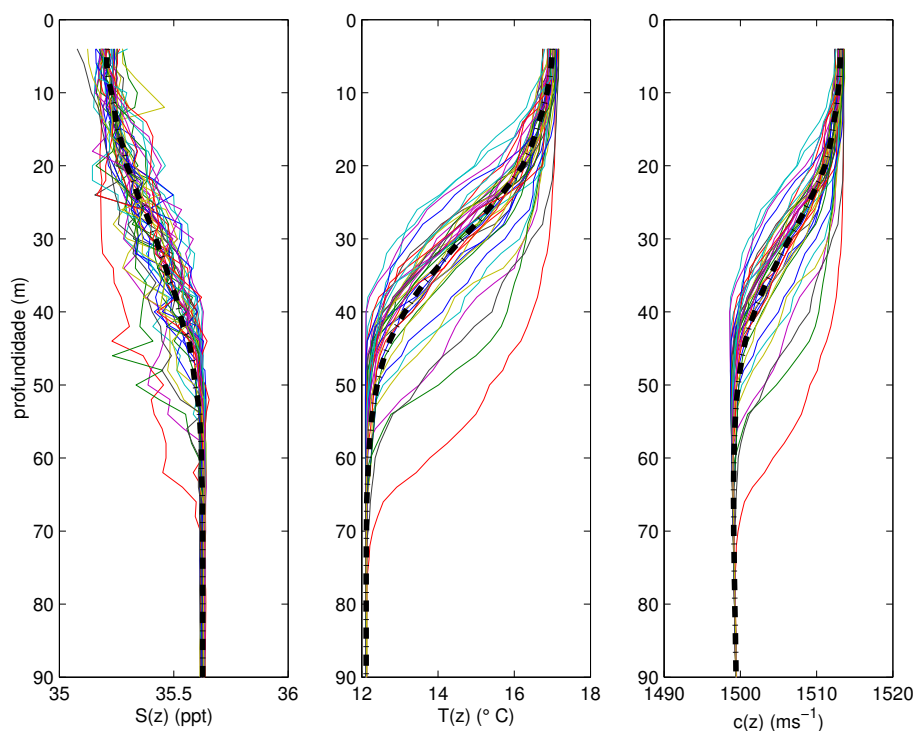


Figura 3.3: Observações de CTD em G11: salinidade $S(z)$, temperatura $T(z)$ e velocidade do som $c(z)$. A traço-ponto estão representados os perfis médios.

dados de CTD (vide G11 na figura 3.2). As amostras foram adquiridas à cadência de uma de meia em meia hora, não se esperando que amostram convenientemente as perturbações induzidas por ondas internas do tipo *solitons*, cuja existência, como veremos, é indiciada em observações realizadas por outros sensores.

As observações dos CTDs, que são das mais precisas, permitem-nos ainda assim, caracterizar os valores médios e a variabilidade dos campos temperatura, salinidade e velocidade do som. Na figura 3.3 podemos observar os perfis instantâneos e médios de salinidade, temperatura e velocidade do som adquiridos em G11.

Analisando os perfis de velocidade do som e temperatura, podem-se identificar três zonas distintas. Na primeira, desde a superfície até cerca dos 10 m de profundidade, a temperatura e velocidade do som constantes. Segue-se uma termoclina evidenciando um forte gradiente, onde se observam amplos deslocamentos em profundidade entre os vários perfis. Estes

deslocamentos são, hipoteticamente, devidos à propagação no meio de ondas internas.

Na zona mais profunda, a temperatura é constante ($\approx 12.2^\circ \text{C}$), observando-se um pequeno gradiente de velocidade do som devido ao aumento da profundidade.

Como se depreende da exposição anterior verifica-se uma forte correlação entre os perfis de temperatura e de velocidade do som, tal deve-se ao facto da salinidade variar pouco com a profundidade. A variação máxima entre dois pontos do perfil médio de salinidade ou entre dois pontos à mesma profundidade de distintos perfis é da ordem dos 0.4 ppt, enquanto no perfil de temperatura a variação é da ordem dos 4°C . O efeito da perturbação da salinidade δS na perturbação da velocidade do som δc_s é aproximadamente $\delta c_s = 1.34\delta S$, e o efeito da perturbação da temperatura δT na velocidade do som δc_T é $\delta c_T = 4.6\delta T$ (vide equação (2.1)). Assim, podemos concluir que as perturbações da velocidade do som são essencialmente devidas às perturbações da temperatura, pois estas podem originar perturbações até 18 ms^{-1} , enquanto as devidas à salinidade são inferiores a 0.6 ms^{-1} .

Relevante, na análise dos dados dos CTD, que como já se referiu foram obtidos em lugares e períodos diferentes, é, também, o facto de os valores médios dos perfis de velocidade do som, e as primeiras EOF $f_1(z)$, deduzidas independentemente, serem praticamente coincidentes (figura 3.4b)). As segundas EOF $f_2(z)$, embora não coincidentes, são semelhantes, representando o mesmo tipo de perturbação (figura 3.4c)). Note-se ainda, que os limites de variabilidade dos perfis de velocidade do som e sua evolução no tempo, analisados através das projecções nas duas primeiras EOFs (figura 3.4d) e e)), também são semelhantes.

A análise anterior leva-nos a considerar que no período e área em questão as perturbações da velocidade do som (e temperatura) são da mesma índole. Assim, pode-se utilizar qualquer uma das bases de EOFs (G11,M3,M4) para representar as perturbações do som no tempo

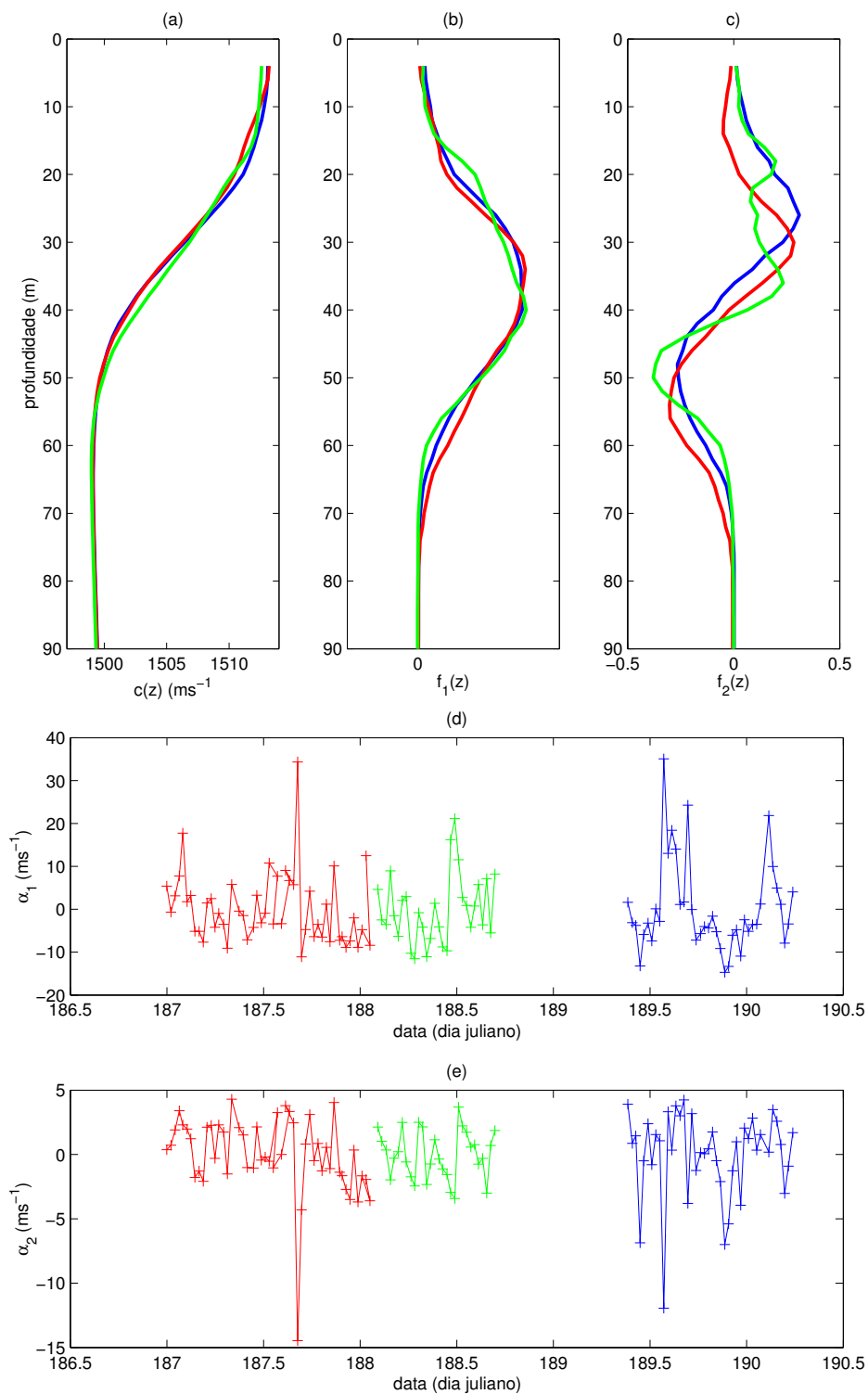


Figura 3.4: Características dos dados adquiridos pelo CTD em M3 (curvas a vermelho), em M4 (a verde) e G11 (a azul): a) perfis médios de velocidade do som; b) primeira EOF; c) segunda EOF; projecção dos perfis de velocidade do som sobre a primeira EOF d) e segunda e).

e no espaço. Por outro lado, aplicando a fórmula (2.4) obtém-se que às duas primeiras EOFs está associada mais do que 90% da variância, facto que futuramente utilizaremos para representar as perturbações do som, recorrendo unicamente a dois coeficientes.

Como se pode verificar do cronograma da experiência (figura 3.2), nos períodos e locais onde se realizaram medições com CTD, também se obtiveram perfis de temperatura com XBTs. Sendo que a frequência com que se adquiriram amostras dos XBTs foi semelhante à dos CTDs, o XBT é menos preciso e só fornece as temperaturas, não apresentaremos aqui uma análise desses dados. Podemos no entanto dizer que as observações dos XBTs estão em linha com a dos CTDs.

3.2.2 Ondas internas

Na área GAMMA da campanha INTIMATE'98 espera-se que ocorra sobreposição de ondas internas lineares e não lineares. As ondas internas lineares deverão ter componentes e direcção de propagação semelhantes às da maré de superfície, onde predomina a componente M2 (com um período de 12.42 horas). A partir dos dados adquiridos em dois correntómetros na posição S4, às profundidades de 52 e 120 m, dos quais foram filtradas as componentes de frequência superior a 6 cph, podemos estimar a direcção de propagação da maré de superfície (figura 3.5a)) e observar a forte correlação existente entre a evolução das componentes S- >N e W- >E das correntes e a maré de superfície (figura 3.5b)). Estima-se que a direcção de propagação seja cerca de -45° com o Norte, pois é essa, aproximadamente, a direcção do eixo maior da elipse de correntes, observadas em ambos os correntómetros. Como está patente na figura 3.5a), esta direcção é próxima da perpendicular ao eixo de propagação acústico G0-G1 e paralela ao G0-G2.

As ondas internas deixam a sua assinatura nas imagens de SAR de altimetria de superfície.

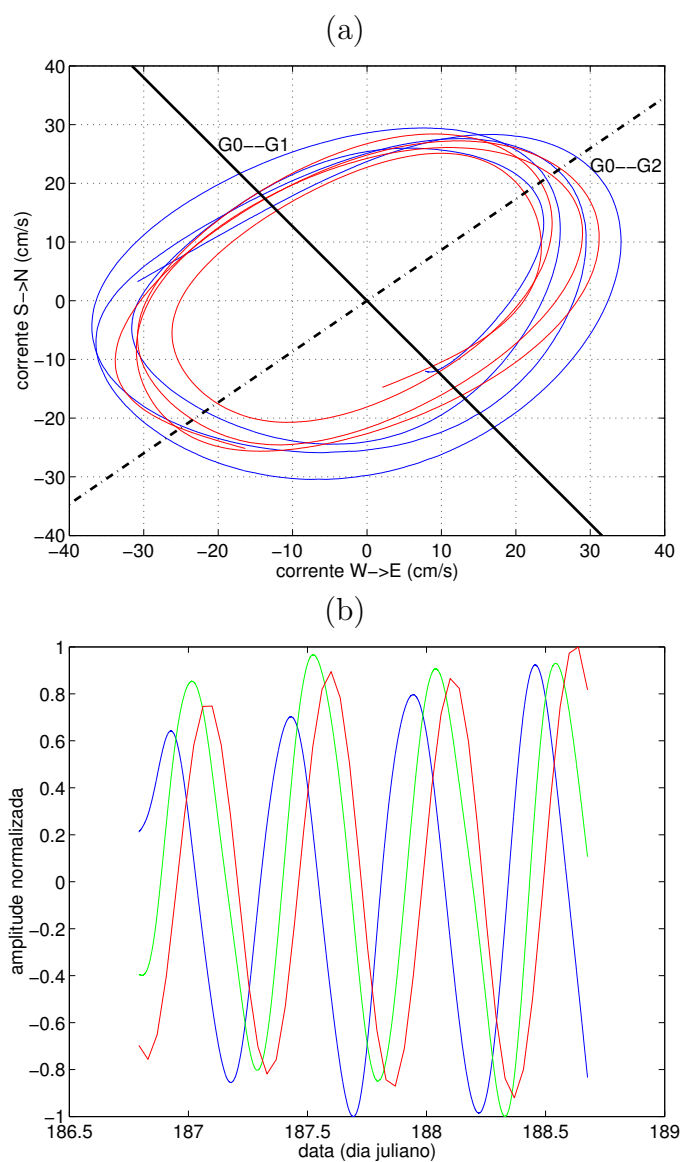


Figura 3.5: Dados dos correntômetros com frequências inferiores a 6 cph filtradas: a) Elipse de correntes a 52 m (azul) e a 120 m (vermelho), o traço contínuo representa a orientação do eixo de propagação acústica G0-G1 e o traço-ponto do G0-G2; b) componente W->E (azul) e S->N (verde) do correntômetro a 52 m, e altura da maré (vermelho).

Estas imagens constituem assim, um importante recurso para se observar *solitons* (ou pacotes de *solitons*) e determinar a sua distribuição espacial. Na imagem ERS-2 SAR (figura 3.6), adquirida a 7 de Julho às 11:13, podemos identificar perturbações, supostamente devidas a ondas internas não lineares.

Na imagem estão delimitadas duas zonas "A" e "B", onde se observam ondas internas, "próximas" da área da experiência e que hipoteticamente se poderão propagar nessa direcção. Em "A" a imagem sugere a ocorrência de um pacote de *solitons*, com uma frente próxima de uma onda plana, uma primeira perturbação de maior amplitude, seguida de um conjunto de perturbações com amplitudes decrescentes. Este tipo de observação enquadra-se nas soluções do tipo "dnoidal" para a propagação de ondas internas não lineares. Em "C" a imagem sugere a existência de vários *solitons* (ou pacotes de *solitons*), dificilmente individualizáveis, devido à ocorrência de interferências complexas. Infelizmente, no momento a que respeita a imagem, não podemos identificar a ocorrência de ondas internas, nos lugares onde estão colocados os equipamentos - excepto marginalmente próximo de G0. Assim, não podemos confrontar as assinaturas de *solitons* na imagem SAR com as assinaturas que presumivelmente deixariam em observações, por exemplo, de perturbações da temperatura na coluna de água. Todavia, a análise dos perfis de temperatura adquiridos na cadeia de termistores em M2 (figura 3.7), permite identificar perturbações que poderão ser devidas à propagação de *solitons* identificados na imagem SAR. As perturbações evidenciadas na figura 3.7 podem ser devidas à passagem, pela cadeia de termistores, do pacote de ondas internas localizadas em "A" na imagem de SAR [42].

Embora, possa ser discutível a associação unívoca entre a perturbação visível na superfície oceânica pela imagem SAR e a perturbação da temperatura na coluna de água observada

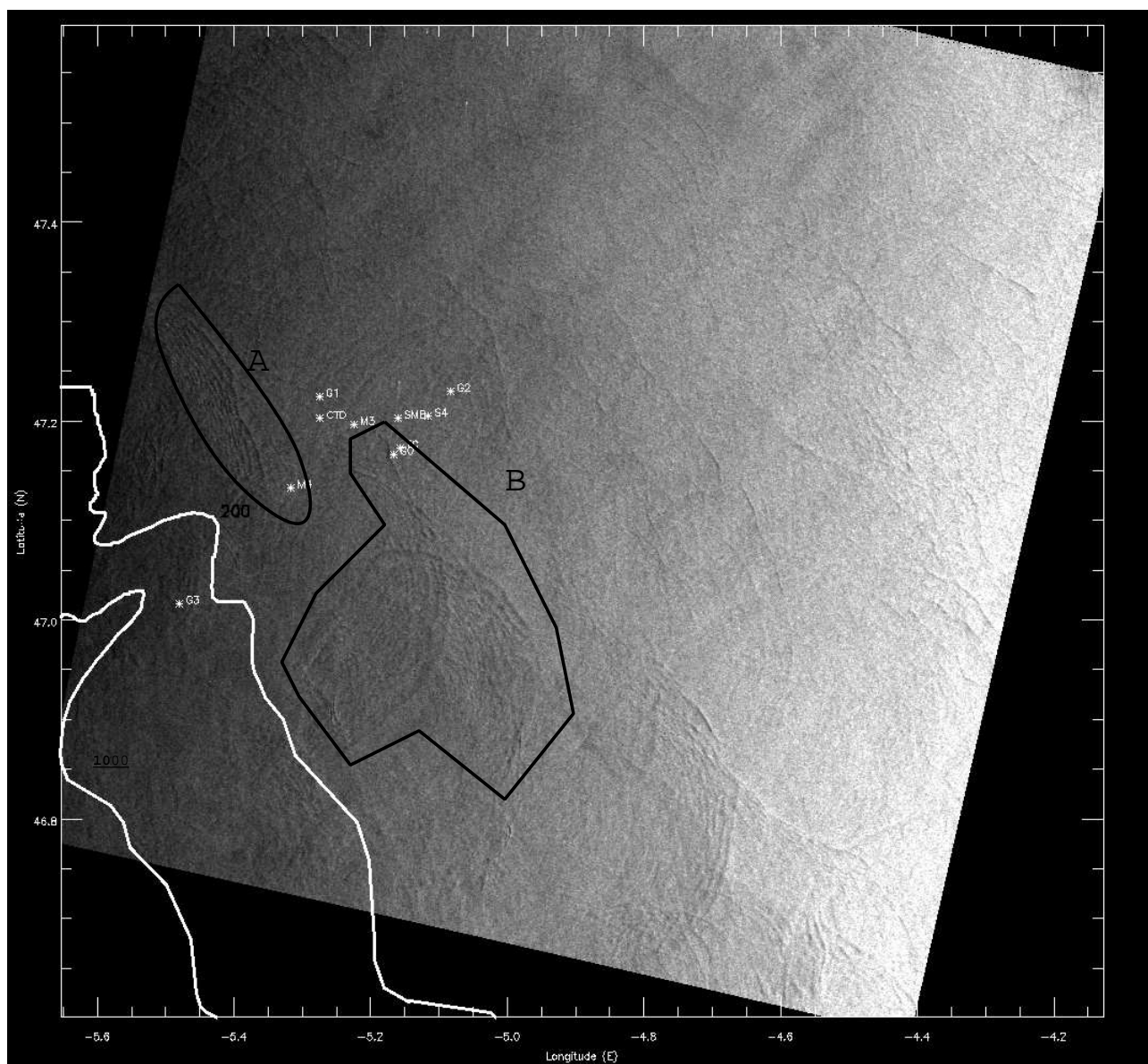


Figura 3.6: Imagem ERS-2 SAR adquirida a 7 de Julho 1198 às 11:30. Nas zonas delimitadas por curvas a preto, supõe-se a existência de ondas internas a propagarem-se em direcção aos sítios onde se encontram os equipamentos (etiquetas a branco). As linhas a branco representam isolinhas de profundidade.

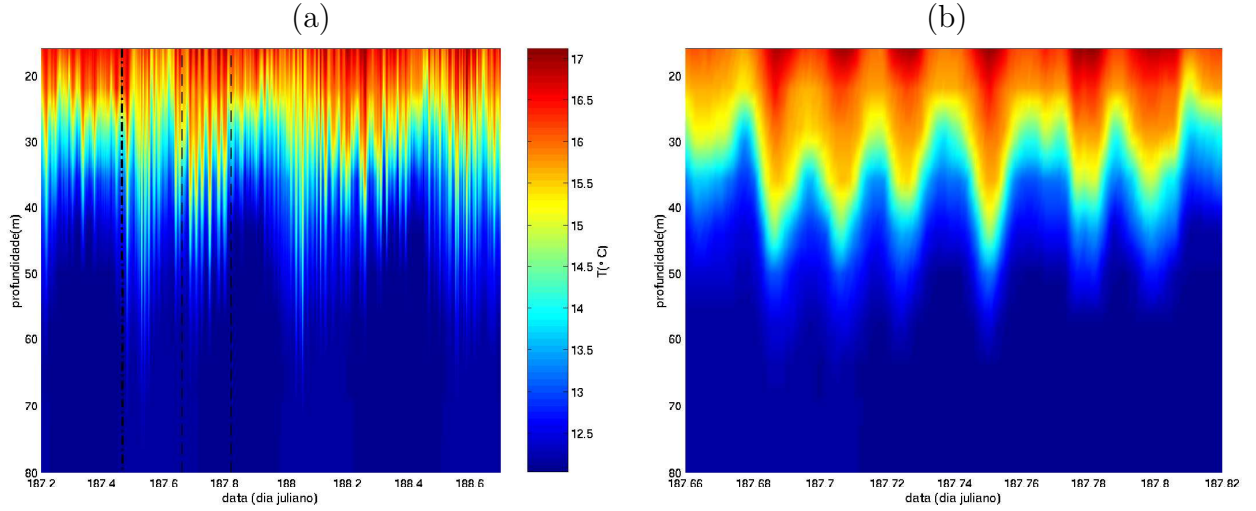


Figura 3.7: Dados de temperatura da cadeia de termistor em M2, evidenciando perturbações, supostamente, devidas a pacotes de ondas internas não lineares: a) vista geral com marcação do momento de aquisição da imagem SAR (linha vertical a ponto-traço), b) detalhe do período delimitado por linhas a tracejado em (a), mostrando um (ou dois?) pacote(s) de ondas internas, possivelmente as identificadas na imagem SAR em A.

pela cadeia de termistores, parece bastante provável que as perturbações observadas sejam devidas a *solitons* e/ou pacotes de *solitons*.

A partir dos dados das cadeias de termistores podemos encontrar alguns valores característicos das ondas internas observadas, assumindo que estas se regem pelo modelo apresentado anteriormente (secção 2.1.2). O perfil de flutuabilidade (figura 3.8) foi encontrado utilizando a relação (2.8), com base no perfil médio de temperatura. A partir da resolução da equação diferencial (2.10) obtivemos então os modos normais hidrodinâmicos Ψ_n e Φ_n , também apresentados na figura 3.8.

Por sua vez, os deslocamentos $\eta(t)$ foram obtidos a partir das perturbações δT em relação ao perfil médio $T_0(z)$ de temperatura [1, 29], utilizando a expressão

$$\delta T = \frac{dT_0}{dz} \eta(t).$$

Os deslocamentos modais $\eta_n(t)$ foram de seguida encontrados conjugando a representação modal para os deslocamentos dada por (2.11) e a ortogonalidade das funções modais Ψ_n com

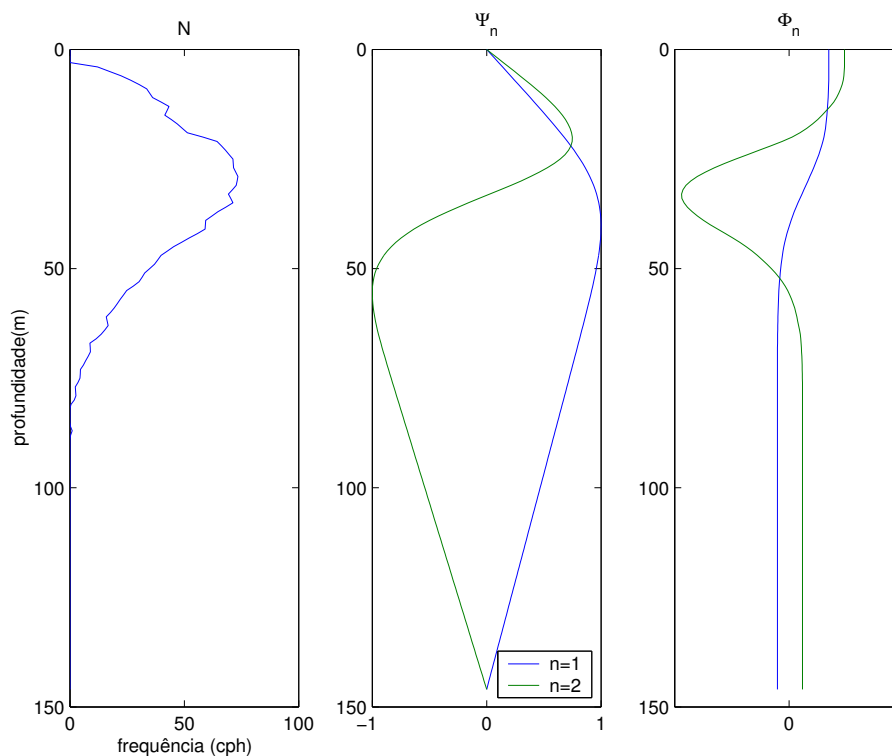


Figura 3.8: Perfil de flutabilidade N , Modos verticais Ψ e horizontais Φ obtidos a partir do perfil médio de temperatura.

respeito ao quadrado do perfil de flutabilidade, isto é

$$\int_0^D N^2 \Psi_k \Psi_j dz = 0, k \neq j.$$

A figura 3.9 apresenta os deslocamentos modais separados em componentes de baixa frequência, que se esperam devidos a ondas lineares, e componente de alta frequência que serão consequência dos *solitons*.

Como se pode observar (figura 3.9 em baixo) a componente de baixas frequência dos deslocamentos modais está fortemente correlacionada com a evolução da maré, o que é esperado.

Por outro lado, considerando que o valor absoluto do máximo da componente de alta frequência do deslocamento modal referente ao 1º modo é 15 m, e que o valor próprio associado a esse modo é 0.46 ms^{-1} , então aplicando as relações expressas em (2.12), o *soliton* (ou

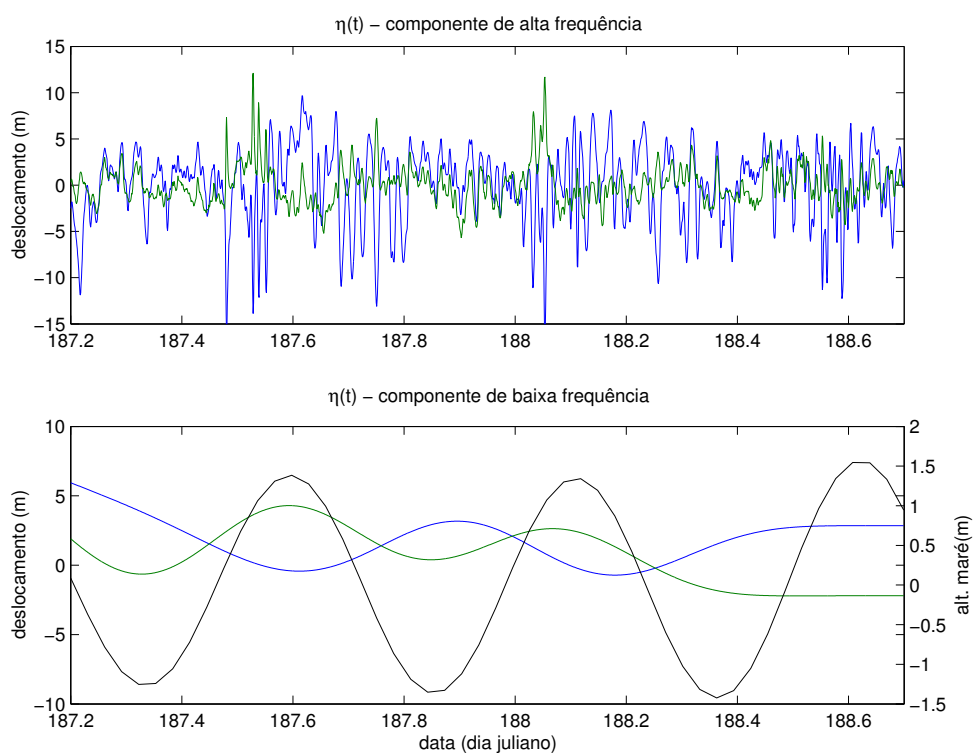


Figura 3.9: Deslocamentos modais estimados para as perturbações de temperatura em M2 (a azul modo 1, a verde modo 2). Em cima, componente de alta frequência (mais de 1 ciclo em 6 horas); em baixo, componente de baixa frequência com sobreposição da altura da maré estimada por modelo.

pacote de *solitons*) é caracterizado por uma velocidade de fase não linear C_1 de 0.54 ms^{-1} e uma largura não linear Δ_1 de 136 m. Considera-se que os deslocamentos associados ao modo 2 não se propagam, pois Δ_2 é imaginário. Estas estimativas serão utilizadas para simular os efeitos das ondas internas na propagação do sinal acústico.

Diga-se ainda que as observações e os parâmetros estimados estão em linha com os encontrados em outras experiências, como por exemplo durante as campanhas INTIMATE'96[1] e SWARM [29].

3.3 Acústica

Na campanha INTIMATE'98 utilizou-se uma fonte acústica, suspensa em G0, emitindo sequências de LFM's, com frequências a variar dos 300 aos 1000 Hz. Cada sequência era constituída por um LFM de 4 s e um LFM de 2 s. Após a emissão de cada LFM havia um período sem sinal de igual duração. No total uma sequência tinha a duração de 12 s. A figura 3.10 apresenta o espectrograma do LFM de 2 s adquirido próximo da fonte.

Na aquisição dos sinais acústicos foram utilizadas duas cadeias de 8 hidrofones. Os hidrofones encontravam-se às profundidades nominais de 34 m, 44 m, 54 m, 64 m, 74 m, 84 m, 94 m e 104 m. Estes foram identificados sequencialmente de hidrofone #1 a 34 m, até hidrofone #8 a 104 m. Infelizmente, o hidrofone #4 a 64 m da cadeia ancorada na posição G1, e os hidrofones #7 e #8, a 94 m e 104 m da cadeia fundeada na posição G2 não funcionaram.

Uma amostra dos sinais adquiridos na cadeia G0 e os padrões de chegada referentes à LFM de 2 s, podem ser observados na figura 3.11, onde são visíveis as diferentes chegadas.

Com o fim de se conhecer a geometria de propagação, a fonte estava equipada com um sensor de pressão para determinação da sua profundidade instantânea. As distâncias de

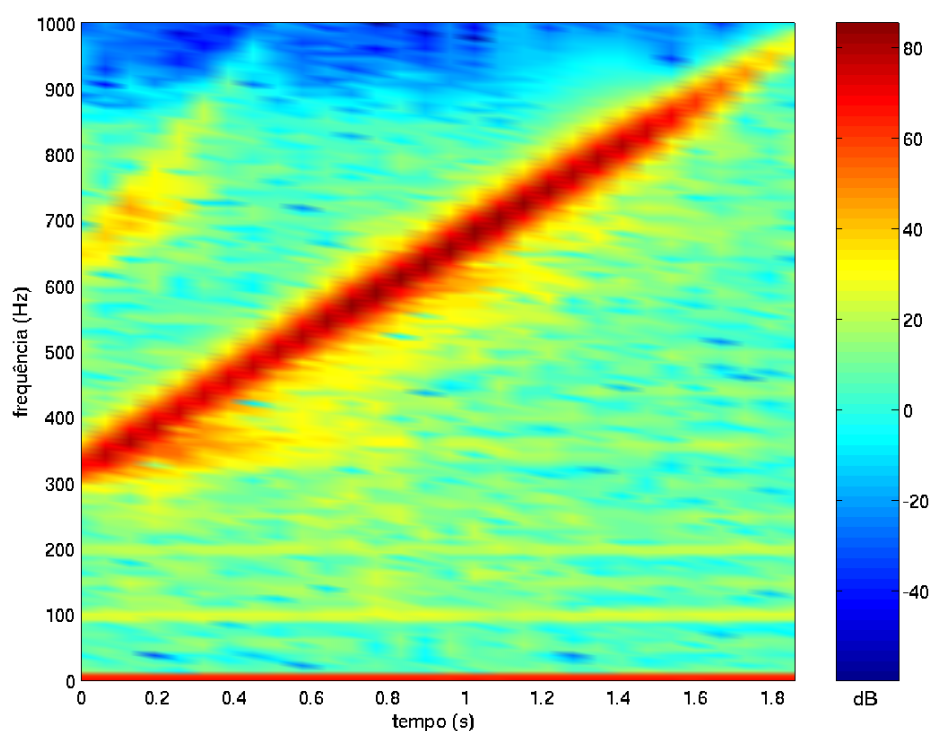


Figura 3.10: Espectrograma da LFM de 2s de duração, emitida durante a experiência INTIMATE'98.

propagação podem ser calculadas com base nos dados do GPS do navio, todavia pensa-se que estas possam estar afectadas por erros até 150 m. Na figura 3.12 podemos observar a evolução da profundidade da fonte e das distâncias de propagação ao longo do tempo.

Devido a problemas surgidos durante a experiência, os dados acústicos adquiridos durante o início da mesma ficaram inutilizados, tendo sido realizada uma segunda emissão (no cronograma da figura 3.2 corresponde ao período delimitado pelas linhas a ponto-traço verticais). Esta emissão durou cerca de 17.5 h, tendo abrangido um pouco mais do que um período de maré (figura 3.13).

Os sinais acústicos recebidos foram amostrados à frequência de 2024 Hz e armazenados em ficheiros do tipo WAVE. Cada ficheiro contém aproximadamente 30 minutos de sinal referente a um único hidrofone.

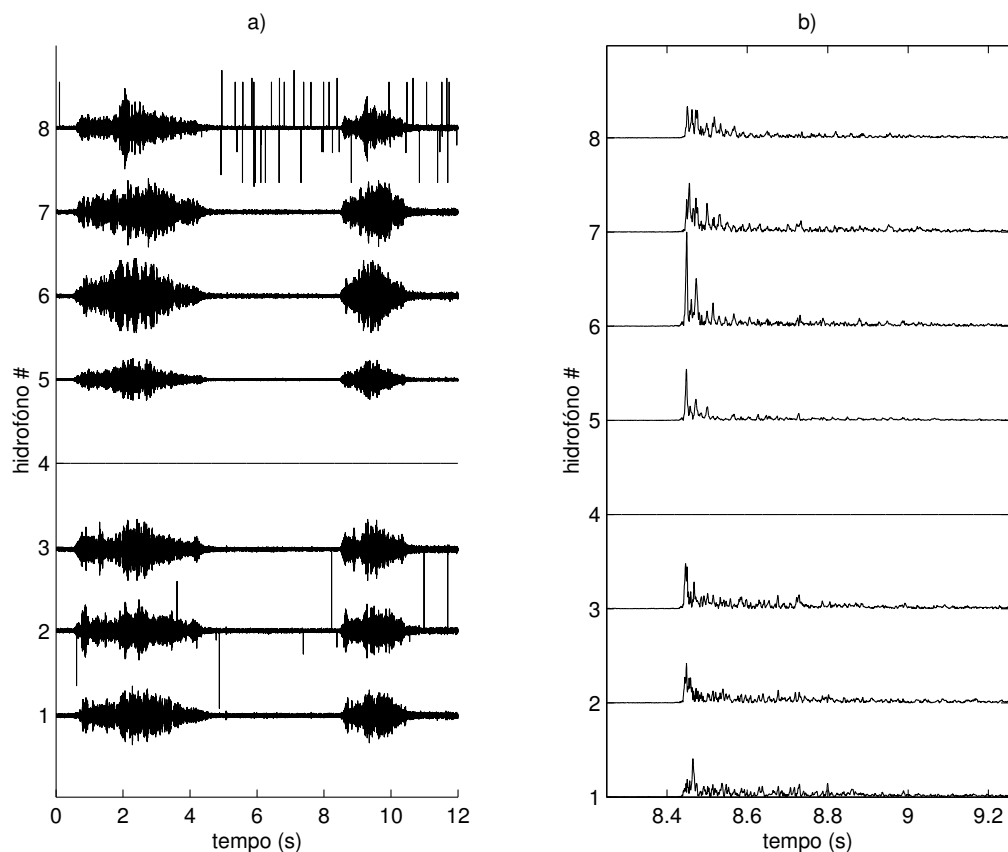


Figura 3.11: Sinal acústico recebido na cadeia G1: a) uma sequência com uma LFM de 4s e 2s amostrada nos diferentes hidrofones (hidrofone #1 a 34m, hidrofone #8 a 104m, b) padrões de chegada calculados a partir da LFM de 2s.

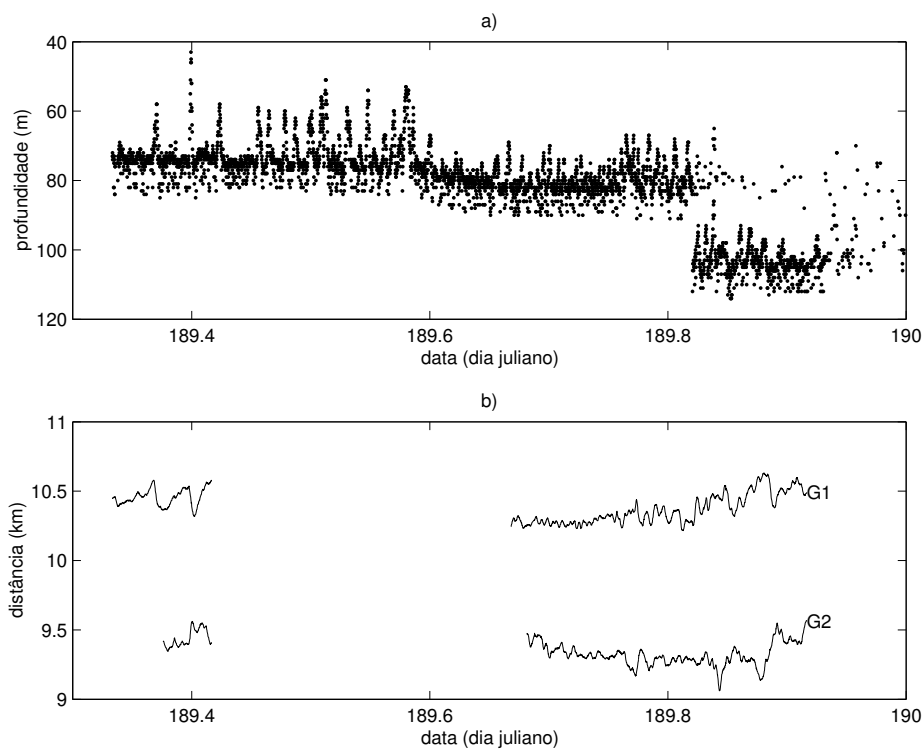


Figura 3.12: a) Profundidade da fonte, b) Distância da fonte às cadeias de hidrofones.

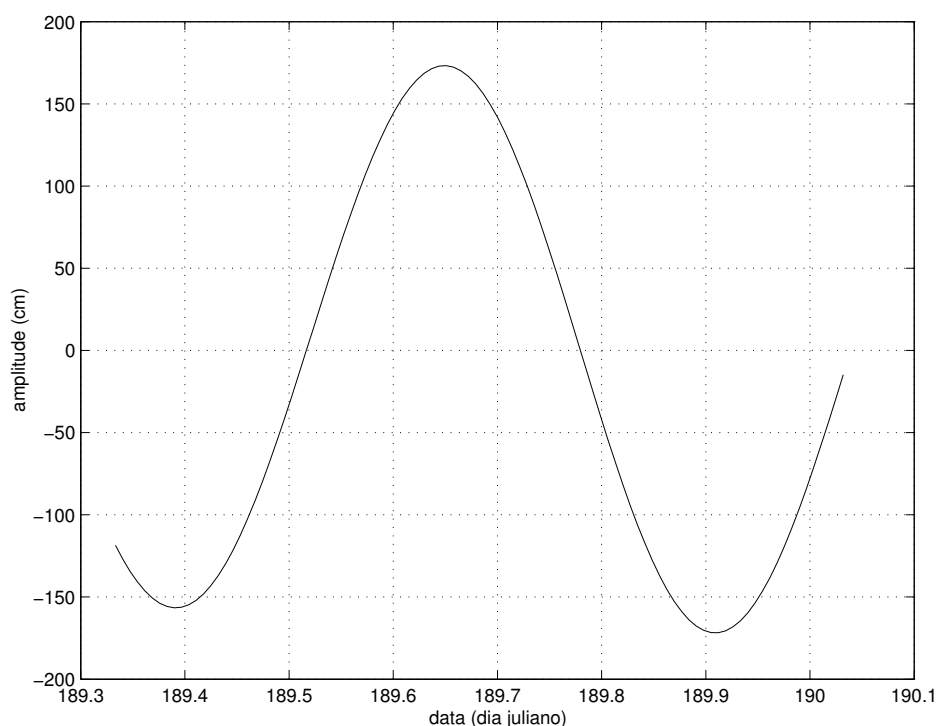


Figura 3.13: Evolução da amplitude da maré no ponto G1, durante as emissões acústicas. Amplitudes estimadas pelo modelo RSC94 [2].

Uma falha do sistema de armazenamento dos dados acústicos teve como consequência, para além de um menor período de observação, uma fraca simultaneidade entre observações acústicas e hidrológicas. Tal facto dificulta a compreensão e o relacionamento das perturbações observadas nos dados acústicos com aquelas observadas nos dados não acústicos.

3.3.1 Processamento e análise dos padrões de chegada

A partir dos dados adquiridos em cada hidrofone, foram calculados os padrões de chegada, separadamente para as LFMs de 4s e 2s de duração. Uma vez que o sistema de emissão/recepção acústica não fornece informação sobre o instante de emissão do sinal acústico, não se pode determinar com rigor o tempo de propagação. Assim, optou-se por alinhar os padrões de chegada pelo flanco ascendente do primeiro pacote de energia que atingisse 40% da amplitude máxima. De forma a melhorar a relação sinal ruído, foram calculadas médias de 10 padrões, correspondendo a 2 minutos de aquisição. Médias calcu-

ladas com maior número de padrões revelaram que as chegadas já não eram adicionadas coerentemente, aparentemente devido à rápida descorrelação do canal. As figuras 3.14 e 3.15 apresentam as séries de padrões de chegada referentes aos hidrofones da cadeia G1 e G2.

Uma vez que as chegadas mais tardias, ou seja, aquelas que sofrem um maior número de interações com a superfície e o fundo, tem menor amplitude que as primeiras, utilizou-se uma escala logarítmica (dB) de forma a que todas as chegadas fossem "visíveis na imagem". Neste caso, em cada "imagem" as amplitudes foram normalizadas pela máxima observada. Também aos valores inferiores a -30 dB foi atribuído este último valor.

Em todos os hidrofones podemos identificar um primeiro grupo de chegadas, que corresponde à banda de tempo relativos 100~150 ms: são as chegadas não resolvidas. Este grupo, embora parecendo bastante homogêneo ao longo do tempo, à primeira vista, após uma observação mais pormenorizada podemos identificar importantes variações.

Às chegadas não resolvidas, seguem-se as que se podem individualizar. Estas são identificáveis até para além dos 600 ms. Note-se que neste grupo de chegadas, para os hidrofones que estão francamente abaixo das perturbações da termoclina (em G1 a 74 m, 84 m, 94 m e 104 m, e em G2 a 74 m e 84 m), observa-se uma estrutura temporal consistente, quer em número, quer em evolução. Esta, está aparentemente correlacionada com a evolução da maré de superfície, como podemos observar na figura 3.16. Nesta figura as linhas a azul representam a evolução no tempo, de algumas chegadas referentes ao hidrofone a 84 m da cadeia G1. As curvas a vermelho foram obtidas a partir das chegadas que lhes estão associadas, por mínimos quadráticos tendo por base a evolução da maré dada pelo modelo RSC94.

Analisando a evolução dos padrões de chegada ao longo do tempo, podemos ainda ob-

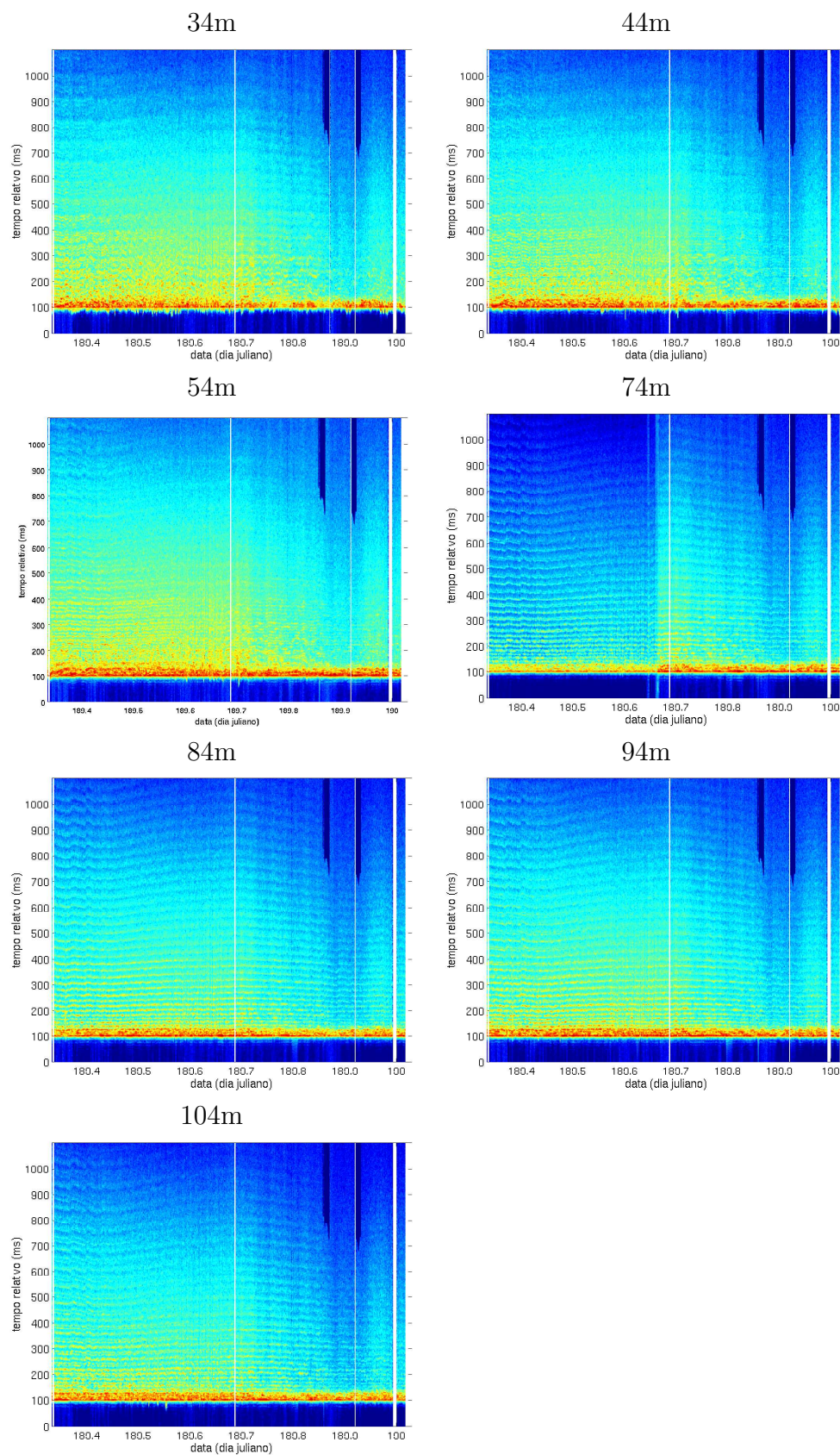


Figura 3.14: Padrões de chegada observados nos hidrofones da cadeia G1.

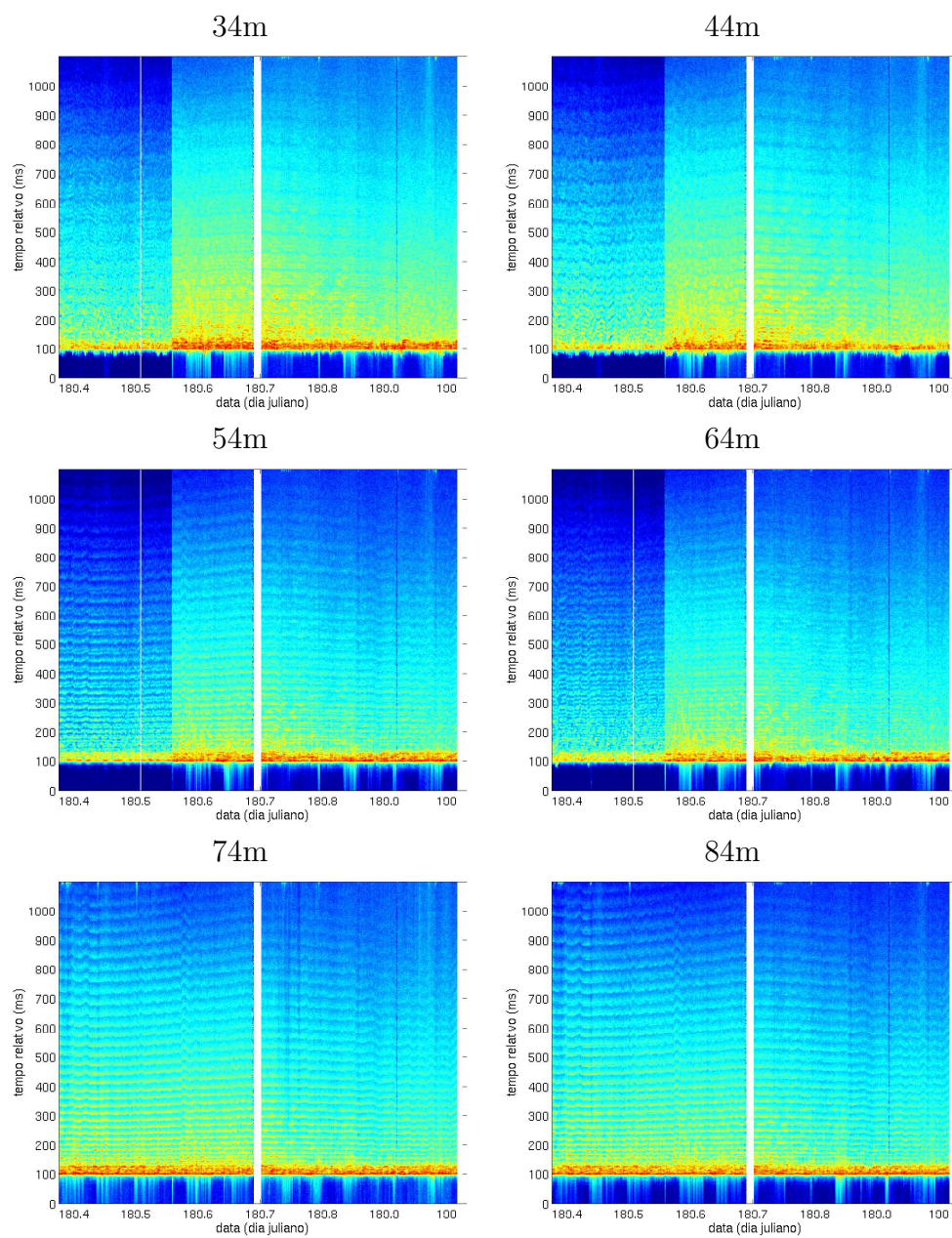


Figura 3.15: Padrões de chegada observados nos hidrofones da cadeia G2.

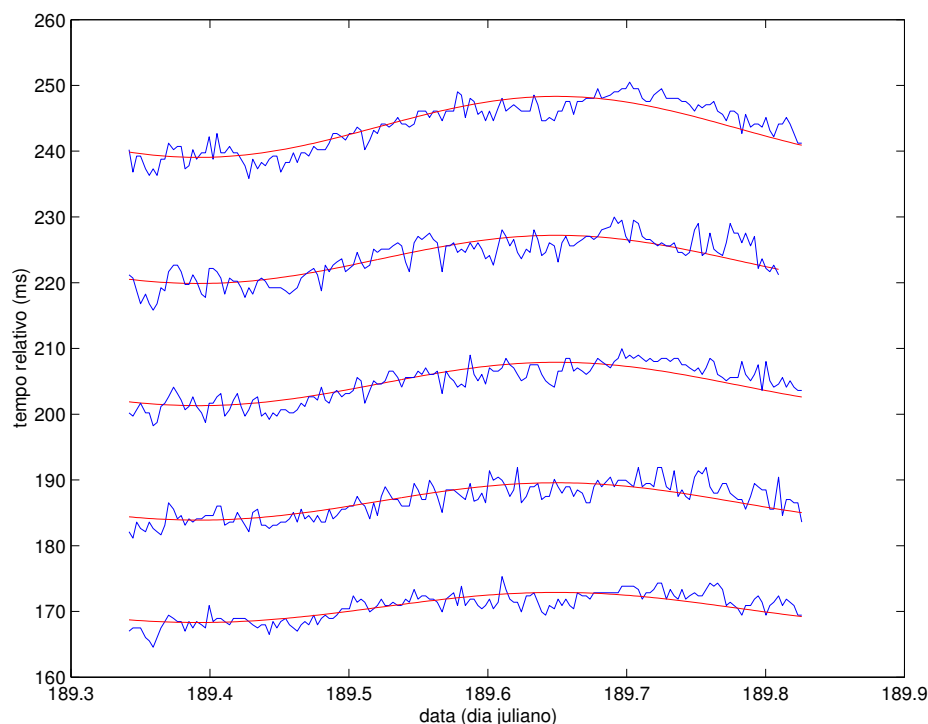


Figura 3.16: Evolução ao longo do tempo das chegadas resolvidas do hidrofone a 64m de G1 (azuis), com sobreposição do efeito "maré" (vermelho).

servar que, após o tempo juliano 189.8 e aparentemente correlacionado com uma maior submersão média da fonte (de cerca de 74m para cerca de 100m, veja figura 3.12), as chegadas mais tardias são fortemente atenuadas (relativamente ao período anterior). Este facto é especialmente visível nos hidrofones da cadeia G1.

De uma primeira análise, não podemos relacionar a variabilidade observada ao longo do tempo nos padrões de chegada com a possível passagem de ondas internas. Se, a profundidade da fonte e a distância relativa desta aos hidrofones fossem fixas durante o período de observação, poderíamos dizer que as perturbações das chegadas observadas na figura 3.16 em relação à curva de evolução da maré estariam relacionadas com a variabilidade da velocidade do som (não considerando o ruído). Embora as perturbações observadas tenham uma evolução semelhante para cada uma das curvas, não as podemos correlacionar com as perturbações observadas nos sensores de temperatura em M3 e SM durante o mesmo

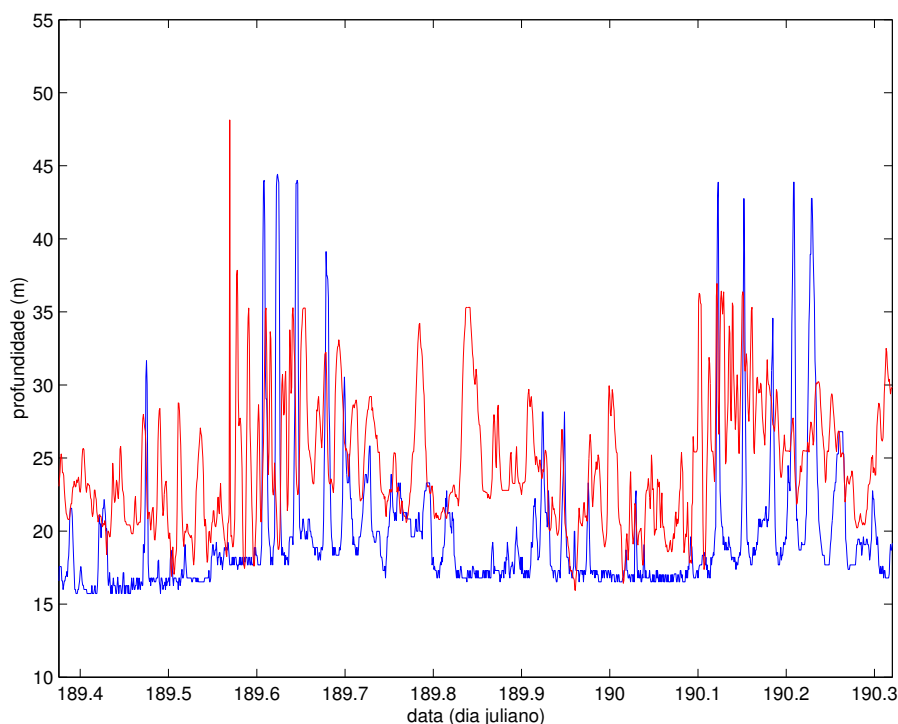


Figura 3.17: Evolução ao longo do tempo das isolinhas de 15°C obtidas a partir dos dados dos sensores de temperatura em M3 (a vermelho) e SM (a azul) durante o período de emissões acústicas.

período (figura 3.17). Estes sensores, que amostram a coluna de água em poucos pontos, são os únicos que, durante as emissões acústicas, fornecem dados de temperatura com uma amostragem temporal conveniente para resolver ondas internas não lineares, como as observadas anteriormente.

É evidente que não existindo informação de sincronismo na emissão e verificando-se uma variação da profundidade da fonte e das distâncias de emissão ao longo do tempo, a possibilidade de uma forma simples, associar perturbações observadas nos tempos de chegada a perturbações da temperatura é remota.

3.4 Sumário

Neste capítulo descrevemos a campanha de mar INTIMATE'98. Apresentamos também, uma análise dos dados acústicos e não acústicos, que teve por objectivo principal identificar

ondas internas e suas características. Da análise dos dados não acústicos, nomeadamente da imagem de SAR e dos perfis de temperatura adquiridos numa cadeia de termistores, pode-se concluir da ocorrência de ondas internas na zona observada, com características semelhantes às descritas em outras experiências.

Numa primeira análise dos dados acústicos, não se pode associar as perturbações neles observadas a ondas internas.

Outras conclusões importantes, que serão utilizadas nos próximos capítulos, são:

- a perturbação do campo acústico deve-se essencialmente à perturbação da temperatura, sendo a influência da salinidade pouco relevante;
- os perfis de temperatura podem ser representados unicamente por 2 EOFs;
- as EOFs são independentes do tempo e espaço (pelo menos no período e pontos de observação);
- os padrões de chegada, dos hidrofones abaixo da termoclina, apresentam características mais estáveis ao longo do tempo que os outros.

Podemos ainda salientar que, a falta de simultaneidade das observações acústicas e não acústicas mais importantes, pode constituir futuramente um factor limitativo na validação de resultados.

Capítulo 4

Inversão de dados acústicos por semelhança de campo

Neste capítulo apresentamos a teoria e os resultados da inversão dos dados acústicos da experiência INTIMATE'98. As inversões realizadas perseguem dois objectivos: um primeiro de validação da consistência dos dados acústicos adquiridos, em que se encontrou a geometria de propagação ao longo do tempo (distância da fonte aos hidrofones, profundidade da fonte, altura da coluna de água); um segundo de estudo da possibilidade de monitorização ambiental por meios acústicos, em que se estimou a variação temporal da velocidade do som (e indirectamente da temperatura).

O capítulo começa por rever o problema da inversão dos dados acústicos por métodos de semelhança do campo (*Matched Field Inversion*—MFI). Este método, não linear, tem por génese a busca de um conjunto de parâmetros de um modelo que melhor o ajustem às observações. Então, descreveremos uma forma de comparar os padrões de chegada modelados e observados e o método de busca do "melhor" conjunto de parâmetros. Por fim apresentaremos e discutiremos os resultados das inversões de um subconjunto de dados reais adquiridos durante a campanha INTIMATE'98.

4.1 Problema inverso

Os modelos de propagação (secção 2.2) pretendem resolver numericamente o chamado problema directo: conhecido um conjunto de parâmetros \mathbf{m} que caracterizam o canal de propagação, pretende-se determinar as observações \mathbf{d} . Genericamente pode-se escrever

$$\mathcal{F}(\mathbf{m}) = \mathbf{d},$$

onde \mathcal{F} representa o problema directo. Este, normalmente, tem uma solução estável e única, mas que não se pode obter analiticamente – utiliza-se então um modelo de propagação.

O problema inverso, que consiste em estimar os parâmetros do modelo \mathbf{m} dadas as observações \mathbf{d} pode-se definir como

$$\mathcal{F}^{-1}(\mathbf{d}) = \mathbf{m}.$$

Este problema é, geralmente, mal condicionado, ou seja a unicidade da solução não é garantida. Também frequentemente, é um problema não linear, de tratamento difícil. Para resolver este tipo de problema inverso, métodos baseados na resolução de problemas directos tornam-se apelativos. Um exemplo destes é a inversão por semelhança do campo (MFI) que abordaremos seguidamente.

4.2 Inversão por semelhança do campo

A inversão por semelhança do campo (MFI) baseia-se num princípio simples: encontrar a réplica (solução do problema directo para um dado conjunto de parâmetros) que mais se assemelhe à observação. A MFI pode ser considerado um problema de optimização, formalmente expressa por

$$\hat{\mathbf{m}} = \max_{\mathbf{m} \in \mathcal{M}} \mathcal{D}(\mathcal{F}(\mathbf{m}), \mathbf{d}),$$

onde $\hat{\mathbf{m}}$ representa o resultado da inversão, e \mathcal{D} é a métrica da semelhança entre réplica e observação. A esta métrica também se chama função objectivo ou processador. Na resolução de um problema de inversão por MFI temos de ter em consideração:

- a definição do espaço de procura \mathcal{M} dos parâmetros, isto é, os limites dos diferentes parâmetros assim como a sua discretização, em geral baseados em alguma informação *a priori* sobre o problema;
- a escolha de um modelo de propagação adequado para gerar as réplicas (vide 2.2);
- o processador, seu comportamento face ao ruído das observações e do modelo, e capacidade de diferenciação (resolução) entre as várias réplicas;
- o procedimento de optimização (algoritmo de busca), que permita encontrar eficientemente a solução, dependendo da dimensão de \mathcal{M} e das características do processador.

Refira-se que em acústica submarina, desde os trabalhos percursos de Hinich [69] e Bucker [70] que utilizaram a complexidade espacial do campo acústico na localização por semelhança de campo (*Matched Field Processing*), vários outros autores desenvolveram ao longo tempo o tema [71, 72, 73, 74, 76, 77, 79], e adaptaram este princípio às inversões geoacústicas e tomográficas [51, 53, 54, 59, 60, 67, 119], aparecendo o MFI. Os finais da década de oitenta constituem um marco importante no desenvolvimento deste tipo de técnicas, por os recursos computacionais disponíveis começarem a tornar praticável a sua implementação.

4.2.1 O correlador de padrões de chegada

Neste trabalho utilizaremos um processador baseado no coeficiente de correlação entre os padrões de chegada dados por um modelo (réplicas), e os padrões de chegada observados.

Este processador foi introduzido por Porter *et al.* [24] para a inversão da distância e profundidade da fonte recorrendo a um único hidrofone. Um pressuposto para a utilização deste processador é o conhecimento do sinal emitido pela fonte, o que é uma situação comum quando se pretendem inverter perturbações da temperatura ou propriedades geoacústicas do fundo. O sinal emitido deverá ser de banda larga, com uma função de autocorrelação próxima de um impulso, facto que será abordado nesta secção. Também a adaptação do processador para aplicação em águas pouco profundas e a sua extensão ao caso de vários hidrofones será aqui discutida.

Sinal emitido conhecido

Considerando que se conhece o sinal emitido (amplitude e fase), e tendo em conta o exposto em 2.2.4, então o coeficiente de correlação $\rho(t, \mathbf{m})$ é dado por

$$\rho(t, \mathbf{m}) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ys}(\tau) M_{ys}^*(\tau - t, \mathbf{m}) d\tau, \quad (4.1)$$

onde $M_{ys}(t) = R_{ss}(t) \otimes h_M(t, \mathbf{m})$, e $h_M(t, \mathbf{m})$ é a resposta impulsiva do canal de propagação, calculada por um modelo para a amostra \mathbf{m} do espaço dos parâmetros. Em (4.1) assume-se a seguinte normalização das observações e das réplicas:

$$\sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} |R_{ys}(\tau)|^2 d\tau} = 1, \quad \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} |M_{ys}(\tau, \theta_k)|^2 d\tau} = 1.$$

Utilizando a relação entre a correlação e a convolução podemos exprimir a estimativa $\hat{\mathbf{m}}$ como

$$\hat{\mathbf{m}} = \max_{t, \mathbf{m}} \{\rho(t, \mathbf{m})\} = \max_{t, \mathbf{m}} \{R_{ys}(t) \otimes M_{ys}^*(-t, \mathbf{m})\}. \quad (4.2)$$

Aplicando as propriedades distributivas e associativas da convolução, a expressão anterior pode ser escrita da seguinte forma

$$\hat{\mathbf{m}} = \max_{t, \mathbf{m}} \{[R_{ss}(t) \otimes R_{ss}^*(-t)] \otimes [h(t) \otimes h_M^*(-t, \mathbf{m})]\}. \quad (4.3)$$

Equivalentemente, no domínio da frequência temos

$$\hat{\mathbf{m}} = \max_{t, \mathbf{m}} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) S^*(\omega) H(\omega) H_M^*(\omega, \mathbf{m}) e^{j\omega t} d\omega, \quad (4.4)$$

onde S é a densidade de potência do sinal emitido.

Analisando as expressões anteriores, verifica-se que a capacidade do coeficiente de correlação resolver os parâmetros, depende da correlação cruzada das respostas impulsivas e da autocorrelação da função de autocorrelação do sinal emitido. A dependência das respostas impulsivas será analisado na próxima secção. Em relação ao sinal emitido, pode-se dizer que uma maior resolução é conseguida se utilizarmos um sinal em que a função de autocorrelação se aproxime de um impulso. Um tipo de sinal com essas características é o LFM, em que a função de autocorrelação se assemelha a uma função sinc de largura proporcional à banda de frequência [90]. Se considerarmos que a autocorrelação de um LFM é aproximado por um sinc de banda de frequência f_m , e que a autocorrelação de uma função sinc é também uma função sinc, então podemos escrever a equação (4.3) como

$$\hat{\mathbf{m}} = \max_{t, \mathbf{m}} \{K \text{sinc}(f_m t) \otimes [h(t) \otimes h^*(-t, \mathbf{m})]\}, \quad (4.5)$$

onde K é uma constante. No domínio da frequência a equação anterior é dada por

$$\hat{\mathbf{m}} = \max_{t, \mathbf{m}} \int_{-f_m/2}^{+f_m/2} H H_M^*(\mathbf{m}) e^{j\omega t} d\omega, \quad (4.6)$$

o que podemos interpretar como a utilização de uma janela rectangular no domínio da frequência. Do ponto de vista do sinal emitido, para o caso do LFM, a capacidade de resolução depende da largura da banda utilizada, um facto esperado.

Sinal emitido de fase desconhecida

Na prática, frequentemente a fase do sinal emitido não é conhecida. Também é frequente, existirem erros de fase induzidos por um fraco conhecimento das características do fundo.

Neste caso, é mais robusto utilizar uma métrica baseada no padrão de chegada. Assim, definimos o coeficiente de correlação $\rho_r(t, \mathbf{m})$ como

$$\rho_r(t, \mathbf{m}) = \int_{-\infty}^{+\infty} |R_{ys}(\tau)| |M_{ys}^*(\tau - t, \mathbf{m})| d\tau, \quad (4.7)$$

onde se utilizou o mesmo princípio de normalização enunciado na secção anterior.

Embora, esta métrica seja mais complexa que a anterior, espera-se que os aspectos qualitativos das considerações formuladas anteriormente sejam também aqui válidas, i.e, a necessidade de utilizar um sinal com função de autocorrelação do tipo impulso.

Especificidade das águas pouco profundas

Num ambiente de águas pouco profundas podem-se identificar, no padrão de chegadas, dois grupos de chegadas (figura 4.1): as primeiras, que devido a ocorrerem em instantes muito próximos não podem ser resolvidas recorrendo a sinais com largura de banda tecnicamente realizáveis; as segundas que têm maiores tempos de propagação e estão separadas suficientemente para podem ser resolvidas, se forem utilizados sinais com a largura de banda necessária. Como referido no comentário da figura 2.4, as chegadas não resolvidas correspondem à energia que sofre poucas interações com o fundo e a superfície. As chegadas resolvidas estão associadas à energia irradiada com um ângulo mais aberto (em relação à horizontal), sofrendo um grande número de reflexões no fundo e na superfície.

Da análise anterior sobre a capacidade de discriminação dos padrões de chegada ficou patente que as chegadas resolvidas são desse ponto de vista mais importantes que as primeiras. Uma forma de fazer reflectir tal facto, na métrica de comparação, é substituir o padrão de chegada pelo seu logaritmo [24]. Assim, definimos o padrão de chegada logarítmico

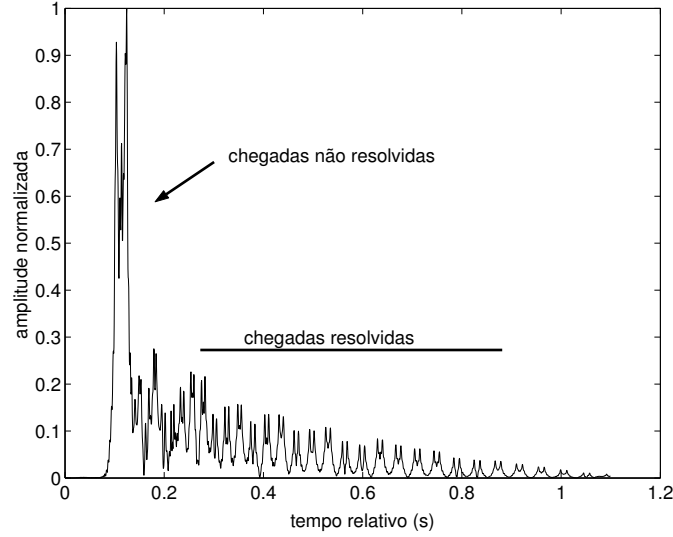


Figura 4.1: Padrão de chegada típico para águas pouco profundas. Exemplo calculado pelo modelo de modos normais PROSIM, considerando um hidrofone a 54 m, num canal de propagação definido pelos valores da tabela 3.1 referentes a G0–G1, e o perfil de velocidade médio medido em G11 (figura 3.3).

$r(t)$, e o padrão de chegada logarítmico modelado (réplica) $r_m(t, \mathbf{m})$ como

$$r(t) = 20 * \log|R_{ys}(t)| + k, \quad (4.8)$$

e

$$r_m(t, \mathbf{m}) = 20 * \log|M_{ys}(t)| + k, \quad (4.9)$$

onde k é uma constante (30 dB) que desloca o resultado para valores positivos. O coeficiente de correlação normalizado é, neste caso, expresso por

$$\rho_l(t, \mathbf{m}) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} r(\tau) r_m(\tau - t, \mathbf{m}) d\tau}{\sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} r(\tau) d\tau} \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} r_m(\tau) d\tau}}. \quad (4.10)$$

O valor do processador para o conjunto de parâmetros \mathbf{m} , $f(\mathbf{m})$, é dado por

$$f(\mathbf{m}) = \max_t |\rho_l(t, \mathbf{m})|. \quad (4.11)$$

Extensão para vários hidrofones

Até ao momento considerou-se a existência de um único hidrofone, todavia se vários hidrofones estiverem disponíveis, pode-se utilizar a média dos coeficientes de correlação. A média

introduz uma interferência construtiva próxima dos valores reais do parâmetros (lóbulo principal) e uma interferência destrutiva nas outras regiões (lóbulos secundários). Neste trabalho propõe-se a utilização da média geométrica, por este tipo de média majorar os valores baixos, o que é uma característica desejável para eliminar os lóbulos secundários. Assim, o valor do processador $f(\mathbf{m})$, que engloba a informação de N hidrofones é dado por

$$f(\mathbf{m}) = \sqrt[N]{\prod_{i=1}^N f_i(\mathbf{m})}, \quad (4.12)$$

onde $f_i(\mathbf{m}), i = 1, \dots, N$, é o valor do processador para cada hidrofone, calculado por (4.11).

4.3 Sensibilidade à variação de parâmetros

De um modo geral é conhecido o facto de que, parâmetros tais como perturbações do velocidade do som, distância da fonte, profundidade da fonte entre outros influenciam de forma diversa a resposta impulsiva do canal. Torna-se importante quantificar a influência dos diferentes parâmetros de modo a ultrapassar algumas dificuldades na inversão dos dados acústicos. Por exemplo, se ignorarmos a influência da maré, na variação da altura da coluna de água num ambiente de águas pouco profundas, é bastante provável que a inversão das perturbações da velocidade do som se torne extremamente difícil [1]. Seguidamente, tomando por base os parâmetros característicos do eixo de propagação G0–G1 (tabela 3.1), apresentaremos a sensibilidade do processador proposto anteriormente às perturbações individualizadas dos diferentes parâmetros.

Na tabela 4.1, encontramos os intervalos de variação dos diferentes parâmetros considerados nestas simulações. Os limites dos intervalos reflectem a incerteza esperada para as medições não acústicas e para o conhecimento disponível sobre o ambiente, discutido no capítulo anterior. As perturbações da velocidade do som foram simuladas pela variação dos

parâmetro	limite inferior	limite superior
distância da fonte	10.400 m	10.500 m
profundidade da fonte	64 m	84 m
altura da coluna de água	142 m	150 m
α_1	-20 ms^{-1}	20 ms^{-1}
α_2	-10 ms^{-1}	10 ms^{-1}

Tabela 4.1: Intervalo de variação dos parâmetros utilizados na simulação. α_1 e α_2 são os coeficientes da primeira e segunda EOFs.

coeficientes da primeira, α_1 , e da segunda, α_2 , EOF deduzidas dos dados de CTD adquiridos em G11. Os padrões de chegada foram sintetizados com a ajuda de uma implementação de um modelo de modos normais (CSNAP [101]). Considerou-se como sinal emitido o LFM utilizado durante a experiência INTIMATE'98. Os receptores considerados na simulação encontram-se às profundidades de 74 m, 84 m, 94 m e 104 m, por corresponderem aqueles que nos dados reais apresentam padrões de chegada com características estáveis ao longo do tempo.

A figura 4.2 apresenta a sensibilidade dos diferentes parâmetros. Podemos observar que, dentro dos limites de variação considerados, o parâmetro que denota maior sensibilidade é a altura da coluna da água. Um dos factores que, em águas pouco profundas, mais influência a altura da coluna de água é a maré de superfície. Este resultado está em linha com a forte correlação observada entre as chegadas mais tardias e a evolução da maré (figura 3.16). A sensibilidade do processador à profundidade da fonte é também importante. Já a sensibilidade em relação à distância da fonte, para um incerteza de 100 m, não é relevante. Em relação às perturbações da velocidade do som, isto é dos coeficientes α_1 e α_2 das EOF, pode-se dizer que a sensibilidade em α_1 é da mesma ordem de grandeza da observada para a profundidade da fonte. A sensibilidade em relação a α_2 é inferior e mais lisa, sugerindo que este parâmetro será mais difícil de inverter.

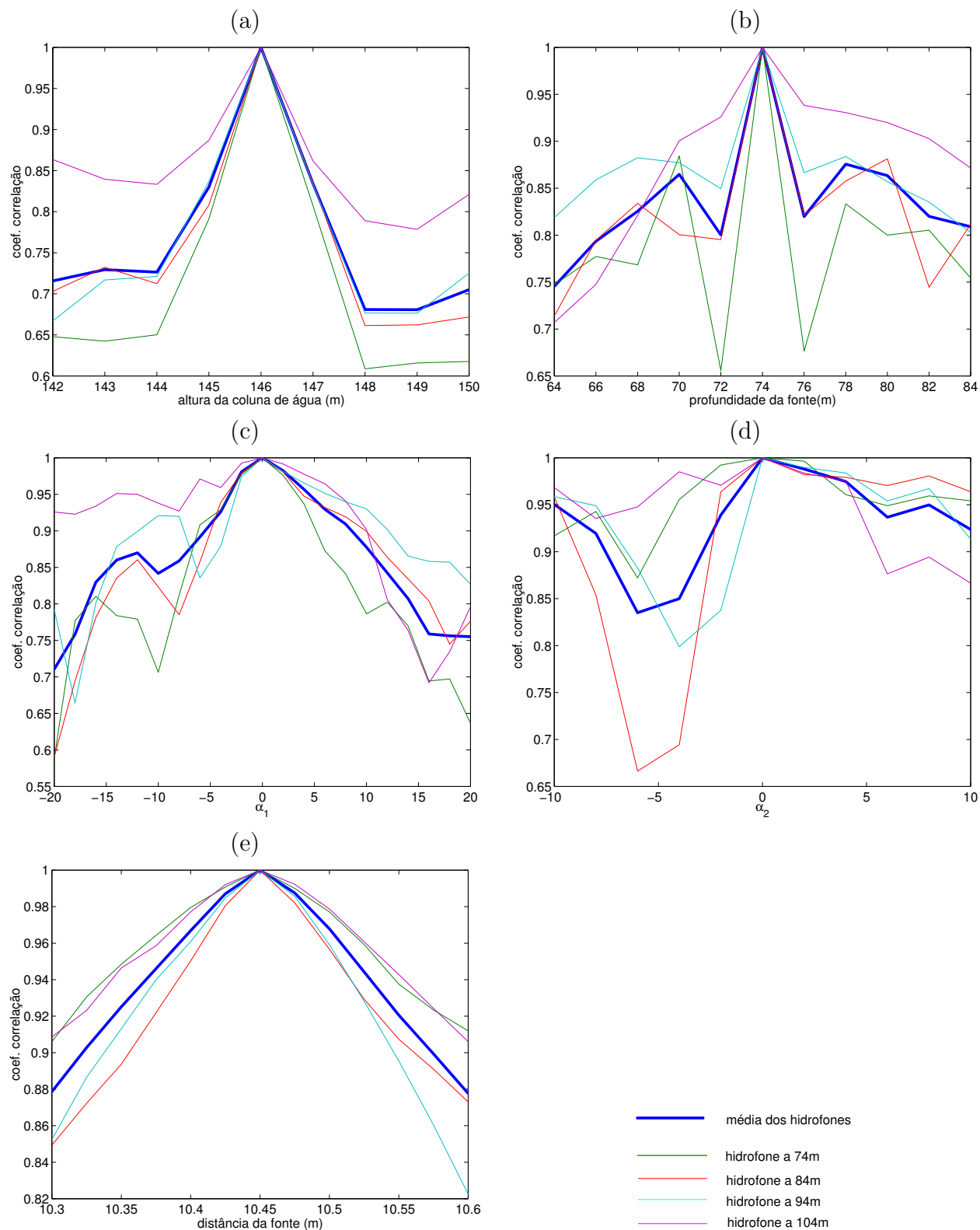


Figura 4.2: Sensibilidade do processador aos diferentes parâmetros: (a) altura da coluna de água, (b) profundidade da fonte, (c) coeficiente da primeira EOF (α_1), (d) coeficiente da segunda EOF (α_2), (e) distância da fonte. As linhas a verde referem-se ao hidrofone a 74 m, a vermelho ao hidrofone a 84 m, a azul claro ao hidrofone a 94 m, a lilás ao hidrofone a 104 m e a azul escuro, mais grossa, à combinação dos hidrofones.

Comparando a sensibilidade dos diferentes hidrofones em relação à média, verifica-se que as sensibilidades relativas dependem do parâmetro considerado. Por exemplo, o hidrofone que se encontra a 74 m de profundidade é mais sensível às perturbações da altura da coluna de água, contudo é o menos sensível às perturbações da distância de propagação. Esta consideração, realça a importância de se utilizar a média geométrica no processamento de dados reais.

Refira-se que estes resultados representam o caso óptimo, dado que não há ruído nem desajuste de modelo.

4.4 O procedimento de optimização

O tamanho do espaço dos parâmetros \mathcal{M} cresce exponencialmente com o número de parâmetros e a sua discretização. O uso de um processo de busca que percorra todo o espaço (busca exaustiva), ainda que sejam poucos os parâmetros e esparsa a sua discretização, é frequentemente incomportável devido ao tempo gasto pelos modelos de propagação para gerar as réplicas. Este problema torna-se ainda mais relevante quando se utilizam processadores de banda larga, o que é caso do correlador de padrões de chegada. Por outro lado, a utilização de métodos de busca local, baseados no gradiente (*Newton*, *simplex*) não é viável por a função de custo apresentar normalmente muitos lóbulos secundários (máximos secundários) resultado da sua não linearidade.

Afim de obviar estes problemas, métodos de *Monte Carlo* de busca global foram sendo propostos ao longo dos tempos em acústica submarina: *simulated annealing* e algoritmos genéticos (GA), veja por exemplo [51, 76]. Nalguns casos utilizaram-se métodos híbridos, uma combinação de um método de busca global com um método de busca local, no intuito de

acelerar a convergência [52, 53, 62]. Neste trabalho, nos casos que se justifiquem, utilizaremos um algoritmos genético (nos outros uma busca exaustiva). Os algoritmos genéticos foram introduzidos por Holland em 1975 [105] e baseiam-se na analogia com a evolução biológica que tende a maximizar a aptidão (*fitness*) de uma população. Na terminologia dos GA uma população é constituída por um conjunto de indivíduos, representado cada um deles um determinada concretização dos parâmetros do problema. Partindo de uma população inicial, pela aplicação de operações "genéticas" obtêm-se sucessivamente novas populações com melhor aptidão. Uma das características dos GA é que cada nova população (geração, *offspring*) "guarda" informação sobre as que lhe deram origem (antepassados, *parents*), sendo assim uma procura com memória.

Os indivíduos são, em geral, representados por cadeias binárias, resultado da concatenação da codificação (binária) de cada um dos parâmetros. As operações genéticas aplicadas na evolução da população são:

selecção (*selection*) alguns indivíduos da população actual são escolhidos para criar novos indivíduos;

cruzamento (*cross-over*) recombinação entre os indivíduos seleccionados anteriormente criando os novos indivíduos;

mutação (*mutation*) perturbações aleatórias aplicadas aos novos indivíduos;

substituição (*replacement*) alguns dos novos indivíduos substituem os seus pais segundo a sua aptidão, dando origem a uma nova população.

Uma discussão sobre as possíveis implementações das diferentes operações genéticas pode-se encontrar em Goldberg [106]. Neste trabalho utilizamos um GA implementado por Fass-

bender [107] para resolver problemas de optimização de funções multimodais – o que é o nosso caso. O método escolhido para a selecção foi o denominado resto estocástico sem substituição (*stochastic remainder without replacement*), para o cruzamento utilizaram-se vários pontos (*multipoint crossover*). Os parâmetros do GA foram: tamanho da população 35 indivíduos, probabilidade de cruzamento 0.8, probabilidade de mutação 0.015, número de populações 40. De modo a minimizar a dependência do resultado na escolha da população inicial, utilizaram-se várias execuções do GA para cada inversão, como sugerido por Gerstoft [108].

4.5 Inversão da distância e da profundidade da fonte

O primeiro passo na inversão dos dados acústicos foi a estimação da distância e profundidade da fonte. O seu objectivo foi o de confrontar os resultados obtidos por inversão acústica com a informação fornecida pelo GPS e pelo sensor de pressão instalado na fonte.

Os espaço de procura da distância da fonte tinha como limite inferior 6 km e limite superior 13 km, sendo o passo de discretização de 50 m. Para a profundidade da fonte considerou-se o intervalo de 55 a 95 m com um passo de 2 m. As réplicas foram geradas a partir do modelo CSNAP [101]. Para caracterizar o fundo e profundidade da coluna de água, utilizaram-se os valores da tabela 3.1. Uma das amostras do CTD, obtidas em G11 durante o período em consideração, foi utilizada pelo modelo de propagação para calcular as réplicas. Todas as réplicas foram calculadas previamente, utilizando-se assim uma busca exaustiva. A figura 4.3 apresenta a comparação entre os resultados da inversão (linhas sólidas) e o informação obtida por sensores não acústicos (linhas a ponto-traço). Na parte superior da figura encontramos os valores referentes à distância, na parte inferior à profundidade da

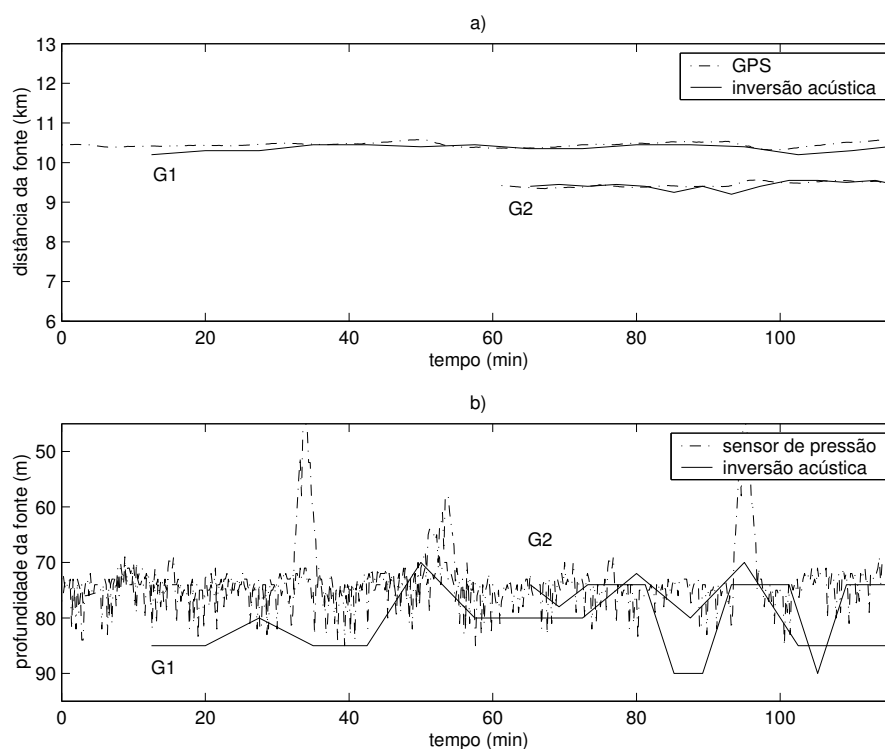


Figura 4.3: Inversão das distância a) e profundidade b) da fonte para os eixos de propagação G1 e G2 durante um período de 2 horas (linhas sólidas). A ponto-traço está representada a informação do GPS a) e sensor de pressão b).

fonte. Uma vez que o início da aquisição do sinal nas duas cadeias ocorreu em instantes diferentes, os resultados apresentados correspondem a cerca de 2 horas de amostragem em G1 e 1 hora em G2. As etiquetas G1, G2 identificam as linhas referentes a cada uma das cadeias.

Os resultados apresentados foram obtidos com a combinação dos sensores que se encontravam abaixo da termoclina: a 74 m, 84 m, 94 m e 104 m no caso de G1, a 74 m e 84 m no caso de G2.

Da análise dos resultados constata-se que para ambos os eixos de propagação, os valores obtidos por inversão dos dados acústicos estão de acordo com a informação do GPS e do sensor de pressão da fonte, não obstante este último apresentar importantes variações instantâneas.

4.6 Inversão multi-estágio da velocidade do som

As inversões apresentadas anteriormente serviram, como já foi dito, para "validar" os dados acústicos adquiridos. Todavia o nosso objectivo era inverter a velocidade do som, o que trataremos nesta secção. Escolheu-se o tratamento dos dados obtidos no eixo de propagação G0-G1 por: existirem mais hidrofones abaixo da termoclina em G1 (4) do que em G2 (2) e haver a possibilidade de confrontar os resultados das inversões ao longo do tempo com os valores medidos independentemente nos sensores de temperatura M3 os quais estavam localizados sensivelmente ao meio do eixo de propagação do sinal acústico. Na parametrização da velocidade do som recorreu-se às duas primeiras EOF obtidas dos dados adquiridos pelo CTD em G11 (secção 3.2.1). Utilizou-se a informação disponibilizada pelo GPS e pelo sensor de profundidade instalado na fonte de forma a limitar o espaço de procura. Introduziu-se a al-

tura da coluna de água, como parâmetro de inversão uma vez que, como vimos anteriormente (4.3), esta tem uma grande influência nos padrões de chegada e por conseguinte na sensibilidade do processador. Devido ao facto do número de parâmetros, e da variação dos intervalos de busca dos mesmos, serem diferentes ao longo do tempo, tornou-se inoportuno criar previamente uma base de padrões de chegada, tendo-se optado pela utilização do algoritmo genético. No cálculo da função objectivo utilizaram-se os padrões de chegada dos hidrofones de G1 a 74 m, 84 m, 94 m e 104 m, de acordo com o exposto em 4.2.1. As réplicas foram geradas com a ajuda do modelo de propagação PROSIM [102], por este calcular a função de transferência do canal de propagação mais rapidamente que o modelo CSNAP. O processo de inversão da velocidade do som contou com dois estágios: num primeiro estágio estimou-se a altura da coluna da água, enquanto os coeficientes das EOF foram estimados num segundo estágio.

Inversão da altura da coluna de água

A variação da altura da coluna de água em torno de um valor médio é essencialmente dependente da maré externa. Na área e período do INTIMATE'98, de acordo com o modelo, a amplitude de variação da maré pico a pico atinge um valor superior a 3 m (figura 3.13). Neste estágio o objectivo principal é estimar a altura da coluna de água ao longo do tempo, e verificar se essas estimativas são coerentes com a amplitude da maré dada pelo modelo.

O espaço de procura e a discretização utilizada estão resumidos na tabela 4.2.

Os resultados da inversão da altura da coluna de água estão patentes na figura 4.4. Os asteriscos representam as estimativas da altura da coluna de água. A partir destas inversões e do modelo de marés estimou-se, recorrendo ao método de mínimos quadráticos, a evolução ao longo do tempo da altura da coluna de água – na figura representada pela linha sólida.

parâmetro	limite inferior	limte superior	passo
distância da fonte	10.200 m	10.500 m	2.36 m
profundidade da fonte	70 m	90 m	0.32 m
α_1	-20 ms^{-1}	20 ms^{-1}	0.63 ms^{-1}
α_2	-10 ms^{-1}	10 ms^{-1}	0.65 ms^{-1}
profundidade da coluna de água	142 m	150 m	0.13 m

Tabela 4.2: Intervalos de procura e discretização dos diferentes parâmetros utilizados na inversão da altura da coluna de água. α_1 e α_2 são os coeficientes da primeira e segunda EOF respectivamente.

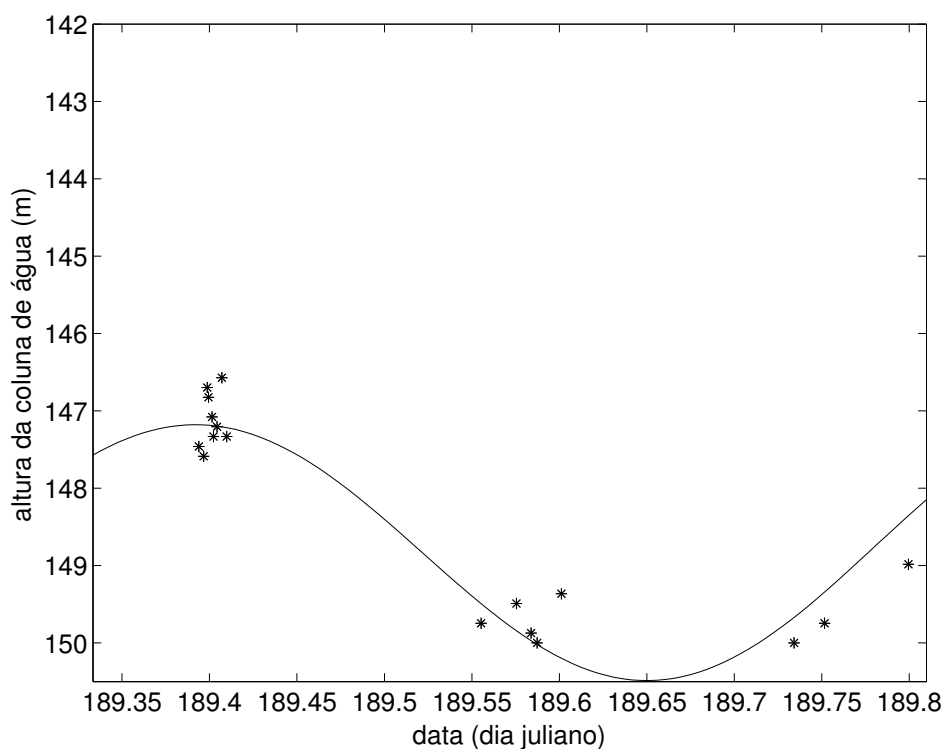


Figura 4.4: Inversões da altura da coluna de água (asteriscos). A linha sólida representa a evolução no tempo da altura da coluna de água, estimada a partir das inversões acústicas e do modelo de maré.

Parâmetro	centro do intervalo	1/2 do intervalo	passo
distância da fonte	Valor médio do GPS no período (2 min.)	75 m	2.38 m
profundidade fonte	Valor médio do sensor de pressão no período (2 min.)	5 m	0.32 m
α_1	0 ms^{-1}	20 ms^{-1}	0.32 ms^{-1}
α_2	0 ms^{-1}	10 ms^{-1}	0.32 ms^{-1}
profundidade da coluna de água	curva estimada (fig. 4.4)	1 m	0.13 m

Tabela 4.3: Definição dos intervalos de busca utilizados na inversão dos coeficientes das EOF.

Verificou-se que a evolução no tempo das estimativas da profundidade da coluna de água estão de acordo com a evolução dada pelo modelo de maré. Também se verificou um bom ajuste entre resultados das inversões da distância e profundidade da fonte com os dados disponibilizados por meios não acústicos.

Inversão da velocidade do som

Neste estágio vamos utilizar todo o conhecimento obtido anteriormente, restringindo assim o intervalo de procura para os diferentes parâmetros, excepto para os coeficientes das EOF. Na tabela 4.3 podemos encontrar os limites de procura e a discretização utilizada para cada um dos parâmetros. Os intervalos de procura para a distância e profundidade da fonte são definidos por um valor central, que é dado pela média dos valores obtidos pelo GPS e pelo sensor de pressão durante 2 minutos – as amostras utilizadas na obtenção de um padrão de chegada cobrem esse período. No caso da profundidade da coluna de água, o valor central do intervalo de procura é dado pela curva que se estimou anteriormente (figura 4.4). A largura dos intervalos reflectem a incerteza esperada para os diferentes parâmetros. Para os coeficientes das EOF os limites dos intervalos de procura são iguais para todas as inversões e têm em consideração os valores extremos de variabilidade observados nos CTDs durante a

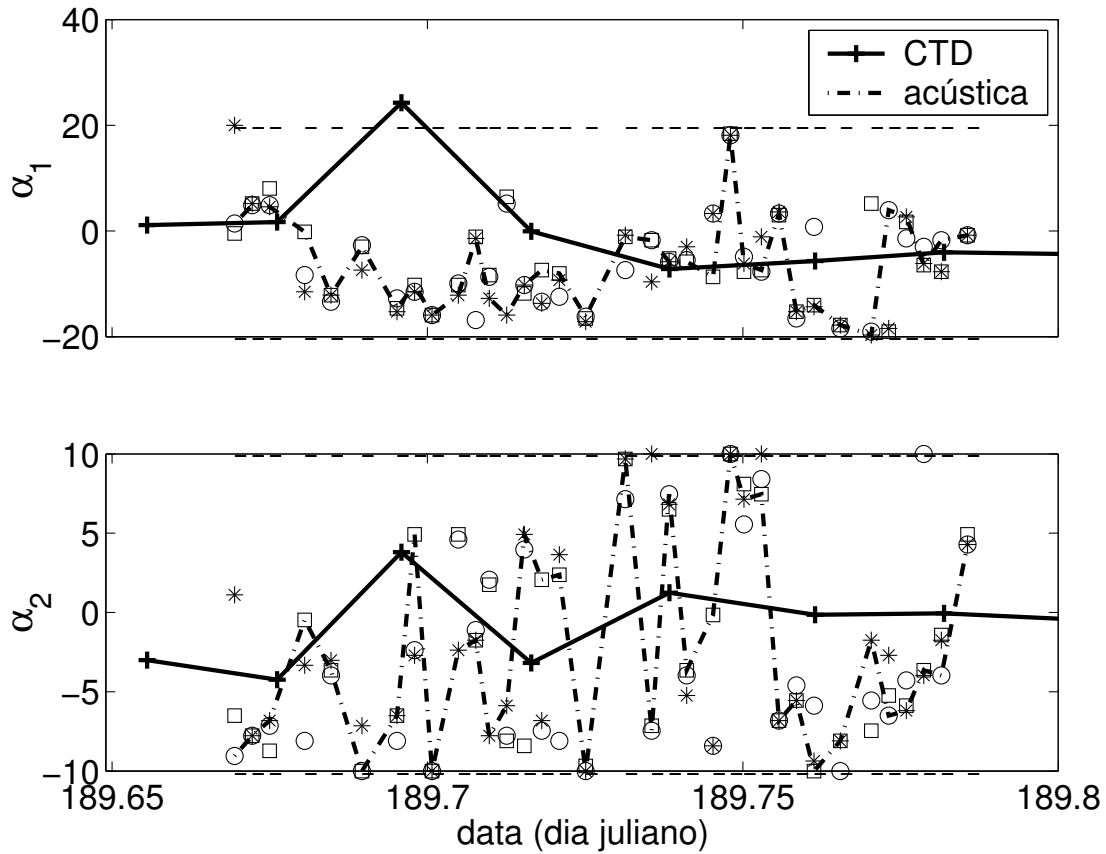


Figura 4.5: Inversões do primeiro (α_1) e segundo (α_2) coeficiente no eixo de propagação acústico G0–G1. O melhor indivíduo para cada execução do GA é representado por um asterisco, círculo e quadrado. A linha sólida une o melhor dos melhores. A linha a ponto-traço une os coeficientes das EOF obtidos a partir dos dados do CTD em G11.

experiência.

Nas inversões utilizou-se o algoritmo genético, sendo que para minimizar potenciais dependências dos resultados na população inicial, para cada inversão realizaram-se várias execuções com populações iniciais independentes.

Os resultados obtidos para os coeficientes das EOF estão apresentados na figura 4.5. O melhor indivíduo de cada execução independente (aquele em que a função objectivo obteve o maior valor) para um dado padrão de chegada está representado por um asterisco, círculo e quadrado. O melhor dos melhores estão na figura ligados por uma linha sólida. Pode observar-se que para uma grande parte dos casos, o melhor valor de cada uma das execuções

se encontra na vizinhança do melhor de todas, o que denota a convergência do procedimento aplicado. Para comparação, na mesma figura estão apresentadas as projecções sobre as EOF dos perfis de temperatura adquiridos pelo CTD em G11- os diferentes pontos estão representados por um "+" e interligados pela linha a traço-ponto. Da figura não se percebe que haja uma correlação entre os resultados obtidos por inversão dos dados acústicos e os dados medidos pelo CTD. Vários factores podem concorrer para tal facto:

- os dados do CTD representam valores pontuais, enquanto que os resultados da inversão acústica englobam uma "média" das perturbações ocorridas ao longo do caminho de propagação do sinal acústico;
- o ponto G11 fica a cerca de 2km de distância da linha de propagação do sinal acústico;
- talvez o mais importante, como discutimos no capítulo III, os dados do CTD não podem amostrar correctamente os efeitos da propagação de ondas internas não lineares.

A existência de ondas internas não lineares pode ser a justificação para a variabilidade observada no tempo dos coeficientes das EOF obtidos por inversão.

Os dados adquiridos nos sensores de temperatura localizados em M3, portanto sensivelmente a meio da linha de propagação do sinal acústico, oferecem-nos uma outra possibilidade de comparação entre medidas pontuais e resultados de inversão. Estes sensores, embora tendo uma pobre amostragem da coluna de água e como tal não seja viável a projecção dos perfis assim adquiridos nas EOF, têm uma amostragem no tempo suficiente para se observar as variações rápidas da temperatura. Também, como é esperado que as ondas internas se propaguem perpendicularmente em relação ao eixo de propagação G0–G1, ao longo deste, o perfil de temperatura/velocidade do som deverá variar pouco, quando se considera um determinado instante. A ser verdade esta hipótese, que segundo o exposto no capítulo III

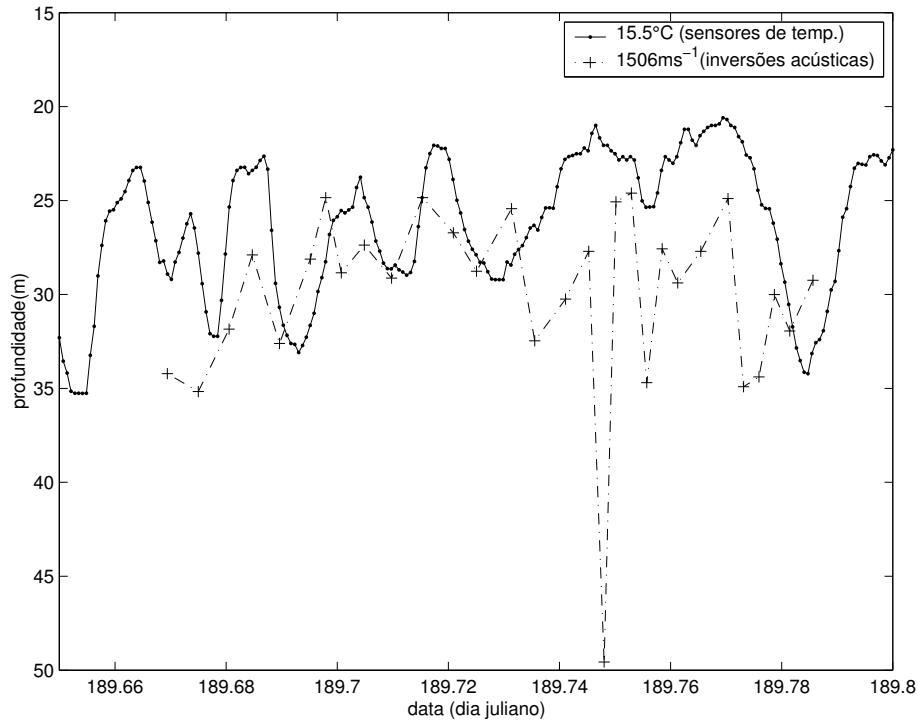


Figura 4.6: Comparação entre inversões acústica e medidas do sensor de temperatura (M3): isolinha 1506ms^{-1} derivada das inversões acústicas (linha sólida), isolinha 15.5°C derivada das inversões acústicas (linha a traço-ponto).

é bastante plausível, significa que as perturbações integrais (observadas pela acústica) e as perturbações pontuais (medidas pelos sensores de temperatura) ao longo do tempo devem denotar uma forte correlação.

Na figura 4.6 podemos observar uma isolinha de temperatura referente a 15.5°C , obtida a partir dos dados dos sensores em M3 (linha sólida), e uma isolinha de velocidade do som referente a 1506ms^{-1} , deduzida das inversões acústicas. Estas isolinhas foram escolhidas por corresponderem a valores que se encontram sensivelmente a meio das respectivas termoclinas. Analisando a figura, observa-se que existe uma forte correlação entre as perturbações verificadas nos dados medidos e nos invertidos: as duas linhas têm uma evolução no tempo similar, com um ligeiro deslocamento no final. Nas inversões acústicas um único ponto está claramente fora da tendência geral.

4.7 Sumário

Neste capítulo fizemos uma revisão do conceito de problema inverso. Introduzimos a inversão por semelhança de campo, descrevendo o processador denominado correlador de padrões de chegada e a otimização por algoritmo genético. Apresentamos os resultados das inversões dos dados acústicos adquiridos durante a campanha INTIMATE'98. Constatou-se que as inversões da distância e da profundidade da fonte estavam de acordo com a informação independente obtida pelo GPS e pelo sensor de pressão. Também a inversão da coluna da água ao longo do tempo pareceu fidedigna uma vez que as variações obtidas seguiam as variações estimadas do modelo de marés. Utilizando um procedimento multi-estágio, inverteu-se ao longo do tempo os perfis de velocidade. Os resultados destas inversões, quando comparados com os dados obtidos por sensores de temperatura, revelaram que foi possível seguir as perturbações do campo acústico/temperatura.

Capítulo 5

Assimilação de dados acústicos e medições *in-situ*

5.1 Introdução

A assimilação de dados é uma técnica que associa dados de diferentes tipos, com diferentes resoluções temporais e espaciais, a modelos matemáticos que descrevem os campos físicos, tendo por objectivo a obtenção de uma sua melhor caracterização estática e/ou dinâmica. Tendo a sua génese na meteorologia atmosférica dos anos 30 do século passado, foi posteriormente introduzida na oceanografia [7]. Dos trabalhos publicados sobre assimilação de dados em oceanografia, o relevo é colocado em aplicações de observação/estimação de fluxos oceânicos globais, ou sobre vastas regiões do oceano, com recurso a modelos matemáticos de circulação global, em que os dados a serem integrados são essencialmente medidas *in-situ*, e menos frequentemente, dados de satélite [13, 14, 15]. Nesses trabalhos, as escalas temporais de interesse vão de vários dias, a anos e séculos.

As primeiras referências sobre a inclusão de dados acústicos em esquemas de assimilação oceanográfica apareceram em [7], onde um contributo de Bruce D. Cornuelle e Peter F. Worcester [6] aborda a particularidade dos dados acústicos serem integrais, isto é reflectirem uma "média" dos valores locais por onde o sinal acústico se propaga, em contraponto

com as medidas oceanográficas tradicionais que são pontuais. Nessa mesma publicação é apresentado um modelo conceptual para a assimilação de dados acústicos.

A literatura sobre assimilação de dados acústicos é rara, em especial, quando o interesse são ambientes costeiros com águas pouco profundas, que é o nosso caso. Que seja do nosso conhecimento existe unicamente um trabalho publicado [3] sobre este tipo de ambiente em que se apresentem resultados do processamento de dados reais, e como ai é frisado, muitas questões estão ainda por resolver.

No sentido de desenvolver os métodos de assimilação de dados acústicos alguns trabalhos têm sido publicados [4, 8, 9, 16], onde são apresentados resultados sobre simulações "realísticas", isto é testam-se estratégias de assimilação sobre dados gerados sinteticamente, embora tendo por base medições realizadas no mar, o que permite com alguma segurança extrapolar considerações sobre a aplicabilidade de tais métodos a situações reais. Da pesquisa efectuada pode-se dizer que a assimilação de dados acústicos, embora seja de fácil conceptualização, é um problema interdisciplinar bastante complexo na sua implementação prática, especialmente em ambientes de águas pouco profundas, onde a interacção com o fundo, as marés, etc, os fazem bastante dinâmicos, tornando a sua modelação quer do ponto de vista acústico, quer do ponto de vista oceanográfico difícil.

O conceito de assimilação de dados acústicos e medições *in-situ*, com ênfase em ambiente de águas pouco profundas, e tendo em vista a sua aplicabilidade aos dados fornecidos pelos sistemas de observação usuais em experiências acústicas submarina, são o objectivo deste capítulo. Começaremos por apresentar um modelo genérico de assimilação de dados, discutindo sobre as limitações da sua aplicabilidade. Desenvolveremos um modelo "realizável" de assimilação de dados acústicos e não acústicos, baseado na extensão dos modelos de tomo-

grafia por tempos de chegada, o qual permite estimar a distribuição espacial das perturbações da velocidade do som. Várias situações de perturbação da velocidade do som onde se verifica dependência espacial serão analisadas. Discutiremos ainda sobre a aplicabilidade do modelo teórico desenvolvido, aos constrangimentos do "mundo real", propondo a sua conjugação com outros métodos conhecidos da acústica submarina.

5.2 Modelo genérico de assimilação de dados acústicos

A assimilação de dados tem por objectivo obter a "melhor" estimativa de um determinado campo, a partir de uma combinação eficiente dos dados disponíveis, adquiridos *in-situ* em tempo real ou de arquivo, com modelos que descrevem as medidas e a física do processo[4]. Considerando o problema orientado para o campo da velocidade do som, pretende-se estimar os seus valores em diferentes pontos do espaço e do tempo, os quais formam uma grelha de discretização. Para um determinado momento podemos falar de mapeamento espacial da velocidade do som. A informação para realizar este mapeamento compreende as medições *in-situ* do campo acústico, por sensores de temperatura $\tilde{\mathbf{c}}$, as medições da pressão acústica por hidrofones $\tilde{\mathbf{p}}$, um modelo oceanográfico \mathcal{A} que descreve a estrutura temporal e espacial do campo, e um modelo de propagação acústica \mathcal{B} , que relaciona a pressão acústica medida com a velocidade do som. Assumindo que \mathbf{c} e \mathbf{p} são o mapeamento da velocidade do som e da pressão acústica, então o modelo conceptual da assimilação é dado por [4]:

$$\tilde{\mathbf{c}} = \mathbf{M}\mathbf{c} + \mathbf{c}_n \quad \mathbf{c}_n \sim N(\mathbf{0}, \mathbf{R}_c) \quad (5.1)$$

$$\mathcal{A}(\mathbf{c}) = \mathbf{v} \quad \mathbf{v} \sim N(\mathbf{0}, \mathbf{Q}_a) \quad (5.2)$$

$$\mathcal{B}(\mathbf{p}, \mathbf{c}) = \mathbf{w} \quad \mathbf{w} \sim N(\mathbf{0}, \mathbf{Q}_b) \quad (5.3)$$

$$\tilde{\mathbf{p}} = \mathbf{L}\mathbf{p} + \mathbf{p}_n \quad \mathbf{p}_n \sim N(\mathbf{0}, \mathbf{R}_p) . \quad (5.4)$$

Neste sistema, as equações (5.1) e (5.4) definem os modelos de medição da velocidade do som e da pressão acústica. As matrizes \mathbf{M} e \mathbf{L} descrevem a transformação entre os pontos de medição e a grelha de interesse para a velocidade do som e para a pressão acústica. Os vectores ruído de medição, da velocidade do som \mathbf{c}_n , e da pressão acústica \mathbf{p}_n , assumem-se gaussianos, de médias nulas e covariâncias \mathbf{R}_c e \mathbf{R}_p . A equação (5.2) representa um modelo dinâmico oceanográfico, sendo \mathbf{v} um ruído gaussiano de média nula e covariância \mathbf{Q}_a , compreendendo aspectos não modelados do campo velocidade do som. Por último, a equação (5.3) representa um modelo acústico, onde \mathbf{w} é um ruído gaussiano de média nula e covariância \mathbf{Q}_b , englobando os erros de modelação devida à incerteza de conhecimento de certos parâmetros, como por exemplo a posição dos hidrofonos.

Deste ponto de vista, a assimilação pode ser entendida como um problema de estimação de \mathbf{c} e \mathbf{p} . Um das possíveis abordagens na resolução deste problema consiste na sua linearização, o que permite a utilização de métodos conhecidos de inversão linear, tais como os mínimos quadráticos ou o método de Gauss-Markov [111].

5.2.1 Aplicabilidade do modelo genérico

O modelo genérico de assimilação de dados acústicos ora apresentado, foi introduzido por *Elisseef et al.*[4] representando, do ponto de vista teórico, uma formulação elegante do problema: incluiu-se o modelo e as observações acústicas (equação (5.3) e (5.4)) à formulação normalmente utilizada em oceanografia.

Uma das dificuldades de implementação prática deste modelo teórico de assimilação de dados acústicos, reside na adequação do modelo dinâmico oceanográfico. Em assimilação oceanográfica, vulgarmente este é um modelo global de circulação oceânica (*Ocean General Circulation Model*–OGCM) [7]. Este tipo de modelos estão normalmente vocacionados para

problemas de larga escala, a sua implementação é complexa, requerendo importantes recursos computacionais. No caso de águas pouco profundas os modelos encontram-se num estado inicial de desenvolvimento.

Uma hipótese, que exploraremos neste trabalho para obviar aos constrangimentos anteriormente enunciados pelo modelo oceanográfico, consiste no "modelo oceanográfico" se resumir ao conhecimento da correlação entre os diferentes pontos de interesse da velocidade do som. Embora bastante relaxada em relação à premissa inicial, a utilização da correlação do campo acústico implica, ainda assim, assumir um determinado tipo de conhecimento *a priori*, frequentemente não disponível. Este problema será abordado mais à frente.

Também a escolha de um modelo de propagação acústico que seja adequado ao problema não é trivial, porque se pretende um modelo com dependência em função da distância, e que possa ser linearizado convenientemente, sendo o observável a pressão acústica. Na publicação já referenciada [4] propôs-se, e simulou-se, a utilização de um modelo acústico denominado *Parabolic Equation Model* [89], embora vários problemas tenham ficado em aberto para a sua utilização com dados reais. Por outro lado esses modelos, quando a discretização em distância aumenta, os tempos de cálculo começam a ser inoportunos. Uma forma de resolver estes problemas é utilizar modelos de tempo de chegadas (raios ou modos) cuja dependência na velocidade do som é facilmente linearizável, tendo todavia o inconveniente de existir a necessidade de se utilizarem sinais de banda larga (funções de autocorrelação estreitas), sinais de sincronismo, e dificuldade em identificar as chegadas. Estas dificuldades são acrescidas por normalmente haver uma incerteza no conhecimento de certos parâmetros tais como: posicionamento dos transdutores, características do fundo e outros, que não sendo considerados na inversão tomográfica podem mascarar os resultados. A dependência

do campo acústico nos referidos parâmetros é, regra geral, não linear, e não se conhecem as características estatísticas dos erros de modelação a eles devidos.

Tendo atenção ao que acabamos de expor, neste trabalho desenvolveremos o conceito de assimilação de dados acústicos, baseada num modelo linear de dependência das perturbações do tempo de chegada em relação às perturbações da velocidade do som. O modelo de propagação de raios servirá de base para o desenvolvimento teórico. Apresentaremos uma extensão do modelo tradicional que considera somente as perturbações em camadas na coluna de água, para um modelo que inclua também as perturbações no plano horizontal. Os dados acústicos e não acústicos serão integrados tendo por base uma extensão do modelo anterior a estes últimos, e considerando que se conhece a função de correlação das perturbações do campo acústico no espaço. Discutiremos ainda a possibilidade de conjugação das técnicas de tomografia de tempo de chegada com as de inversão de dados acústicos por semelhança de campo, como forma de relaxar as imposições sobre os equipamentos, nomeadamente sistemas de sincronismo e posicionamento.

5.3 Tomografia por Tempos de Chegadas baseada em modelo de raios

5.3.1 Equação básica

A tomografia por tempos de chegada (TTC), baseada nos modelos de raios, tem por princípio que, uma perturbação do perfil de som da coluna de água $\delta c(z)$ provoca uma perturbação do tempo de propagação $\delta \tau_i$, na chegada i , observada num determinado hidrofone. Considerando que a trajectória da chegada perturbada é idêntica à da chegada não perturbada,

notada como Γ_i , então segundo [111] podemos escrever:

$$\delta\tau_i = - \int_{\Gamma_i} \frac{\delta c(z)}{c_0^2(z)} ds, \quad (5.5)$$

onde $c_0(z)$ representa o perfil de som base, i.e. não perturbado. Esta equação pode ser discretizada em profundidade, i.e. consideram-se perturbações médias por camada. Assim δc_j , $j = 1, \dots, M$ é a perturbação média na camada j . Partindo do pressuposto que conseguimos identificar N chegadas no receptor, então podemos escrever o sistema linear:

$$\delta\boldsymbol{\tau} = \mathbf{E}\delta\mathbf{c} + \mathbf{n}, \quad (5.6)$$

em que $\delta\boldsymbol{\tau} = [\delta\tau_1, \dots, \delta\tau_i, \dots, \delta\tau_N]^T$, $\delta\mathbf{c} = [\delta c_1, \dots, \delta c_i, \dots, \delta c_M]^T$. O elemento e_{ij} , da matrix \mathbf{E} de dimensão $N \times M$, é dado por

$$e_{i,j} = - \int_{\Gamma_i} \frac{\phi(s, j)}{c_0^2(z)} ds, \quad (5.7)$$

sendo $\phi(s, j)$ uma função porta, a qual toma o valor um nas secções da trajectória s contidas na camada j e zero nas outras. O ruído é representado por \mathbf{n} . Note-se que cada linha do sistema está associado a uma chegada individual. Até ao momento subentendeu-se, que temos um emissor, um receptor, um canal onde ocorrem caminhos múltiplos de propagação (*multipath*) e que conseguimos identificar N chegadas. No caso de existirem mais receptores/emissores, e desse modo mais chegadas identificadas, podemos simplesmente aumentar o sistema (5.6): N passa agora a ser o número total de chegadas identificadas em todos os conjuntos emissor/receptor. Evidentemente o número de camadas não é alterado, assim como se considerará que o canal observado é o mesmo para todos os conjuntos emissor/receptor. O sistema (5.6) é, na maioria dos casos de interesse, indeterminado podendo utilizar-se várias técnicas para a sua resolução (vide por exemplo [111]).

5.3.2 Regularização

Frequentemente existe alguma informação *a priori* sobre o ambiente, a qual pode ser utilizada para diminuir os graus de liberdade de (5.6) restringido, dentro do possível, as soluções encontradas às "fisicamente" aceitáveis.

Especialmente atraentes são os constrangimentos impostos a $\delta \mathbf{c}$ que se possam expressar sob a forma

$$\delta \mathbf{c} = \mathbf{H} \boldsymbol{\alpha}, \quad (5.8)$$

onde $\boldsymbol{\alpha}$ é o vector de coeficientes $\boldsymbol{\alpha} = [\alpha_1, \dots, \alpha_k, \dots, \alpha_L]^T$, L é o número de coeficientes e \mathbf{H} é uma matriz de dimensão $M \times L$. O sistema (5.6) pode então ser reescrito como

$$\delta \boldsymbol{\tau} = \mathbf{E}_r \boldsymbol{\alpha} + \mathbf{n}_r, \text{ onde } \mathbf{E}_r = \mathbf{E} \mathbf{H}. \quad (5.9)$$

A esta transformação chama-se regularização [1] e é de interesse quando $L \ll M$. O vector de ruído \mathbf{n}_r deverá também englobar o erro que ocorre na transformação.

Na prática utilizam-se geralmente EOFs (as NMHS poderão ser uma alternativa) para realizar a regularização do sistema (5.6), porque permitem exprimir as perturbações da velocidade do som nas diferentes camadas, utilizando um número reduzido de coeficientes, tipicamente de 2 a 5 coeficientes, com um pequeno erro.

O sistema (5.9) pode ser invertido pelo método dos mínimos quadráticos [104, 111], assim temos que as estimativas dos coeficientes das EOFs $\hat{\boldsymbol{\alpha}}$, são dadas por

$$\hat{\boldsymbol{\alpha}} = (\mathbf{E}_r^T \mathbf{E}_r)^{-1} \mathbf{E}_r^T \boldsymbol{\tau}. \quad (5.10)$$

Para além da estimativa do campo, é importante determinar a sua "incerteza", dada pela covariância do erro \mathbf{P} :

$$\mathbf{P} = \sigma_{nr}^2 (\mathbf{E}_r^T \mathbf{E}_r)^{-1}. \quad (5.11)$$

Esta fórmula é válida para o caso de ruído não ser correlado, ou seja se a sua matriz de covariância for dada por $\mathbf{R}_{n_r} = E[\mathbf{n}\mathbf{n}^T] = \sigma_{n_r}^2 \mathbf{I}$.

5.3.3 Estimar perturbações de c no plano horizontal

A técnica descrita na secção anterior permite estimar as perturbações médias ocorridas numa camada - a discretização de (5.5) realizou-se na vertical. Todavia no oceano ocorrem fenómenos tais como frentes, *eddies*, ondas internas, que originam dependências importantes da velocidade do som em função da posição. Neste casos devemos considerar $c(z, r)$ e não simplesmente $c(z)$. Uma abordagem possível ao problema passa pela discretização da equação (5.5) também no plano horizontal. Consideremos então que discretizamos a área de interesse em K células, e que cada uma dessas células é caracterizada por um vector perturbação do campo acústico. No caso de célula $k, k = 1, \dots, K$, teremos $\mathbf{c}_k = [c_{k,1}, \dots, c_{k,M}]^T$. Recorde-se que M é o número de camadas que se considera. Deste modo podemos escrever um sistema equivalente a (5.6), em que $\delta\boldsymbol{\tau}$ é o vector de perturbações do tempo de todas as chegadas identificadas, $\delta\mathbf{c}$ é a concatenação dos diferentes vectores de perturbação do campo acústico $\delta\mathbf{c}_k$, e a matriz \mathbf{E} tem N linhas e $M \times K$ colunas:

$$\delta\boldsymbol{\tau} = \begin{bmatrix} \delta\tau_1 \\ \vdots \\ \delta\tau_i \\ \vdots \\ \delta\tau_N \end{bmatrix}, \quad \delta\mathbf{c} = \begin{bmatrix} \delta c_{1,1} \\ \vdots \\ \delta c_{1,M} \\ \vdots \\ \delta c_{k,1} \\ \vdots \\ \delta c_{k,M} \\ \vdots \\ \delta c_{K,1} \\ \vdots \\ \delta c_{K,M} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{n} = \begin{bmatrix} n_1 \\ \vdots \\ n_i \\ \vdots \\ n_N \end{bmatrix}, \quad (5.12)$$

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} e_{1,1}^{(1)} & \cdots & e_{1,M}^{(1)} & \cdots & e_{k,1}^{(1)} & \cdots & e_{k,M}^{(1)} & \cdots & e_{K,1}^{(1)} & \cdots & e_{K,M}^{(1)} \\ & & & & & \vdots & & & & & \\ e_{1,1}^{(i)} & \cdots & e_{1,M}^{(i)} & \cdots & e_{k,1}^{(i)} & \cdots & e_{k,M}^{(i)} & \cdots & e_{K,1}^{(i)} & \cdots & e_{K,M}^{(i)} \\ & & & & & \vdots & & & & & \\ e_{1,1}^{(N)} & \cdots & e_{1,M}^{(N)} & \cdots & e_{k,1}^{(N)} & \cdots & e_{k,M}^{(N)} & \cdots & e_{K,1}^{(N)} & \cdots & e_{K,M}^{(N)} \end{bmatrix}.$$

Se considerarmos que a função $\phi(s, j, k)$ toma o valor um na secção da trajectória s contida na camada j da célula horizontal k e o valor zero em qualquer outro lugar, então podemos exprimir $e_{k,j}^{(i)}$ como

$$e_{k,j}^{(i)} = - \int_{\Gamma_i} \frac{\phi(s, k, j)}{c_0^2(z, r)} ds. \quad (5.13)$$

O sistema de equações resultante também é passível de ser regularizado. Utilizando uma abordagem semelhante à aplicada em 5.3.2, agora para cada célula que cobre a coluna de água num determinado lugar do plano horizontal, temos

$$\delta \mathbf{c}_k = \mathbf{H}_k \boldsymbol{\alpha}_k. \quad (5.14)$$

Teoricamente, podemos utilizar bases diferentes para exprimir as perturbações do campo acústico nos diferentes lugares do plano horizontal. Na prática, a informação *a priori* é limitada, porque normalmente é deduzida de medições *in-situ* com fraca cobertura espacial, por isso considera-se que \mathbf{H}_k é o mesmo para todas as células e nota-se simplesmente \mathbf{H}_0 . Assim, o equivalente à expressão (5.9) que considera também a discretização no plano horizontal é dada por

$$\mathbf{H} = [\mathbf{H}_0 \dots \mathbf{H}_0 \dots \mathbf{H}_0], \quad \text{e} \quad \boldsymbol{\alpha} = \begin{bmatrix} \alpha_{1,1} \\ \vdots \\ \alpha_{1,L} \\ \vdots \\ \alpha_{k,1} \\ \vdots \\ \alpha_{k,L} \\ \vdots \\ \alpha_{K,1} \\ \vdots \\ \alpha_{K,L} \end{bmatrix}. \quad (5.15)$$

As dimensões de \mathbf{H} são neste caso: M linhas e $K \times L$ colunas. Para o vector ruído \mathbf{n}_r é válido aquilo que se disse em 5.3.2.

O sistema resultante tem a mesma estrutura que (5.9) e pode ser de igual modo invertido pelo método dos mínimos quadráticos.

5.4 Integração de dados acústico e não acústicos

Na secção anterior abordamos o tema do mapeamento espacial das perturbações do campo acústico a partir de medições acústicas. Nas estimativas, a utilização de dados não acústicos, nomeadamente aqueles que são adquiridos simultaneamente com os acústicos, não é utilizada – as EOFs podem ser deduzidas de dados de arquivo. É normal, durante a aquisição de dados acústicos realizar também algumas medições *in-situ*, as quais podem potencialmente ser integradas no processo de mapeamento, esperando-se desta forma reduzir os erros, ou num sentido mais restrito a variância do erro. Partindo do princípio, que estamos interessados nas perturbações do campo acústico em relação à média, e que essas perturbações estão disponíveis para cada medição *in-situ*, temos então que as perturbações medidas $\delta\mathbf{c}_{s,m}$ estão relacionadas com os valores do campo $\delta\mathbf{c}_s$ pelo sistema

$$\delta\mathbf{c}_s = \delta\mathbf{c}_{s,m} + \mathbf{n}_s, \quad (5.16)$$

onde \mathbf{n}_s representa o ruído de medição. Este sistema pode ser acoplado ao modelo de TTC descrito em 5.3.3 dando origem a

$$\begin{bmatrix} \delta\mathbf{c}_s \\ \delta\boldsymbol{\tau} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{I}_s & \mathbf{0}_s \\ \mathbf{0}_\tau & \mathbf{E} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta\mathbf{c}_m \\ \delta\mathbf{c}_i \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{n}_s \\ \mathbf{n}_a \end{bmatrix}. \quad (5.17)$$

A matriz identidade \mathbf{I}_s e as matrizes nulas $\mathbf{0}_s$ e $\mathbf{0}_\tau$ têm as dimensões necessárias à consistência do sistema. As perturbações $\delta\mathbf{c}_i$ são aquelas dos pontos de interesse, i.e aqueles

onde pretendemos calcular no mapeamento. O ruído associado às medições acústicas é representado por \mathbf{n}_a .

O sistema (5.17) pode ser regularizado, obtendo-se então

$$\begin{bmatrix} \boldsymbol{\alpha}_s \\ \delta\boldsymbol{\tau} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{I}_{r,s} & \mathbf{0}_{r,s} \\ \mathbf{0}_{r,\tau} & \mathbf{E}_r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \boldsymbol{\alpha}_m \\ \boldsymbol{\alpha}_i \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{n}_{r,s} \\ \mathbf{n}_{r,a} \end{bmatrix}. \quad (5.18)$$

5.4.1 Inversão utilizando o método de Gauss–Markov

Os sistemas (5.17) e (5.18) são lineares de forma genérica $\mathbf{y} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{n}$. Utilizando o método de Gauss-Markov de minimização da diferença entre os valores reais \mathbf{x} e as estimativas $\hat{\mathbf{x}}$, i.e., minimizando a diagonal de $\mathbf{P} \equiv \langle (\hat{\mathbf{x}} - \mathbf{x})(\hat{\mathbf{x}} - \mathbf{x})^T \rangle$ e exprimindo $\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{B}\mathbf{y}$ obtemos [111]

$$\mathbf{B} = \mathbf{R}_x \mathbf{A}^T (\mathbf{A} \mathbf{R}_x \mathbf{A}^T + \mathbf{R}_n)^{-1}, \quad (5.19)$$

$$\mathbf{P} = \mathbf{R}_x - (\mathbf{R}_x \mathbf{A}^T) (\mathbf{A} \mathbf{R}_x \mathbf{A}^T + \mathbf{R}_n)^{-1} \mathbf{A} \mathbf{R}_x, \quad (5.20)$$

onde \mathbf{R}_x , \mathbf{R}_n são as matrizes de autocorrelação de \mathbf{x} e do ruído \mathbf{n} , respectivamente.

Considerando, que os sistemas (5.17) e (5.18) têm uma componente relacionada com as medidas acústicas e outra com as medidas não acústicas, torna-se conveniente escrever as matrizes \mathbf{R}_x e \mathbf{R}_n de forma a espelharem essa realidade. Assim, temos que \mathbf{R}_x é dada por

$$\mathbf{R}_x = \begin{bmatrix} \mathbf{R}_m & \mathbf{R}_{mi} \\ \mathbf{R}_{mi}^T & \mathbf{R}_i \end{bmatrix}, \quad (5.21)$$

sendo que \mathbf{R}_m é a matriz de correlação do campo onde se realizam medidas não acústicas, \mathbf{R}_i é a matriz de correlação do campo nos locais que se pretendem incluir no mapeamento e \mathbf{R}_{mi} é a matriz das correlações cruzadas. Por sua vez a matriz de correlação do ruído \mathbf{R}_n pode ser expressa por

$$\mathbf{R}_n = \begin{bmatrix} \mathbf{R}_{n,s} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{R}_{n,a} \end{bmatrix}, \quad (5.22)$$

onde $\mathbf{R}_{n,s}$ é a matriz de correlação do ruído associado às medidas não acústicas, $\mathbf{R}_{n,a}$ é a matriz de correlação do ruído associado às medidas acústicas, e considera-se que estas duas componentes do ruído são descorrelacionadas. Torna-se evidente, que o acoplamento entre a componente acústica e não acústica do sistema é dada por \mathbf{R}_{mi} . O não conhecimento desta componente da matriz de correlação implica que o sistema (5.17) (ou (5.18)) seja resolvido como dois sistemas independentes.

5.4.2 Mapeamento exclusivamente com dados não acústicos

O mapeamento de um campo utilizando dados medidos *in-situ* é frequentemente utilizado em oceanografia e compreende um conjunto de técnicas genericamente designadas por *objective analysis*. A aplicação dos métodos de estimativa de Gauss-Markov anteriormente descritos exclusivamente aos dados não acústicos permite obter um mapeamento desse tipo. No caso de considerarmos directamente as estimativas das perturbações podemos escrever

$$\begin{bmatrix} \hat{\delta c}_s \\ \hat{\delta c}_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{R}_m \\ \mathbf{R}_{mi}^T \end{bmatrix} (\mathbf{R}_m + \mathbf{R}_{n,s})^{-1} \delta c_m, \quad (5.23)$$

e

$$\mathbf{P} = \mathbf{R}_x - \begin{bmatrix} \mathbf{R}_m \\ \mathbf{R}_{mi}^T \end{bmatrix} (\mathbf{R}_m + \mathbf{R}_{n,s})^{-1} \begin{bmatrix} \mathbf{R}_m \\ \mathbf{R}_{mi}^T \end{bmatrix}^T, \quad (5.24)$$

onde $\hat{\delta c}_s$ são as estimativas da perturbação nos locais em que os dados foram adquiridos, e $\hat{\delta c}_i$ são as estimativas nos pontos da grelha de discretização.

5.4.3 Mapeamento exclusivamente com dados acústicos

Existindo só dados acústicos, podemos também obter um mapeamento tendo como base a parte do sistema (5.17) ou (5.18) referentes à acústica. As estimativas, para o caso de se considerarem directamente as perturbações, são dadas por

$$\hat{\delta c}_i = (\mathbf{R}_i \mathbf{E}^T) (\mathbf{E} \mathbf{R}_i \mathbf{E}^T + \mathbf{R}_{n,a})^{-1} \delta \tau, \quad (5.25)$$

e

$$\mathbf{P} = \mathbf{R}_i - (\mathbf{R}_i \mathbf{E}^T) (\mathbf{E} \mathbf{R}_i \mathbf{E}^T + \mathbf{R}_{n,a})^{-1} \mathbf{E} \mathbf{R}_i. \quad (5.26)$$

5.4.4 As matrizes de correlação do campo acústico

A inversão utilizando Gauss-Markov pressupõe o conhecimento da matriz de autocorrelação do campo \mathbf{R}_x . Essa matriz na generalidade dos casos não é conhecida. Em oceanografia, e nomeadamente em *objective analysis* é vulgarmente aceite que, a função de correlação da perturbação campo acústico decaia exponencialmente com a distância e com o tempo. Carter e Robinson [3, 84] propuseram a utilização de uma gaussiana modificada para a determinação do coeficiente de correlação entre dois pontos de coordenadas (x_1, y_1, z_1, t_1) e (x_2, y_2, z_2, t_2) do campo acústico caracterizado pelo intervalo de correlação T e pelas distâncias de correlação L_x, L_y, L_z ,

$$\rho_{\delta c}(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta t) = \left[1 - \left(\frac{\Delta t}{T} \right)^2 \right] e^{-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Delta x}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{L_z} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{T} \right)^2 \right]}, \quad (5.27)$$

sendo que $\Delta x = x_1 - x_2, \Delta y = y_1 - y_2, \Delta z = z_1 - z_2$ e $\Delta t = t_1 - t_2$. A matriz \mathbf{R}_x para o caso em que se invertem directamente as perturbações do campo acústico que designamos por $\mathbf{R}_{\delta c}$ toma então a forma

$$[\mathbf{R}_x]_{ij} = [\mathbf{R}_{\delta c}]_{ij} = \sigma_{\delta c}^2 \rho_{\delta c}(x_i - x_j, y_i - y_j, z_i - z_j, 0), \quad (5.28)$$

onde $\sigma_{\delta c}^2$ é a variância das perturbações do campo acústico, o qual tem de ser estimado previamente. No caso presente, e por coerência com o anteriormente exposto considera-se que só estamos interessados num instante, assim $\Delta t = 0$. Convém também chamar a atenção para o facto das distâncias de correlação L_x, L_y e L_z terem de ser estimadas *a priori*.

Para inverter o sistema regularizado necessitamos da matriz de correlação de $\boldsymbol{\alpha}$. Considerando que $\boldsymbol{\alpha} = \mathbf{G}\boldsymbol{\delta c} + \boldsymbol{\epsilon}$, em que $\boldsymbol{\epsilon}$ representa um erro de média 0 e estatística gaussiana,

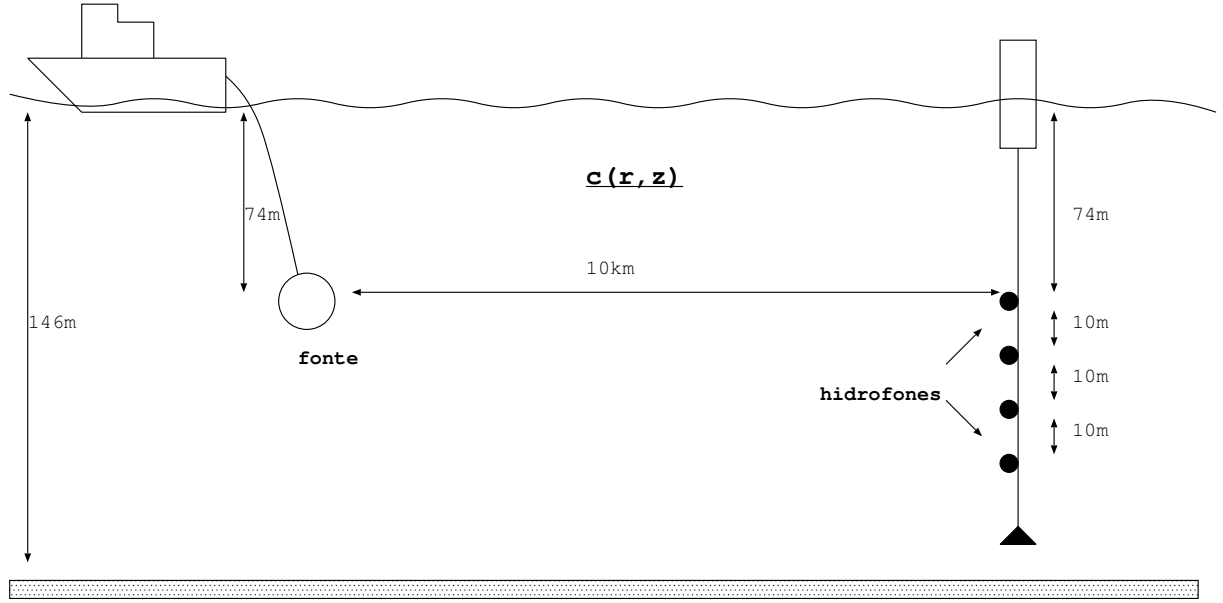


Figura 5.1: Geometria de propagação para o caso bidimensional.

então a matriz de correlação R_α é dada por

$$R_\alpha = G R_{\delta c} G^T. \quad (5.29)$$

Note-se, que G é a matriz de projecção de δc em α e que no caso das colunas de H serem ortonormais verifica-se que $G = H^T$.

5.5 Simulações: Sistema com uma fonte e uma cadeia de hidrofones

Nesta secção iremos simular a propagação do som entre uma fonte e uma cadeia de hidrofones, num ambiente, ao longo do qual, ocorrem perturbações do perfil da velocidade do som. Os resultados das inversões serão analisados do ponto de vista da sua capacidade de discriminação espacial dos fenómenos simulados. Como modelo de propagação utilizaremos um modelo de raios [100]. A geometria do ambiente está representada na figura 5.1.

Consideraremos a existência de uma fonte a 74 m de profundidade e 4 receptores a 74 m, 84 m, 94 m e 104 m. A distância entre a fonte e os receptores é 10 km. As perturbações

serão simuladas por coeficientes de EOFs. As EOFs (as 2 mais energéticas) e o perfil médio utilizado foram descritos em 3.2.1. Na inversão utilizaremos um sistema regularizado pelas mesmas EOFs.

5.5.1 Inversão por mínimos quadráticos

Dois casos serão considerados: uma frente em que ocorre uma descontinuidade da perturbação da velocidade do som entre o emissor e o receptor devido ao "encontro" de duas massas de água; e uma depressão da termoclina em que ocorre uma perturbação "contínua" no espaço devida, por exemplo, a um fenómeno de maré interna. As inversões serão realizadas pelo método dos mínimos quadráticos, recorrendo a (5.10). O conhecimento da função de correlação do campo de velocidade do som não é considerado.

Uma frente

Neste caso simulamos uma frente que ocorre entre uma fonte acústica e uma cadeia de hidrofones a 10km de distância. O ambiente de propagação até meio do eixo de propagação (5 km) é caracterizado pelo perfil médio de velocidade do som. A perturbação observa-se na segunda metade, verificando-se um forte deslocamento da termoclina em direcção ao fundo (da ordem da dezena de metros) nesse segmento do eixo de propagação. Os valores dos coeficientes das EOF utilizados nesta simulação, assim como os resultados da inversão obtidos, encontram-se na tabela 5.1. As inversões foram obtidas a partir do processamento de 15 chegadas: 4 chegadas de cada um dos três receptores menos profundos e 3 do outro.

Os resultados apresentados mostram que os valores invertidos para α_1 são bastante bons, o mesmo não se passando com α_2 . Isto explica-se facilmente porque o primeiro está associado à profundidade da termoclina enquanto que o segundo à inclinação da mesma. O mesmo

			Inversão número							
Simulado			(1)	(2)			(3)			
r (km)	0	5	–	0	5		0	2.5	5	7.5
α_1 (ms ⁻¹)	0	10	5.2	0.3	10.2		0.1	0.7	10.1	10.0
α_2 (ms ⁻¹)	0	0	-0.4	-5.8	4.6		-12.5	-12.4	11.1	10.5

Tabela 5.1: Simulação de frente. "r" é a distância da fonte em que começa um ambiente definido pelos coeficientes da primeira EOF " α_1 " e da segunda " α_2 ". A coluna "Simulado" refere-se ao ambiente simulado, as outras colunas referem-se aos valores invertidos tendo em conta a discretização utilizada para a distância. No caso da inversão (1) considera-se um único ambiente (não há dependência) entre a fonte e o receptor, enquanto na inversão (2) considera-se 2 ambientes, e na inversão (3) 4 ambientes.

facto pode ainda ser explicado de um outro ponto de vista, a energia associada à primeira EOF é muito maior do que a associada à segunda. Isto é um problema de observabilidade do sistema que está ligado à matriz de observação \mathbf{E}_r e reflecte-se na "incerteza" das estimativas dos diferentes parâmetros.

A partir da fórmula da covariância do erro (5.11) podemos ter uma ideia da "incerteza" das estimativas. A estrutura das "incertezas" é dada por $(\mathbf{E}_r^T \mathbf{E}_r)^{-1}$, dependendo assim da matriz de observação \mathbf{E}_r . Se considerarmos a matriz de observação utilizada na inversão número (3) da tabela 5.1 e uma variância do ruído semelhante para os coeficientes de ambas as EOFs, obtemos, entre a "incerteza" da estimativa de α_1 e a de α_2 , uma relação aproximada de um para trinta. Podemos então concluir que a incerteza das estimativas de α_2 são sempre maiores que as de α_1 e são intrínsecas ao problema. Saliente-se que estas conclusões corroboram o descrito na secção 4.3, onde se observou uma maior sensibilidade de α_1 em relação a α_2 , nas inversões por semelhança de campo.

A tabela 5.2 ilustra a influência do número de chegadas processadas na "qualidade" da inversão. O ambiente simulado é o mesmo da tabela 5.1, o que quer dizer que, na inversão a célula 4-6 km deverá apresentar um valor médio para os coeficientes das EOFs. Nas inversões

Chegadas	r (km)	0	2	4	6	8
15	α_1 (ms ⁻¹)	2.7	-11.2	5.9	16.5	12.1
	α_2 (ms ⁻¹)	-7.3	-5.8	-1.9	5.0	9.9
25	α_1 (ms ⁻¹)	-0.9	0.5	5.0	10.8	10.8
	α_2 (ms ⁻¹)	13.7	6.7	-0.1	-9.3	-17.3

Tabela 5.2: Dependência dos resultados em relação ao número de chegadas consideradas. O ambiente simulado é o mesmo considerado na tabela 5.1.

apresentadas, uma corresponde ao processamento de 15 chegadas e outra ao de 25. Dos resultados apresentados constata-se que a um maior número de chegadas corresponde uma melhor estimativa do coeficiente α_1 . Os valores invertidos para o coeficiente α_2 são erróneos em ambos os casos.

A influência do número de ambientes (ou passo de discretização em distância) também é relevante na "qualidade" da inversão. A comparação da inversão (3) da tabela 5.1 com a inversão referente a 15 chegadas da tabela 5.2, onde todas as condições de inversão são iguais, excepto a discretização do ambiente, leva-nos a concluir que o aumento do número de ambientes pode piorar os resultados da inversão.

Da análise destas simulações podemos dizer que a "qualidade" da inversão e a discriminação espacial das perturbações da velocidade do som depende do compromisso entre discretização e número de chegadas processadas.

Depressão da termoclina

Nesta simulação, ocorre uma depressão da termoclina, apresentando a tabela 5.3 os valores simulados em função da distância. A mesma tabela apresenta os valores invertidos em que a discretização da distância é igual na simulação e na inversão. Para esta situação constata-se que os resultados da inversão são bons. Numa situação mais realística em que os pontos de discretização não sejam coincidentes, os resultados de inversão obtidos permitem detectar

	r (km)	0	1.5	3.3	5.1	6.9	8.7
Simulado	α_1 (ms ⁻¹)	1.4	3.7	7.7	10.1	7.7	4.0
	α_2 (ms ⁻¹)	-0.3	-1.0	-2.2	-2.9	-2.2	-1.1
Invertido	α_1 (ms ⁻¹)	1.4	3.8	8.1	10.3	8.6	4.3
	α_2 (ms ⁻¹)	0.06	0.2	-5.3	-5.4	-2.8	-2.7

Tabela 5.3: Simulação e inversão de uma depressão da termoclina em que a discretização da distância é coincidente.

a variação da termoclina, como se vê da análise da tabela 5.4. Refira-se ainda que, para o

r (km)	0	3.3	6.7
α_1 (ms ⁻¹)	2.9	9.3	6.5
α_2 (ms ⁻¹)	-13.7	6.2	5.9

Tabela 5.4: Simulação e inversão de uma depressão da termoclina em que a discretização da distância não é coincidente.

caso da inversão se realizar considerando um ambiente independente da distância, o valor obtido para α_1 é 6.3 ms⁻¹ e para α_2 é -2.7 ms⁻¹. Estes são muito aproximados às medias ponderadas com a distância dos valores simulados, respectivamente 6.0 e -1.6 ms⁻¹.

Os resultados da inversão da depressão da termoclina são globalmente melhores do que o da frente, por a perturbação não apresentar descontinuidades espaciais, estando mais próxima dos pressupostos de linearização da dependência dos tempos de chegada nas perturbações da velocidade do som –vide 5.3.1. Isto é uma conclusão importante, uma vez que a simulação de uma depressão da termoclina parece-nos uma situação mais realística: no oceano real espera-se que as perturbações ocorram no espaço sem descontinuidades, apresentando gradientes de maior ou menor intensidade.

5.5.2 Inversão pelo método de Gauss–Markov

De acordo com o anteriormente exposto a inversão Gauss–Markov pressupõe o conhecimento *a priori* da matriz de correlação do campo acústico, assim como da matriz de correlação do ruído. Como vimos em 5.4.4, uma estrutura funcional Gaussianiana da matriz de correlação do

campo acústico é genericamente assumida. A concretização da forma genérica desta matriz para um determinado ambiente depende de parâmetros tais como, as distâncias e intervalos de correlação. Estes parâmetros poderão ser estimadas a partir de alguma medições *in-situ*, provenientes por exemplo de dados de arquivo. Neste ponto convém referir que na prática dificilmente se encontram estimativas das distâncias de correlação do campo baseadas em medidas, porque tais implicariam uma importante cobertura espacial. O mais vulgar é estabelecer as distâncias de correlação empiricamente. Uma possível abordagem para a sua determinação é a utilizada em *objective analysis*, onde as distâncias de correlação são parâmetros de entrada que normalmente estão associados à importância que damos a um determinada medição no cálculo do campo num determinado ponto. Na aplicação prática desses sistemas, onde podem estar disponíveis uma grande quantidade de medições, limita-se o número máximo de medições que se consideram no cálculo do campo num ponto [85].

Outro parâmetro normalmente definido é o chamado raio de influência, em que se define que só as medições que estão até uma certa distância - o raio de influência - são utilizadas na estimação do campo no ponto de interesse. Nestas simulações utilizaremos a distância de correlação em profundidade L_z (12m) e o intervalo de correlação T (1.5 h) estimados a partir dos dados não acústicos, adquiridos na campanha INTIMATE'98 [42]. No referente ao cálculo da matriz de correlação do campo, também é necessário ter *a priori* uma estimativa da variância do campo acústico $\sigma_{\delta c}^2$, obtida a partir dos dados de CTD. A matriz de ruído também tem de ser estimada *a priori*. No nosso caso, consideraremos que a componente associada à acústica $\mathbf{R}_{n,a}$, tem a forma $\sigma_\tau^2 \mathbf{I}$, onde σ_τ^2 é a variância do erro de determinação das perturbações dos tempos de chegada. A componente $\mathbf{R}_{n,s}$ referente às medidas não acústicas consideraremos de forma $\sigma_{\delta c}^2 \mathbf{I}$, onde $\sigma_{\delta c}^2$ é a variância dos erros de medida. Como

nós utilizaremos a forma regularizada dos sistemas, então $\mathbf{R}_{n,s}$ deverá ser expressa em função da variância dos erros dos coeficientes das EOFs. Se se considerar que o ruído de medição dos diferentes coeficientes é descorrelacionado e que a energia de cada coluna da matriz de regularização \mathbf{H} é 1, então temos que $\mathbf{R}_{n,s}$ é dada por $\sigma_\alpha^2 \mathbf{I}$ e $\sigma_\alpha^2 = \sigma_{\delta c}^2$.

Antes de apresentarmos as simulações, convém realçar os dois tipos de dados que estão aqui em jogo: dados pontuais obtidos por medidas não acústicas e dados integrais obtidos pelos dados acústicos. Quando se propôs um modelo de integração de ambos os tipos de dados, implicitamente do ponto de vista teórico, subentendeu-se que a discretização era suficientemente fina para se poder considerar que cada célula é representada por um dado pontual. Das simulações anteriormente apresentadas torna-se evidente que o número de células da discretização tem de ser limitada, para que a inversão seja estável. Nos exemplos que se seguem para o cálculo da matriz de correlação do campo utilizaremos os pontos médios das células.

Seguidamente apresentaremos e discutiremos os resultados de inversões utilizando o método de Gauss-Markov para uma frente e uma depressão da termoclina iguais às apresentadas em simulações da secção anterior.

Uma frente

A frente aqui simulada é igual à caracterizada na tabela 5.1. Considera-se ainda a existência de três medições *in-situ* do campo acústico no sítio da fonte, no sítio dos captores acústicos e a 1500m da fonte. As matrizes do campo velocidade do som e ruído são caracterizadas pelos parâmetros apresentados na tabela 5.5.

Os resultados da inversão estão na tabela 5.6. A discretização utilizada foi a mesma que a considerada na tabela 5.2. As distâncias aqui têm o seguinte significado: tipo p – refere-se

Parâmetro	L_x (m)	L_y (m)	$\sigma_{\tilde{\delta c}}$ (ms ⁻¹)	$\sigma_{\tilde{\alpha}}$ (ms ⁻¹)	$\sigma_{\delta\tau}$ (s)
Valor	2500	2500	3	0.05	0.0001

Tabela 5.5: Valor atribuído a alguns parâmetros no caso da frente.

a um sítio onde foi realizada uma medição não acústica; tipo c – refere-se ao ponto médio de uma célula resultante da discretização. Note-se que na tabela 5.2 todos os pontos são deste último tipo e que aí a distância significa o início da célula. O número de chegadas utilizadas foram 25. Para cada tipo de inversão também foram calculadas as estimativas dos desvios padrão do erro de α_1 e α_2 num determinado ponto, representados por $P_{\alpha_1}^{1/2}$ e $P_{\alpha_2}^{1/2}$ respectivamente. Estes valores são as raízes quadradas da diagonal da matriz de covariância do erro \mathbf{P} .

Inv. tipo	Ponto Tipo	p	c	p	c	c	c	c	p
	r (km)	0	1	1.5	3	5	7	9	10
acústica	α_1 (ms ⁻¹)	–	-0.7	–	-0.1	4.9	10.6	11.5	–
	α_2 (ms ⁻¹)	–	0.4	–	-0.0	-1.3	-2.4	-1.7	–
	$P_{\alpha_1}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	–	2.0	–	3.1	1.9	3.1	2.3	–
	$P_{\alpha_2}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	–	6.5	–	5.5	4.6	5.4	6.3	–
<i>in-situ</i>	α_1 (ms ⁻¹)	0.0	0.0	0.0	0.2	1.3	4.9	9.2	10.0
	α_2 (ms ⁻¹)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	$P_{\alpha_1}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	0.05	0.6	0.05	4.1	9.1	9.1	4.0	0.05
	$P_{\alpha_2}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	0.05	0.5	0.05	3.2	6.9	6.9	3.1	0.05
acústica e <i>in-situ</i>	α_1 (ms ⁻¹)	0.0	0.0	0.0	0.7	4.5	9.8	11.3	10.0
	α_2 (ms ⁻¹)	0.0	0.0	0.0	-0.4	-1.9	-2.6	-1.0	0.0
	$P_{\alpha_1}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	0.05	0.4	0.05	2.1	1.7	2.0	1.6	0.05
	$P_{\alpha_2}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	0.05	0.3	0.05	1.9	4.0	4.6	2.4	0.05

Tabela 5.6: Resultados das inversões utilizando estimadores de Gauss-Markov para uma frente).

Ao analisarmos os resultados apresentados podemos concluir que:

- mesmo quando se utiliza somente a acústica o resultado obtido para o coeficiente α_2 é bastante melhor do que o encontrado na inversão em que não se considerava a correlação do campo acústico (tabela 5.2). Simultaneamente verifica-se que as estimativas da

variância do erro têm um valor maior para o parâmetro α_2 o que está de acordo com o esperado;

- no sítio em que se realizaram medições *in-situ* a variância é dada pelo erro de medida.

Note-se que isto é um caso especial em que a distância entre duas medições *in-situ* é grande e como tal a correlação entre esses pontos pequena, isto é o contributo no valor final da estimativa é pequeno. Verifica-se também que a variância do erro é maior para os pontos que estão mais afastados de um ponto onde se realiza uma medição.

- a variância dos erros é menor quando se utilizam simultaneamente os dados acústicos e as medidas *in-situ* na inversão

Uma depressão da termoclina

Este caso é análogo ao descrito anteriormente na tabela 5.3. A tabela 5.5 dá-nos, também neste exemplo, os valores dos parâmetros considerados na inversão. Na tabela 5.7 encontramos os resultados obtidos, tendo-se optado por não apresentar os pontos onde se efectuaram as medidas *in-situ*, uma vez que nesses pontos os valores invertidos e medidos são coincidentes. Note-se que neste caso, considerou-se que as medições *in-situ* se realizaram no sítio da fonte (0 km), a meio da distância de propagação (5 km) e no sítio da cadeia de hidrofonos (10 km).

Para efeitos de comparação dos resultados da inversão com as perturbações sintetizadas, a tabela 5.8 apresenta a média ponderada, em cada célula de discretização da inversão, dos coeficientes das EOFs utilizados no problema directo.

Analisando os resultados apresentados podemos dizer que:

- em todas as inversões apresentadas, a estrutura espacial da perturbação foi correcta-

Inv. Tipo	r (km)	1.25	3.75	6.25	8.75
acústica	α_1 (ms ⁻¹)	2.9	8.6	8.6	5.1
	α_2 (ms ⁻¹)	-0.9	-1.8	-1.8	-1
	$P_{\alpha_1}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	2.3	2.2	2.3	2.5
	$P_{\alpha_1}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	5.9	5.7	5.7	6.0
<i>in-situ</i>	α_1 (ms ⁻¹)	3.2	8.6	9.3	5.5
	α_2 (ms ⁻¹)	-0.8	-2.4	-2.6	-1.5
	$P_{\alpha_1}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	4.4	4.4	4.4	4.4
	$P_{\alpha_2}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	3.3	3.4	3.4	3.3
acústica e <i>in-situ</i>	α_1 (ms ⁻¹)	2.8	8.7	8.8	5.0
	α_2 (ms ⁻¹)	-0.8	-2.4	-2.6	-1.5
	$P_{\alpha_1}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	1.7	1.8	1.8	1.7
	$P_{\alpha_2}^{1/2}$ (ms ⁻¹)	3.1	3.2	3.2	3.1

Tabela 5.7: Resultados das inversões utilizando estimadores de Gauss-Markov para uma depressão da termoclina.

r (km)	1.25	3.75	6.25	8.75
α_1 (ms ⁻¹)	2.3	6.4	9.4	5.8
α_2 (ms ⁻¹)	-0.6	-1.8	-2.7	-1.6

Tabela 5.8: Média ponderada dos coeficientes das EOF da depressão da termoclina (apresentados na tabela 5.3) nas células de discretização do problema inverso. "r" representa o centro da célula de discretização do problema inverso.

mente inferida;

- o maior erro absoluto ($\approx 5\%$) de inversão dos diferentes coeficientes em relação ao intervalo de variação considerado (de -20 a 20 ms⁻¹ para α_1 e de -10 a 10 ms⁻¹ para α_2), verifica-se para a célula com centro em 3.75 km. Nessa célula ocorre a maior perturbação localizada: existe um salto de α_1 de 3.7 para 7.7 ms⁻¹ aos 3.3 km, o que é uma descontinuidade semelhante a uma frente;
- a particular localização das medições *in-situ*, equiespaçadas, determinam que a variância do erro das estimativas sejam muito próximas (ou mesmo nalguns casos iguais se considerarmos os arredondamentos) em todas as células para um mesmo coeficiente. Note-se, que ainda assim, a menor variância do erro da estimativa verifica-se quando se considera

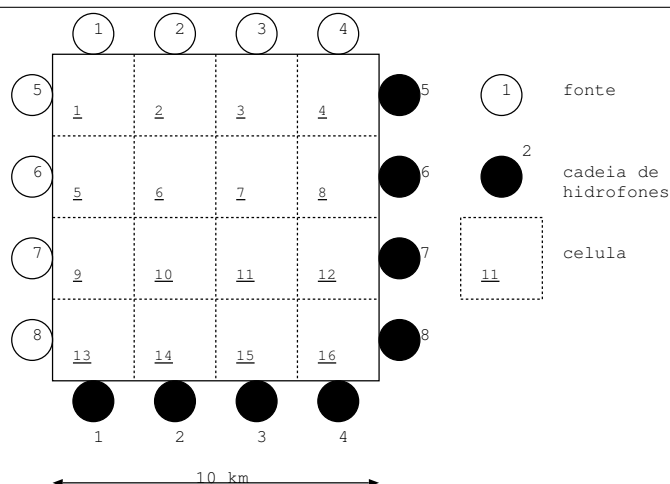


Figura 5.2: Geometria de propagação utilizado na caso de várias fontes e cadeias de hidrofones.

os dados acústicos e as medições *in-situ* simultaneamente.

5.6 Simulações: Sistema com várias fontes e cadeias de hidrofones

Nesta secção iremos abordar uma situação em que as fontes/receptores estão dispostas num quadrado (ver figura 5.2), com 10 km de lado, e está discretizado no plano horizontal em 16 células de dimensões iguais. As cadeias de hidrofones são constituídas por 4 elementos às profundidades de 74 m, 84 m, 94 m e 104 m. A profundidade da coluna de água é 146 m.

Na configuração considerada existem oito fontes dispostas em dois lados do quadrado e oito cadeias de hidrofones colocadas nos lados opostos. Nestas simulações as inversões são obtidas apenas para os raios que se propagam entre uma fonte e a cadeia de hidrofones que lhe está oposta (ambos estão identificados pelo mesmo algarismo). Do mesmo modo que nas simulações anteriores, as perturbações são representadas pelas duas primeiras EOFs descritas em 3.2.1. Também nas inversões utilizaremos um sistema regularizado pelas mesmas EOFs. Estas simulações são extensões para o plano horizontal das perturbações tratadas

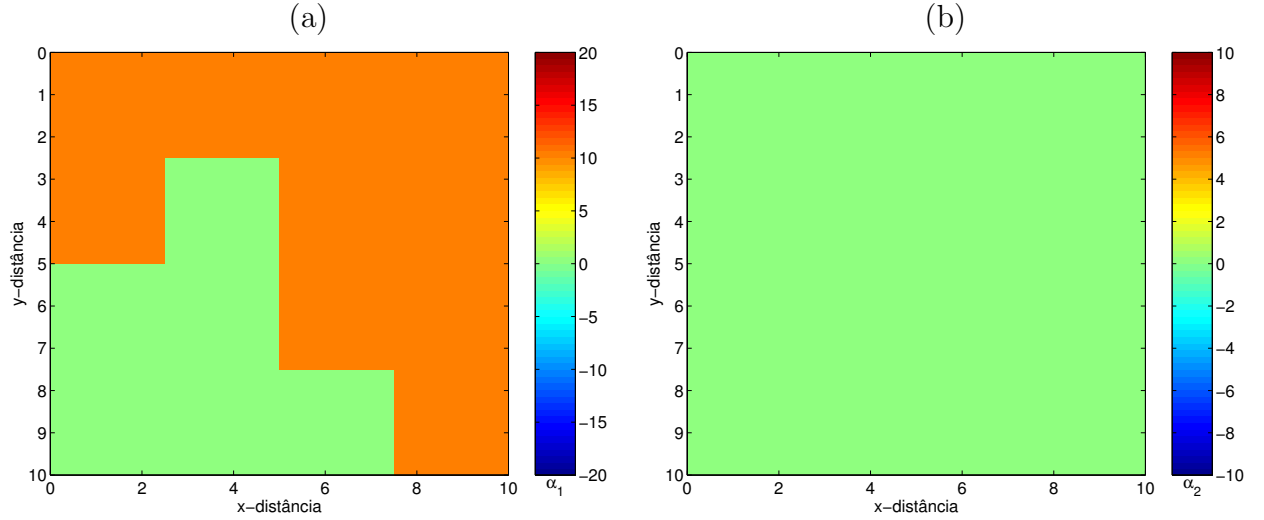


Figura 5.3: Frente simulada no plano horizontal: a) coeficientes da primeira EOF (α_1), b) coeficientes da segunda EOF (α_2).

anteriormente ao longo de uma linha: uma frente e uma perturbação da termoclina. Uma vez que a dependência do número de raios incluídos na inversão, e da discretização escolhida foi já abordada, nestas simulações limitar-nos-emos a evidenciar a problemática da inversão no espaço.

5.6.1 Inversão de uma frente

A frente simulada é caracterizada pela existência de duas zonas distintas onde os coeficientes da primeira EOF, α_1 tomam os valores 10 e 0. Nesta simulação consideramos que o coeficiente da segunda EOF não é perturbado, ou seja toma sempre o valor 0. A figura 5.3 ilustra a situação descrita.

As inversões que se seguem foram obtidas a partir de um pequeno grupo de raios entre cada par emissor-cadeia de hidrofones: 4 por hidrofone, totalizando 16.

A figura 5.4 apresenta os resultados da inversão por mínimos quadráticos. Pode-se observar que neste caso simulado, sem a presença de ruído, mas com recurso a um número reduzido de raios, o resultado da inversão é muito próximo dos valores aplicados no pro-

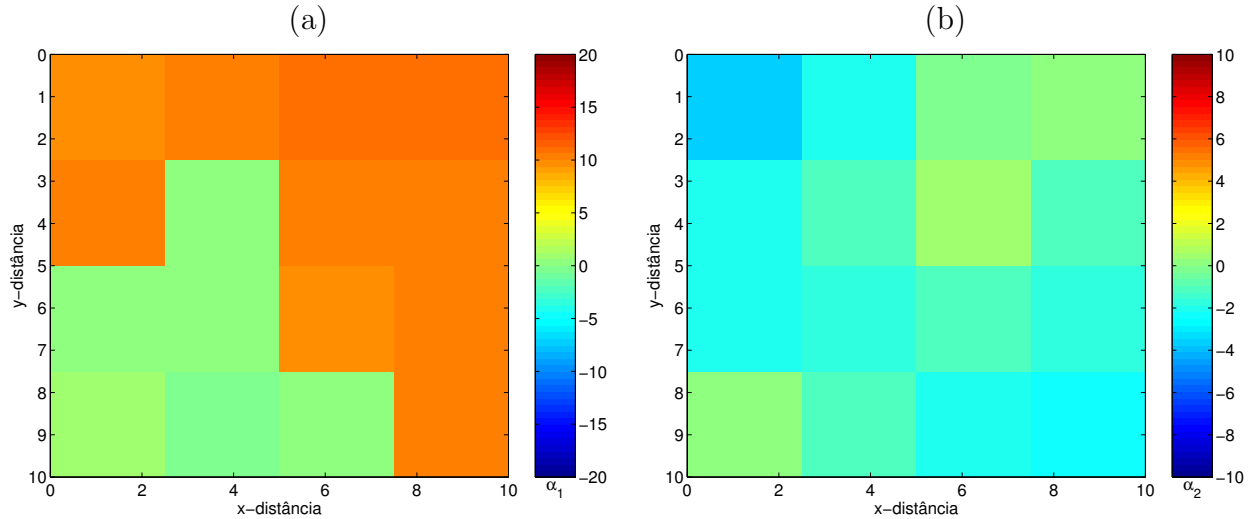


Figura 5.4: Inversão de uma frente por mínimos quadráticos: a) coeficientes da primeira EOF (α_1), b) coeficientes da segunda EOF (α_2).

blema directo. Tal como observamos anteriormente, a inversão dos coeficientes da segunda EOF, α_2 apresenta um erro maior (por comparação com a figura 5.3).

Vejamos de seguida os resultados das inversões pelo método de Gauss-Markov, a partir do mesmo conjunto de raios que os utilizados na inversão por mínimos quadráticos. Nestas inversões utilizaremos os parâmetros já apresentados na tabela 5.5 para as distâncias de correlação e variâncias do campo velocidade acústica e ruídos. Os resultados da inversão, considerando unicamente os dados acústicos, assim como as respectivas estimativas do desvio padrão do erro, podem ser observadas na figura 5.5

A primeira conclusão que podemos retirar da análise dos resultados é que, a incerteza da estimativa obtida para os coeficientes da segunda EOF é elevada, traduzida por a estimativa do desvio padrão médio que lhe está associado apresentar valores elevados (figura 5.5d)). Ainda assim, podemos verificar que o resultado das inversões destes coeficientes, α_2 (figura 5.5), é muito próximo do simulado (figura 5.3b)) e bastante melhor dos que resultaram da aplicação do método de mínimos quadráticos (figura 5.4). Este facto, poderá ser simplesmente consequência dos valores simulados para α_2 serem 0 em todo o espaço. No caso a

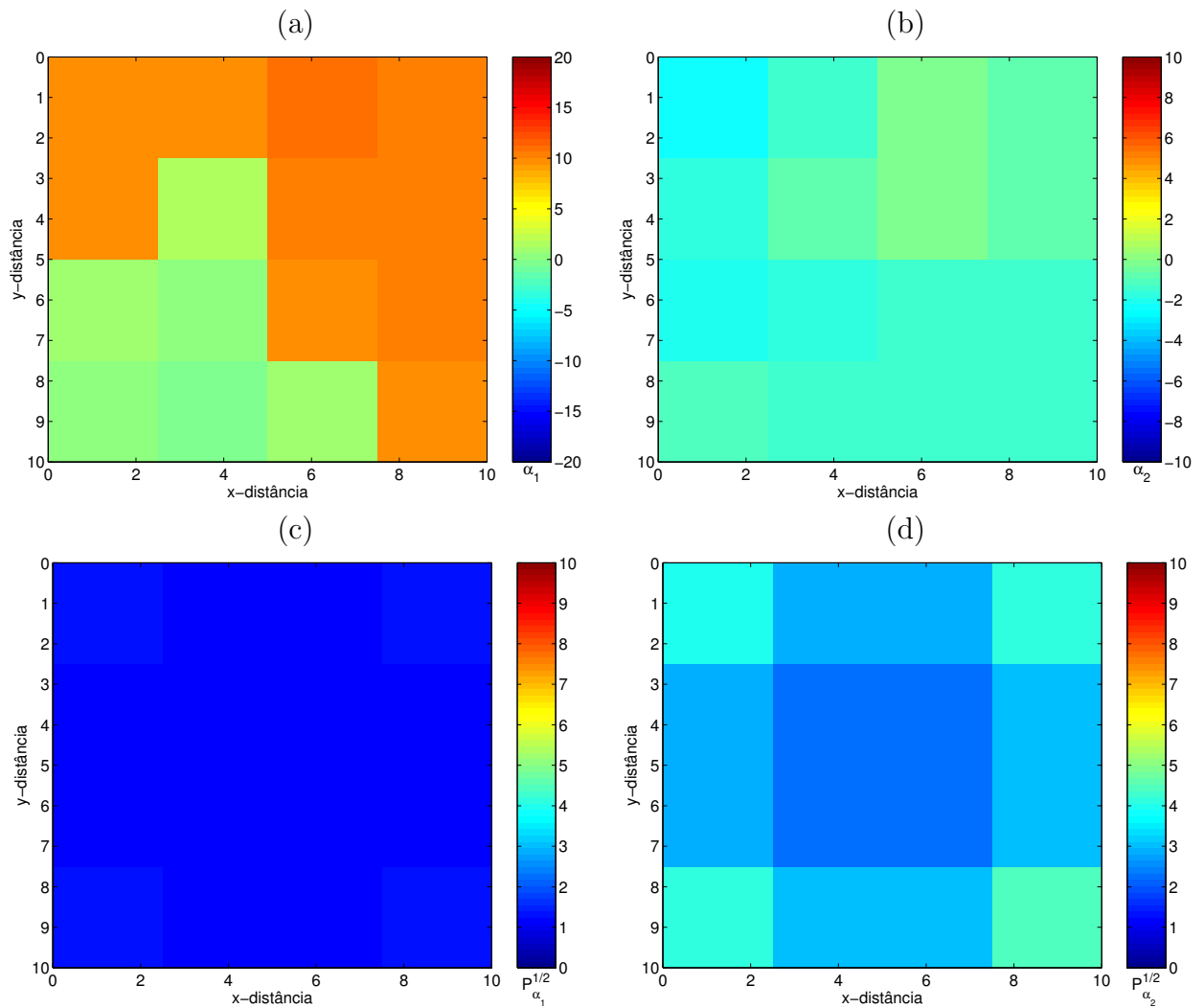


Figura 5.5: Inversão de uma frente pelo método de Gauss-Markov, utilizando só dados acústicos. Valores invertidos dos coeficientes da primeira EOF (α_1) a) e estimativa do desvio padrão do seu erro ($P_{\alpha_1}^{1/2}$) c). Valores invertidos dos coeficientes da segunda EOF (α_2) b) e estimativa do desvio padrão do respectivo erro ($P_{\alpha_2}^{1/2}$) d).

apresentar na próxima secção, em que ocorre uma perturbação deste coeficiente no espaço, constataremos que o acima descrito já não se observa. Em relação a α_1 (figura 5.5a)), nota-se que a estrutura espacial da perturbação foi correctamente invertida, observando-se todavia um efeito de alisamento na região fronteira das duas zonas de perturbação. Esse efeito é devida à matriz de correlação da velocidade do som que se considerou na inversão, a qual tende a filtrar as perturbações bruscas.

Analiseemos de seguida as estimativas que se obtêm quando se consideram unicamente os medições não acústicas (figura 5.6). Neste caso considerou-se a existência de medidas directas em 3 pontos de coordenadas $(x,y):(1.25,0)$, $(10,3.75)$ e $(3.75, 10)$. Estes pontos encontram-se nas células 1, 8, 14 e estão representados na figura por ”*“.

Como era esperado, devido ao reduzido número de pontos no espaço considerados, não é possível estimar a estrutura espacial da perturbação. Isso mesmo se conclui da análise das estimativas do desvio padrão do erro da inversão (figura 5.6c) e d) que apresenta valores altos denotando uma incerteza elevada. Note-se que nas células onde foram realizadas medições a incerteza embora menor é muito elevada, tal deve-se ao facto de na inversão se considerar os centros da células: a distância destes ao local das medições é grande, tendo em atenção as distâncias de correlação consideradas. No caso de nos interessarmos por um determinado ponto onde foi realizada uma medida, verificaríamos que nesse ponto o erro de inversão é praticamente coincidente com o erro de medida, uma vez que as outras medidas quase não contribuem para o resultado, dada a distância em que ocorrem. Do mesmo modo, o valor invertido no ponto em que se realizou uma medida directa é igual ao valor medido. Tais factos foram já comentados na secção dedicada às simulações bidimensionais.

Os resultados das inversões que englobam os dados acústicos e não acústicos estão vi-

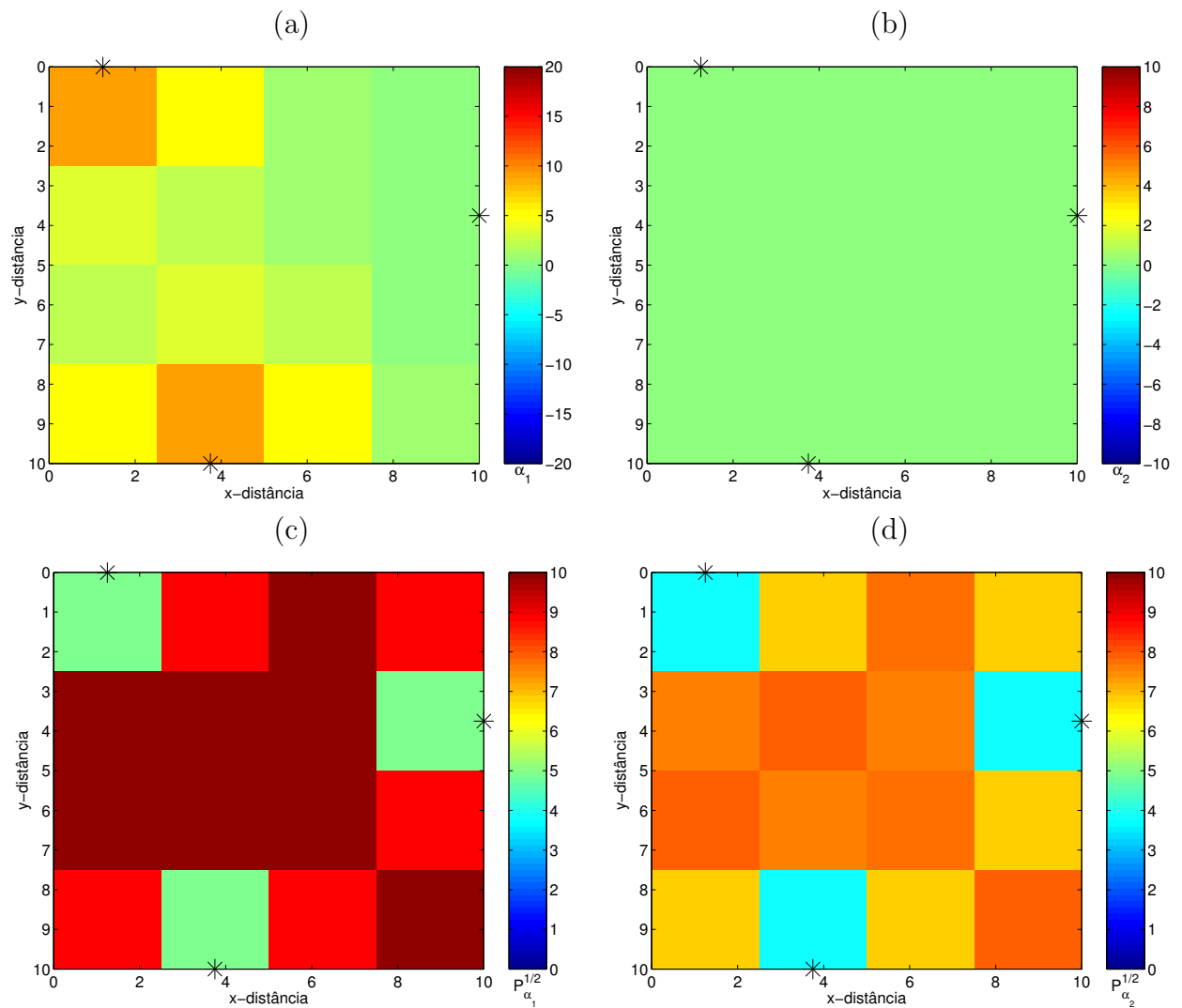


Figura 5.6: Inversão de uma frente pelo método de Gauss-Markov, utilizando só dados de medições *in-situ*. Os ”*” representam o local onde se efectuaram as medições directas. Valores invertidos dos coeficientes da primeira EOF (α_1) a) e estimativa do desvio padrão do seu erro ($P_{\alpha_1}^{1/2}$) c). Valores invertidos dos coeficientes da segunda EOF (α_2) b) e estimativa do desvio padrão do respectivo erro ($P_{\alpha_2}^{1/2}$) d).

sualizados na figura 5.7. Comparando estes resultados com os apresentados anteriormente, calculados pelo método de Gauss–Markov recorrendo exclusivamente aos dados acústicos (figura 5.5) verifica-se que são muito idênticos. Isso deve-se ao facto desse tipo de dados serem obtidos em poucos pontos e assim a informação vem essencialmente dos dados acústicos.

Embora as medições *in-situ* tenham neste caso pouca influência no resultado da inversão, devida à já referida fraca cobertura espacial, é de esperar que se esta aumentar a incerteza das estimativas diminua.

5.6.2 Uma depressão da termoclina

A depressão da termoclina, aqui simulada, caracteriza-se pela existência de uma variação ligeira entre células adjacentes, ao contrário do exemplo anterior em que na fronteira entre os dois meios a variação era brusca. Define-se assim uma variação espacial, com mais níveis e com variações "suaves" entre níveis. A estrutura espacial da depressão, representada pelas duas primeiras EOFs está ilustrada na figura 5.8. Como podemos verificar na figura, simulou-se a existência de uma forte correlação entre a distribuição espacial dos coeficientes da primeira EOF, e os da segunda EOF: nos dados reais da experiência INTIMATE'98, embora no tempo, observou-se uma forte correlação da mesma indole em alguns segmentos dos dados não acústicos – 3.2.1.

Os resultados das inversões pelo método dos mínimos quadráticos e Gauss–Markov, a partir exclusivamente dos dados acústicos encontram-se na figura 5.9. Tal como no exemplo da frente consideraram-se 16 raios na inversão (4 por hidrofone). Na caso da inversão por Gauss–Markov assumiu-se que as características do campo e ruído eram idênticas às anteriormente utilizadas (tabela 5.5).

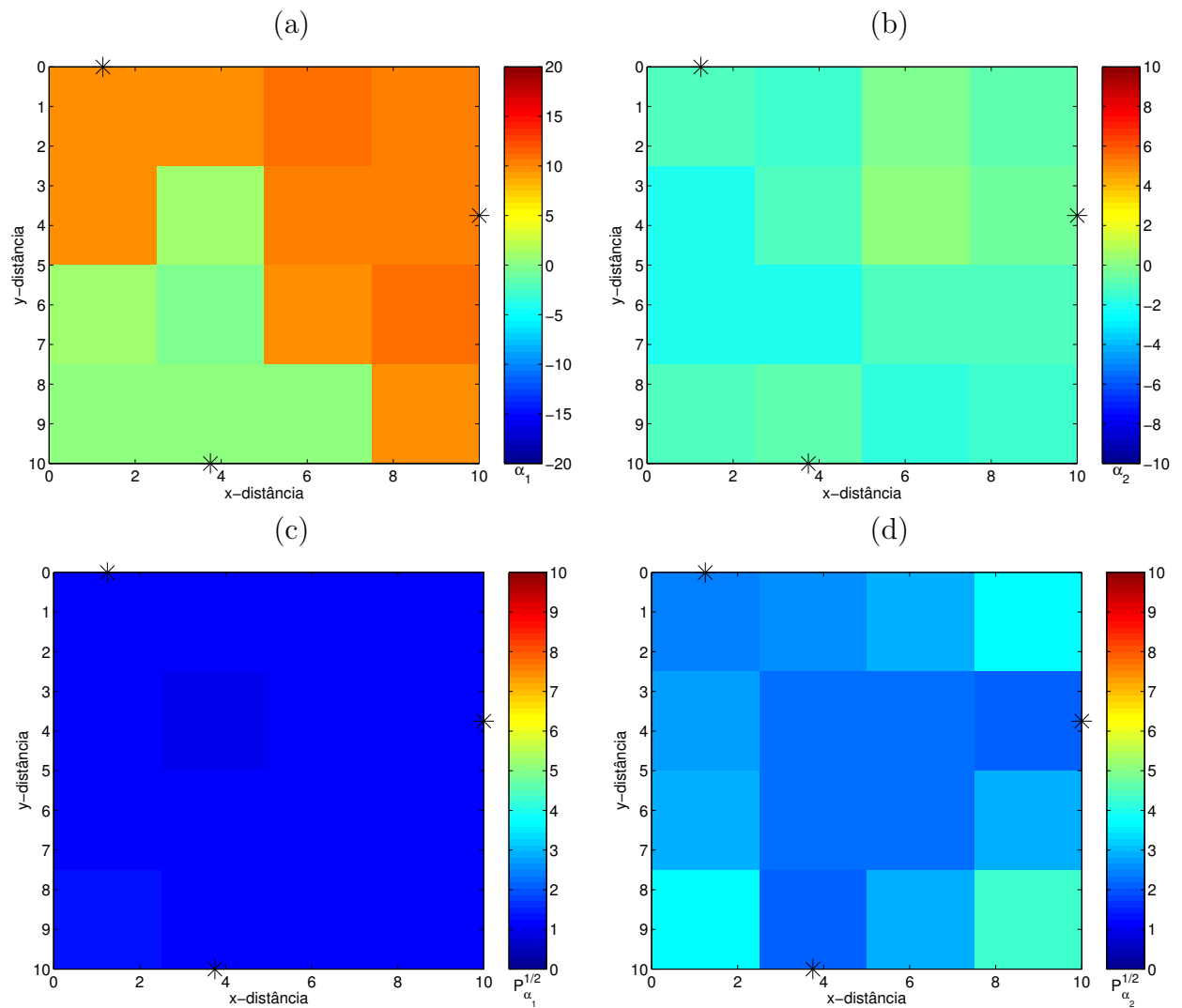


Figura 5.7: Inversão de uma frente pelo método de Gauss-Markov, utilizando dados acústicos e dados de medições *in-situ*. Os "*" representam o local onde se efectuaram as medições directas. Valores invertidos dos coeficientes da primeira EOF (α_1) a) e estimativa do desvio padrão do seu erro ($P_{\alpha_1}^{1/2}$) c). Valores invertidos dos coeficientes da segunda EOF (α_2) b) e estimativa do desvio padrão do respectivo erro ($P_{\alpha_2}^{1/2}$) d).

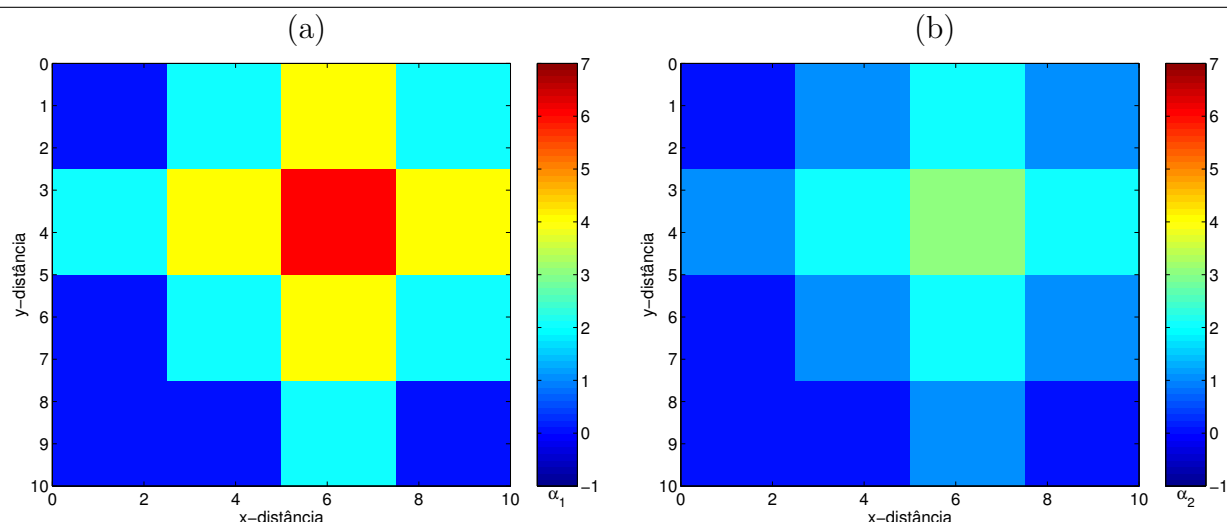


Figura 5.8: Perturbação da termoclina simulada no plano horizontal: a) coeficientes da primeira EOF (α_1), b) coeficientes da segunda EOF (α_2).

Dos resultados obtidos podemos dizer que a estrutura da perturbação foi perfeitamente invertida, inclusive para a segunda EOF. O erro é menor do que no caso de uma frente, por não se verificarem transições bruscas entre células. Pela mesma razão o efeito de alisamento que se constatou no caso anterior aqui não é visível. A constatação de que a inversão da estrutura da perturbação é melhor nesta simulação que na anterior é positivo, uma vez que se espera que no oceano as perturbações não apresentem "descontinuidades" no espaço e haja sempre uma zona de transição.

A inclusão de medidas *in-situ* na inversão de forma semelhante ao caso da frente (três pontos) tem os mesmos efeitos: utilizadas independentemente não permitem inverter a estrutura da perturbação. Também a matriz de covariância dos erros das estimativas, são semelhantes às consideradas para o caso de uma frente, uma vez que as matrizes de observação, de covariância do campo de velocidade do som e do ruído têm a mesma estrutura.

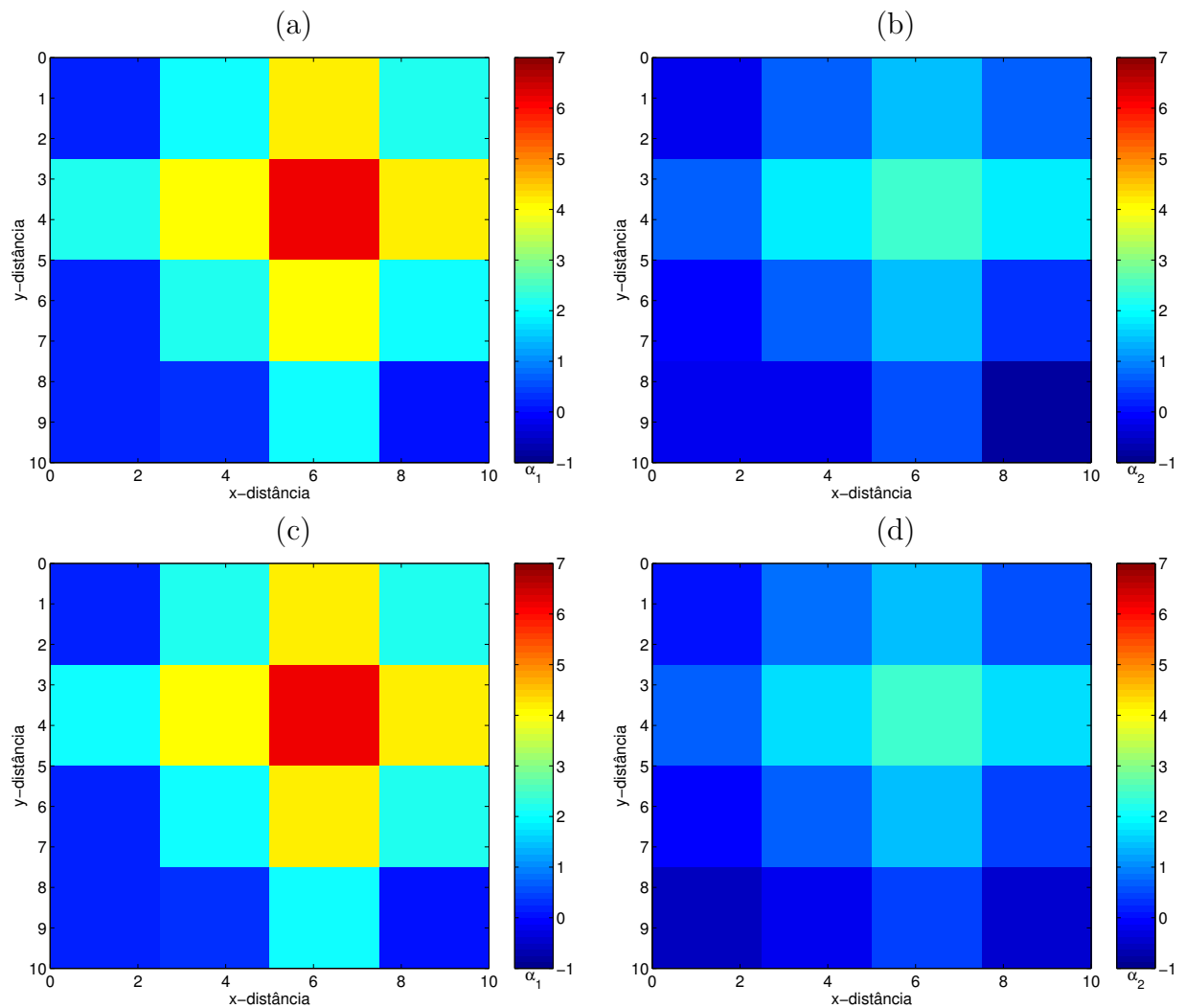


Figura 5.9: Inversão de uma depressão da termoclina a partir de dados acústicos exclusivamente. Inversão por mínimos quadráticos: a) coeficientes da primeira EOF (α_1) invertidos b) coeficientes da segunda EOF (α_2). Inversão por Gauss-Markov c) coeficientes da primeira EOF (α_1) invertidos d) coeficientes da segunda EOF (α_2)

5.6.3 Mapeamento espacial de uma perturbação com uma fonte rebocada

Na secção anterior demonstrou-se a possibilidade de inversão de perturbações espaciais da velocidade do som com recurso a vários hidrofones e várias cadeias de hidrofones. No oceano, a implementação de um tal sistema acústico, seria difícil pela quantidade de recursos nela envolvidos. Nessa inversão não utilizamos todas os caminhos de propagação acústicos hipoteticamente possíveis, uma vez que se considerou unicamente a propagação entre cada uma das fontes e a cadeia de hidrofones no lado contrário. Desse modo, se a perturbação fosse estacionária, o sistema de observação poderia ser implementado virtualmente por uma fonte e um cadeia de hidrofones, os quais se deslocariam pelos lados do quadrado opostos. Se a utilização de fontes rebocadas é frequente em experiências de acústica submarina, já o deslocamento das cadeias de hidrofones verticais entre pontos de observação predeterminados não o é, sendo tecnicamente inviável com os sistemas comumente utilizados.

Um exemplo de configuração realizável para observação de perturbações no espaço consiste na utilização de uma fonte rebocada e duas cadeias de hidrofones fixas.

A figura 5.10 ilustra os caminhos de propagação que se podem considerar num tal sistema, supondo que as cadeia de hidrofones estão localizadas nas posições simbolizadas por \bigcirc e a fonte emite em vários pontos dos lados do quadrado de observação representados por um \times .

Um exemplo simulado da inversão de uma frente, utilizando o esquema anterior é apresentado na figura 5.11. Os parâmetros relacionados com a definição das matrizes de ruído e de correlação do campo de velocidades do som foram os utilizados anteriormente, definidos na tabela 5.5.

Da análise dos resultados, podemos dizer que estes estão em linhas com as simulações

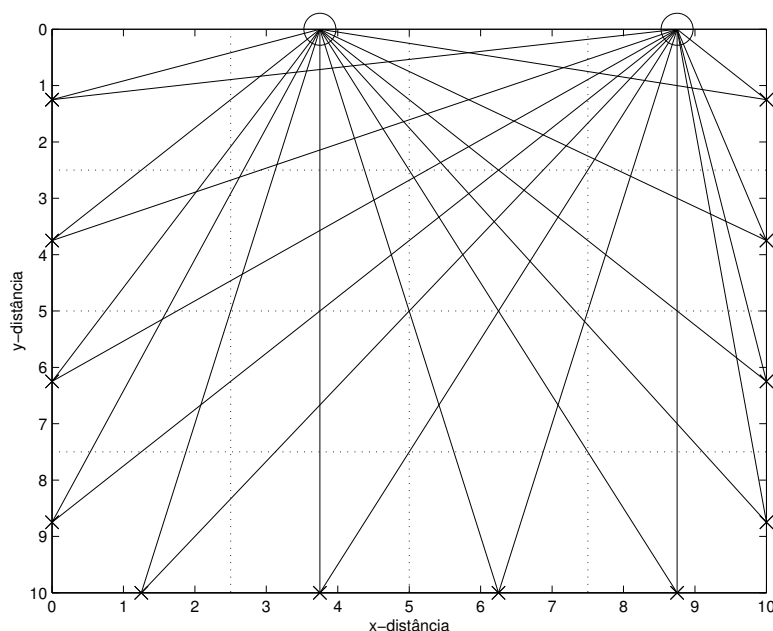


Figura 5.10: Caminhos de propagação acústica considerados para um sistema com uma cadeia de hidrofones fixa e uma fonte que se desloca entre vários pontos (representados por \times) do lado de um quadrado e duas cadeias fixas(\bigcirc)

anteriores – a estrutura da perturbação é bem resolvida no que se refere à primeira EOF e fracamente resolvida no caso da segunda EOF –, como tal optou-se por apresentar unicamente os valores invertidos pelo método de Gauss-Markov e respectivas estimativas de erro. Refira-se ainda, que com um sistema de uma única cadeia de hidrofones e uma fonte rebocada nos mesmos moldes é possível inverter a estrutura da perturbação.

5.6.4 Mapeamento espacial de uma perturbação a partir de inversões independentes da distância

Nas secções anteriores, analisou-se em várias situações hipotéticas, a possibilidade de estimar a estrutura espacial de uma perturbação. Concluiu-se que na maioria dos casos apresentados é possível resolver a estrutura espacial da perturbação, pelo menos a componente associada ao modo mais energético – a primeira EOF. Uma das condições para se poderem realizar as inversões é de se conhecerem os tempos de propagação absolutos com um erro inferior a 1ms.

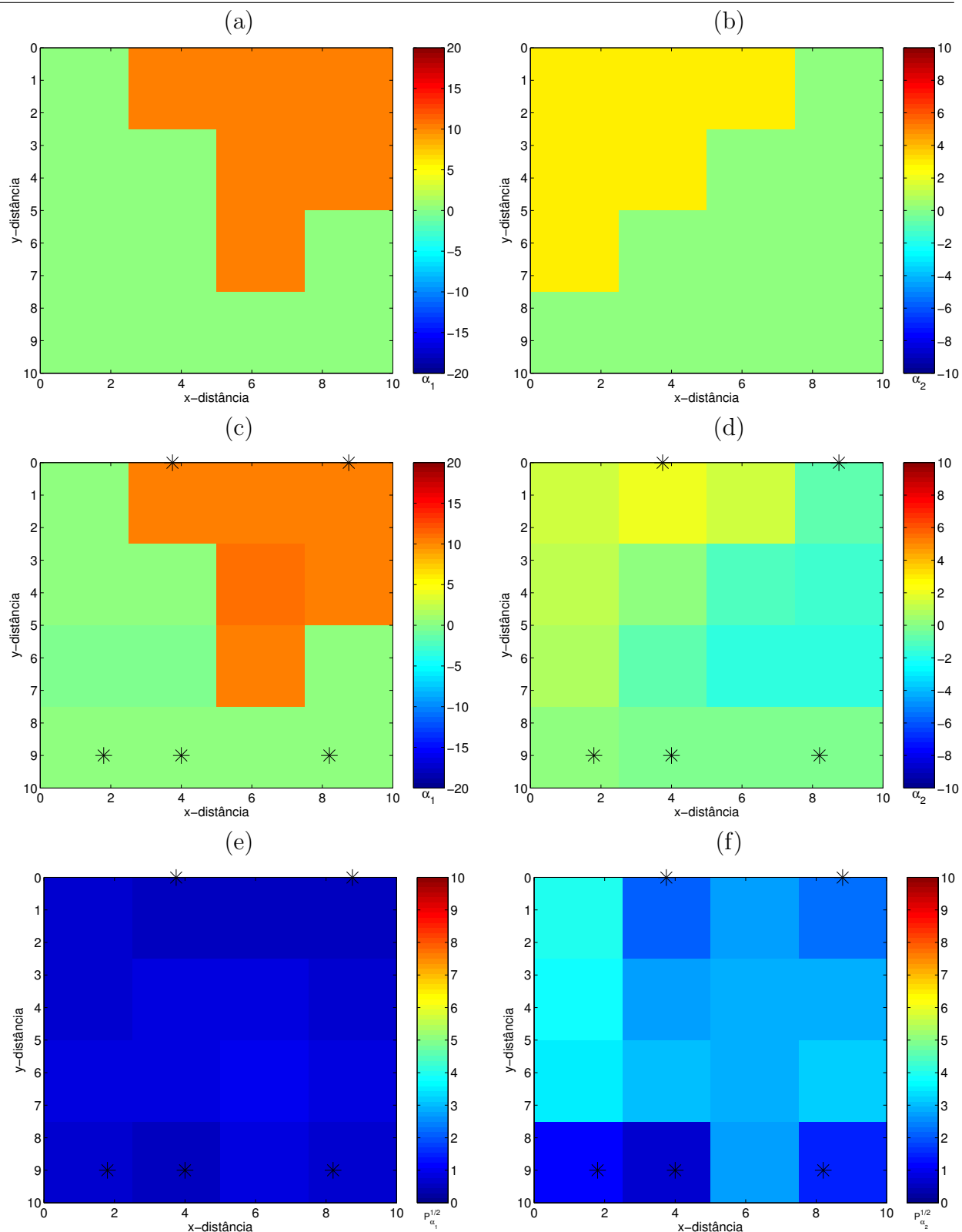


Figura 5.11: Inversão de uma frente baseado num sistema com fonte rebocada e 2 cadeias de hidrofones. Valores da perturbação simulada: coeficientes da primeira EOF (α_1) a), e da segunda EOF (α_2) b). Resultados da inversão pelo método de Gauss-Markov: primeiro coeficiente da EOF (α_1) c), e estimativa do desvio padrão do erro ($P_{\alpha_1}^{1/2}$) e); segundo coeficiente da (α_2) d), e estimativa do desvio padrão do erro ($P_{\alpha_2}^{1/2}$). Os pontos assinalados a ”*” representam medições *in-situ*.

Isto impõe especificações no sistema de sincronismo e posicionamento da fonte/hidrofonos que são difíceis de conseguir, mormente em sistemas com fontes rebocadas e cadeias de hidrofonos derivantes. Uma forma de relaxar as imposições sobre o sistema de aquisição seria utilizar num primeiro estágio um procedimento para inverter a perturbação média global entre o emissor e os hidrofonos, onde alguns parâmetros tais como a localização dos sensores fossem parâmetros da inversão. Um segundo estágio consistiria em estimar a estrutura espacial da perturbação, com base nos valores médios obtidos anteriormente, para diferentes caminhos na área de interesse.

A inversão por semelhança de campo, abordada no capítulo anterior pode ser considerada no primeiro estágio, pois ela permite estimar a perturbação média da velocidade do som no eixo de propagação fonte/hidrofonos, sem necessidade da existência de um sistema de marcação dos tempos de propagação, e permitindo ainda um certo grau de incerteza no posicionamento da fonte/hidrofonos (ao nível do erro dado pelo GPS e sensores de profundidade), que são incluídos como parâmetros da inversão. A tabela 5.9 apresenta os resultados de algumas simulações onde se pode testar da capacidade do referido método na inversão da perturbação média num determinado eixo de propagação. Na referida tabela também podemos encontrar os resultados obtidos por TTC e a média ponderada dos valores simulados. O meio de simulação simulado é caracterizado por dois ambientes: um entre a fonte e os 5km e o outro desde esta distância até á cadeia de hidrofonos (10.45 km). Considerou-se a fonte a uma profundidade de 74 m e utilizaram-se os hidrofonos às profundidades de 74 m, 84 m, 94 m e 104 m, como nas simulações anteriores.

Os resultados apresentados levam-nos a concluir que o valor médio do coeficiente α_1 é encontrado com um pequeno erro, da mesma ordem de grandeza, quer utilizando inversão

caso	coeficientes	simulado		média	MFP	TTC
1	α_1 (ms ⁻¹)	10	0	4.8	4.8	5.0
	α_2 (ms ⁻¹)	0	0	0	4.8	-2.2
2	α_1 (ms ⁻¹)	8	-8	-0.3	0.9	-0.32
	α_2 (ms ⁻¹)	0	0	0	-4.2	6.1
3	α_1 (ms ⁻¹)	20	10	14.8	14.3	15.2
	α_2 (ms ⁻¹)	0	0	0	0.97	-5.0
4	α_1 (ms ⁻¹)	10	20	15.2	15.5	15.7
	α_2 (ms ⁻¹)	0	0	0	-2.3	-5.2

Tabela 5.9: Resultados da inversão independente da distância, quando o ambiente apresenta dependência com a distância. O ambiente simulado tem duas zonas, cada uma delas caracterizada por um conjunto de valores das EOF, a primeira compreende o segmento da fonte até 5km, a segunda vai desde os 5 km até à cadeia de hidrofones (10.45 km). A coluna "média" apresenta a média ponderada dos coeficientes das EOF para os segmentos do ambiente; "MFP" são os valores invertidos por semelhança de campo; e "TTC" os valores invertidos por tomografia de tempos de chegada.

por semelhança de campo, quer TTC. Os valores obtidos para α_2 apresentam, na maioria dos casos, grandes erros, independentemente do método de inversão considerado.

Nos casos em que o sistema de aquisição forneça informação de sincronismo fonte/emissor, a inversão da estrutura espacial da perturbação poderá, ainda assim, ter de ser realizada em dois estágios. A inversão num único estágio utilizando o esquema anteriormente preconizado pode ser instável. Nessa situação o primeiro estágio seria uma inversão independente da distância que daria o valor médio da perturbação.

Debrucemo-nos agora, sobre o segundo estágio da inversão, cuja finalidade recordemos, é estimar a distribuição espacial da perturbação a partir das estimativas médias ao longo de vários caminhos de propagação obtidas anteriormente. Assumindo um modelo linear e conhecendo-se as estimativas do primeiro estágio $\tilde{\alpha}$ (considera-se aqui o problema regularizado pelas EOF) e o erro de inversão \mathbf{n}_{inv} caracterizado pela matriz de covariância do erro $\mathbf{R}_{\tilde{\alpha}}$, então o segundo estágio pode-se escrever como

$$\tilde{\alpha} = \mathbf{L}\alpha_i + \mathbf{n}_{inv}, \quad (5.30)$$

onde \mathbf{L} é a matriz de observação e $\boldsymbol{\alpha}_i$ é o vector dos coeficientes que se pretendem estimar (um conjunto de coeficientes para cada célula). Sem prejuízo de generalização, se se considerar que as perturbação são representadas por um único coeficiente, então o número de linhas de \mathbf{L} será igual ao número de eixos de propagação considerados no primeiro estágio. O número de colunas de \mathbf{L} será em qualquer dos casos igual ao número de células da discretização pretendida para o plano horizontal.

Ignorando o ruído, considerando K o número de células na discretização e

$$\boldsymbol{\alpha}_i = [\alpha_1, \dots, \alpha_k, \dots, \alpha_K]^T$$

a linha referente à inversão j do primeiro estágio pode ser no sistema (5.30) escrita como

$$\tilde{\alpha} = l_{j,1}\alpha_1 + \dots + l_{j,k}\alpha_k + \dots + l_{j,K}\alpha_K. \quad (5.31)$$

Uma forma possível de determinar os diferentes coeficientes $l_{j,k}$ é, assumindo um modelo de raios, considerar que eles representam o peso dos raios que passam pela célula k em relação a todos os utilizados na inversão de primeiro estágio. Consideremos então, uma matriz de observação regularizada $\mathbf{E}_r^{(j)}$, por um único parâmetro α que considera N raios e K células.

De acordo com o exposto na secção 5.3.3 esta é definida por

$$\mathbf{E}_r^{(j)} = \begin{bmatrix} e_{r1,1}^{(1)} & \dots & e_{rk,1}^{(1)} & \dots & e_{rK,1}^{(1)} \\ & & \vdots & & \\ e_{r1,1}^{(i)} & \dots & e_{rk,1}^{(i)} & \dots & e_{rK,1}^{(i)} \\ & & \vdots & & \\ e_{r1,1}^{(N)} & \dots & e_{rk,1}^{(N)} & \dots & e_{rK,1}^{(N)} \end{bmatrix}. \quad (5.32)$$

O coeficiente $l_{j,k}$ é então expresso por

$$l_{j,k} = \frac{\sum_{i=1}^N e_{rk,1}^{(i)}}{\sum_{m=1}^K \sum_{i=1}^N e_{rm,1}^{(i)}}. \quad (5.33)$$

A extensão do sistema para o caso de a velocidade do som ser representada por mais do que uma EOF é simples, aplicando-se o mesmo método para cada uma delas. Por sua vez as

medições *in-situ* podem ser incluídas na inversão de forma semelhante à apresentada em 5.4.

Também na inversão do sistema podemos aplicar os métodos utilizados até ao momento.

A figura 5.12 apresenta os resultados da inversão da perturbação descrita na secção anterior, utilizando a mesma geometria fonte/cadeia de hidrophones, mas aplicando a técnica ora descrita. Num primeiro estágio utilizou-se uma inversão independente da distância por TTC.

Pode-se observar que a estrutura da perturbação associada à primeira EOF foi resolvida por esta inversão. Nota-se todavia uma zona de transição entre a área perturbada (a laranja) e não perturbada (a verde), com valores intermédios. A razão de aparecer esta transição, está relacionada com o maior peso da matriz de correlação da velocidade do som, relativamente à matriz de covariância do erro da inversão independente da distância. Neste caso assumiu-se que os erros são descorrelacionados com variância σ_{inv}^2 igual a 4 para os coeficientes da primeira EOF e 16 para os coeficientes da segunda EOF.

Como seria de esperar, pelas razões já invocadas anteriormente os resultados da inversão da perturbação da segunda EOF são piores.

Um dos problemas que surge na implementação deste método está relacionado com o conhecimento da matriz de covariância do erro resultante da inversão independente da distância, especialmente quando se utiliza nesse primeiro estágio inversão por semelhança de campo. Uma opção possível para resolver este problema é utilizar os métodos de análise do erro de inversão, baseados no cálculo das suas distribuições *a posteriori* proposto inicialmente por Gerstoft [51] e descrito no apêndice II. Para as inversões por semelhança de campo apresentadas na tabela 5.9 os desvios padrão $\sigma_{\alpha_1}^{(p)}$ e $\sigma_{\alpha_2}^{(p)}$, calculados segundo as distribuições *a posteriori*, encontram-se na tabela 5.10. Estes valores são semelhantes aos utilizados na

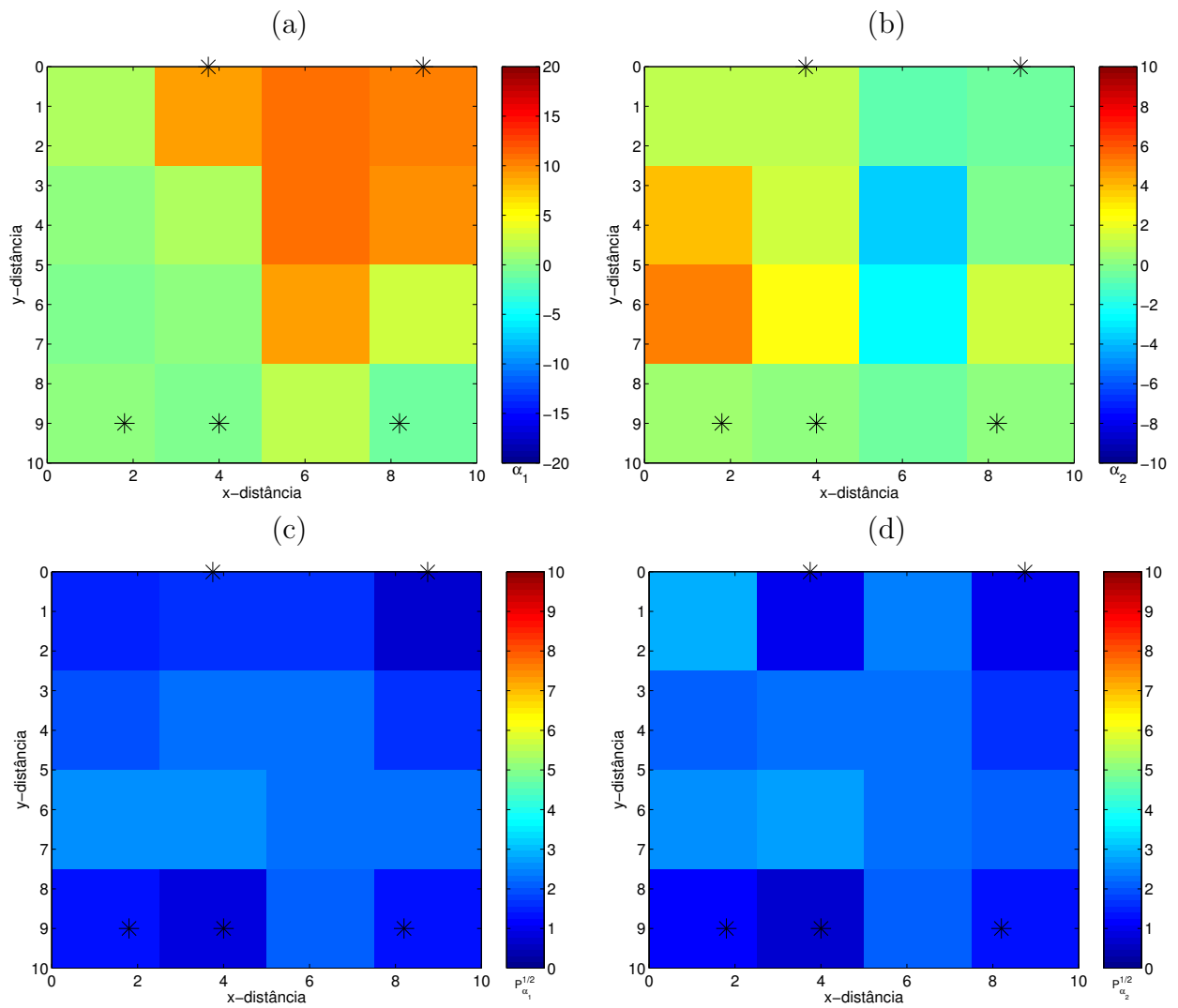


Figura 5.12: Inversão da perturbação descrita na secção anterior utilizando 2 estágios. Resultados da inversão pelo método de Gauss-Markov: primeiro coeficiente da EOF (α_1) a), e estimativa do desvio padrão do erro ($P_{\alpha_1}^{1/2}$) c); segundo coeficiente da (α_2) b), e estimativa do desvio padrão do erro ($P_{\alpha_2}^{1/2}$) d). Os pontos assinalados a ”*” representam medições *in-situ*.

caso	1	2	3	4
$\sigma_{\alpha_1}^{(p)} (\text{ms}^{-1})$	2.4	2.3	1.6	1.6
$\sigma_{\alpha_2}^{(p)} (\text{ms}^{-1})$	3.0	2.0	2.6	3.0

Tabela 5.10: Desvio padrão calculados das distribuições *a posteriori* referentes às inversões apresentadas na tabela 5.9

anterior inversão, como variância do ruído de inversão.

A matrix de covariância $\mathbf{R}_{\tilde{\alpha}}$ poderia ser aproximada por

$$\mathbf{R}_{\tilde{\alpha}} = \begin{bmatrix} \sigma_{\alpha_1}^{(p)} & 0 \\ 0 & \sigma_{\alpha_2}^{(p)} \end{bmatrix} \quad (5.34)$$

se considerarmos que as estimativas são descorrelacionadas. As distribuições *a posteriori* dão-nos também as covariâncias entre os diferentes parâmetros de inversão, que se forem significativas poderemos incluir em $\mathbf{R}_{\tilde{\alpha}}$.

Algum cuidado é necessário na interpretação dos resultados, obtido pelo método acima descrito, uma vez que não é garantido que o ruído seja gaussiano, um pressuposto para a utilização de Gauss-Markov. O resultado deverá ser interpretado à luz do método dos mínimos quadráticos ponderados [111], representando as diferentes matrizes de covariância o conhecimento que nós temos da "incerteza" de cada "informação" que introduzimos no esquema de inversão. A matriz das estimativa da variância da inversão \mathbf{P} , não tem valor estatístico, mas ainda assim representa a "incerteza" do resultado de acordo com o nosso conhecimento anterior.

5.7 A aplicabilidade do método de assimilação aos dados reais da campanha INTIMATE'98

No capítulo 3, descrevemos os dados acústicos e não acústicos adquiridos durante a campanha INTIMATE'98, onde encontramos evidência da existência de ondas internas não li-

neares, as quais também já tinham sido relatadas por *Stéphan et al.*[42]. Esses fenómenos provocam importantes dependências espaço-temporais da temperatura/velocidade do som, as quais poderiam ser determinadas pela aplicação dos métodos de assimilação desenvolvidos ao longo deste capítulo. As simulações de mapeamento espacial da perturbações da termoclina apresentadas, foram baseadas em modelos realísticos de propagação de ondas internas de características semelhantes às encontradas no ambiente da campanha e atestaram da capacidade potencial de utilização dos métodos propostos. Todavia a sua aplicação aos dados reais revelou-se impossível, devido a uma falha do sistema de sincronismo fonte/cadeias de hidrofones a qual não permite determinar os tempos de propagação, necessário para a aplicação dos métodos. Também o método alternativo desenvolvido em 5.6.4, não pode ser aplicado uma vez na configuração fonte/hidrofones não existe intercepção dos eixos de propagação acústicos.

5.8 Sumário

O objectivo deste capítulo foi desenvolver uma estratégia de assimilação de dados acústicos e não-acústicos que permita estimar a estrutura espacial de uma perturbação da velocidade do som. O capítulo começa com uma abordagem genérica ao problema da assimilação de dados. Seguidamente propôs-se um método de assimilação dos dois tipos de dados, que tendo por base um modelo deduzido a partir da relação linear entre as variações dos tempos de propagação e as perturbações da velocidade de som, discretizadas no espaço, é expandido de forma a integrar as medições *in-situ*. O acoplamento entre os dados acústicos e não acústicos é dado pelo conhecimento da matriz de correlação no espaço do campo da velocidade do som. O método proposto para a inversão foi o Gauss-Markov, por permitir de uma forma

sistemática integrar os diferentes tipos de dados nas estimativas e obter simultaneamente uma estimativa dos erros da mesma.

A aplicabilidade do método em diferentes cenários foi estudada através de diversas simulações, abrangendo aspectos tais como a geometria da experiência, a discretização do espaço de observação, e a adaptação do método a sistemas de aquisição realísticos.

Do exposto ao longo do capítulo permite-nos concluir que:

- o método proposto possibilita de uma forma sistemática obter um mapeamento espacial da velocidade do som a partir de dados acústicos, medições *in-situ* ou a conjugação dos dois tipos de dados, assim como a "incerteza" que lhes está associada;
- a utilização dos variados tipos de dados permite diminuir a "incerteza" das estimativas;
- nos casos estudados foi possível inverter a estrutura espacial das perturbações, sendo que para as simulações de casos mais realísticos, i. e. aqueles em que as perturbações não apresentavam descontinuidades, os resultados foram melhores;
- embora na sua formulação inicial o método baseia-se em tomografia por tempos de chegada, e como tal exista a necessidade de se conhecerem os tempos de propagação absolutos, pode-se utilizar o método alternativo que permite relaxar este constrangimento. Este possibilita a utilização de sistemas de aquisição relativamente simples, para observar fenómenos oceanográficos que se possam considerar estacionários durante o período de observação requerido para a aplicação do método.

Capítulo 6

Conclusões

O objectivo do presente trabalho foi desenvolver um esquema de assimilação de dados que permitisse de forma sistemática, conjugar a informação sobre o estado do oceano, obtida a partir de dados acústicos, com a informação obtida por medições *in situ*, no intuito de se conseguir uma estimativa de campos oceanográficos de interesse com um erro menor do que aquele que seria expectável, se se utilizassem os diferentes conjuntos de dados separadamente. Devida à importância que tem no contexto da acústica submarina e na oceanografia o trabalho está focalizado na observação do campo temperatura/velocidade do som.

Uma outra motivação do trabalho, foi conceber um modelo de observação para uma área de interesse do oceano, que tirando partido das medições acústicas que fornecem informações de carácter integral sobre o meio, permitisse diminuir o número de medições pontuais, para um nível de incerteza semelhante, reduzindo assim os custos operacionais e agilizando o acesso à informação pertinente.

Outro aspecto importante no desenvolvimento da estratégia de assimilação foi a compatibilização do esquema proposto com os sistemas de aquisição existentes, e sua previsível evolução. Deste ponto de vista foi um factor determinante o conhecimento acumulado no SiPLAB sobre a condução de experiências no mar, desde a sua preparação, operação dos

sistemas de aquisição e processamento dos dados.

O esquema de assimilação de dados proposto foi desenvolvido no capítulo 5 e assenta na discretização espacial da matriz de observação, deduzida a partir dos princípios da teoria da Tomografia por Tempos de Chegada com base no modelo de raios. Para a discretização considerada assumiu-se que, o valor em cada célula é equivalente a um valor pontual considerado no ponto central desta. A inserção dos dados pontuais foi obtida pela expansão da matriz de observação, de modo a considerar esta informação. O sistema linear resultante, foi invertido utilizando o método de Gauss-Markov, considerando que se conhece a matriz de correlação do campo das temperaturas/velocidade do som. O esquema preconizado permite, não só de forma sistemática obter um mapeamento do campo acústico/temperatura que engloba a informação dos diferentes tipos de dados, mas também estimar a sua incerteza. Por outro lado, podem-se encontrar mapeamentos que considerem exclusivamente os dados acústicos ou os dados *in-situ*, recorrendo a um mesmo método de inversão, considerando isoladamente a parte referente a cada um dos tipos de dados da matriz de observação. Isto permite uma comparação sistemática da contribuição de cada um conjunto de dados no resultado da integração, que pode ser utilizado na escolha de uma estratégia de utilização e distribuição dos meios disponíveis na preparação de uma campanha.

Do ponto de vista da implementação, os esquemas baseados em TTC, impõem requisitos sobre os sistemas de aquisição acústica, nomeadamente a sincronização dos emissores/receptores de modo a se obterem os tempos absolutos de propagação, o conhecimento do sinal emitido que deverá apresentar uma função de autocorrelação estreita que possibilite a identificação das diferentes chegadas, e o conhecimento da localização dos transdutores/captadores com um erro reduzido afim das inversões do campo acústico/temperaturas

não estar enviesado pelas perturbações devidas a esses erros. As simulações mostraram que para sistemas simples (um emissor e uma cadeia de hidrofones fixa) é necessário garantir os requisitos acima mencionados. Todavia, as simulações também demonstraram que o mapeamento espacial do campo acústico/temperaturas de fenómenos com tempos de relaxamento longos pode ser realizado por um esquema de inversão de dois estágios proposto neste trabalho, o qual permite reduzir os constrangimentos técnicos acima mencionados. Nesse esquema o primeiro estágio consiste em encontrar os valores médios das perturbações ao longo das diferentes linhas de propagação do sinal acústico.

Se se utilizar nesse primeiro estágio o método de inversão por semelhança de campo proposto no capítulo 4, e aplicado com sucesso aos dados do INTIMATE'98, não existe necessidade do sistema de sincronismo entre o emissor e os receptores, o qual é tecnicamente difícil de implementar, para a precisão necessária em tomografia acústica. Uma outra vantagem da utilização da inversão por semelhança de campo nesse primeiro estágio, advém da possibilidade de se incluir os parâmetros geométricos no esquema de inversão, o que permite reduzir a precisão dos sistemas de localização dos sensores. Ainda se deve considerar que a utilização no primeiro estágio da inversão por semelhança de campo permite incluir a altura da coluna de água como parâmetro de busca neste estágio. O conhecimento deste parâmetro é determinante no sucesso da inversão das perturbações do campo acústico/temperatura, especialmente em ambientes de águas pouco profundas, pois as chegadas que se conseguem identificar estão associadas à energia que sofre múltiplas reflexões, quer no fundo, quer na superfície.

O segundo estágio consiste em construir uma matriz de observação que tem uma parte relacionada com os dados acústicos, e outra com as medições *in-situ*. A parte da matriz de

observação relacionada com os dados não acústicos é igual ao método proposto originalmente. Já a parte referente aos dados acústicos, é construída com base no modelo de raios, em que se considera que os valores médios da perturbação do campo acústico, obtidos no primeiro estágio ao longo de uma linha de transmissão emissor/receptor, estão distribuídos pelas diferentes células, de acordo com os raios que as atravessam. Na inversão utilizou-se o método de Gauss-Markov, de forma semelhante ao esquema original. Este método alternativo de mapeamento espacial das perturbações do campo acústico/temperatura, poderá ser utilizado em conjugação com uma fonte rebocada para a observação de fenómenos com tempos de relaxamento elevados.

A aplicação do método original aos dados da campanha INTIMATE'98, para obter o mapeamento espacial das perturbações do campo acústico/temperaturas não foi possível, por falta de sincronismo entre a fonte e as cadeias de hidrofones. Também, devido à distribuição dos equipamentos acústicos (fonte e cadeias de hidrofones), não se pode utilizar o método alternativo, uma vez que não é possível definir uma discretização razoável (no sentido de se poder considerar o ambiente em cada célula homogéneo), que possa ser invertida utilizando unicamente os dois eixos de propagação. Igualmente, não se poderia utilizar um esquema de amostragem espacial virtual com recurso a sistemas rebocados, para realizar o mapeamento espacial das perturbações observadas na campanha INTIMATE'98, uma vez que o fenómeno da propagação de *solitons* origina perturbações com tempos de relaxamento curtos.

Deve-se, todavia, realçar a importância dos dados da campanha INTIMATE'98 na elaboração deste trabalho, pois permitiu observar as perturbações de temperatura/velocidade do som que ocorrem em ambientes onde se propagam ondas internas, e aplicar esses conhecimentos na realização de simulações "realísticas". Por outro lado, os dados acústicos

adquiridos durante a campanha permitiram comprovar a aplicabilidade do método de inversão por semelhança de campo independente da distância, desenvolvido no capítulo 4, no seguimento das perturbações "médias" no eixo de propagação acústica, e assim, atestar a sua potencial utilização no primeiro estágio do método alternativo de mapeamento espacial de perturbações do campo da temperatura/acústico.

Um dos desafios importantes para o melhoramento do esquema de assimilação proposto é a utilização de um modelo oceanográfico no esquema de assimilação, de modo a incluir informação sobre a dinâmica esperada dos processos oceanográficos em observação. Embora essa problemática já tenha sido abordada no decorrer da elaboração deste trabalho, a complexidade dos modelos oceanográficos, aliada à sua adequação à descrição dos fenómenos de pequena escala que nos interessavam, impossibilitou a sua inclusão no esquema de assimilação proposto.

Como nota final pode-se dizer que o presente trabalho pretende representar um contributo para a concepção de um esquema de amostragem de fenómenos oceanográficos que combine técnicas da acústica submarina, com técnicas da oceanografia, no intuito de simplificar os sistemas de aquisição, e permitir uma disponibilização mais rápida da informação. Embora a validade das técnicas de assimilação aqui propostas tenham sido comprovadas unicamente por simulações, uma vez que na definição dessas simulações se utilizou o conhecimento acumulado, para que elas representassem o mais fielmente possível a realidade, espera-se o seu bom desempenho em situações reais, o que pretendemos avaliar em futuras campanhas de mar.

Bibliografia

- [1] Orlando Rodriguez. *Tomografia acustica oceanografica com vista a estimacao de mares internas na plataforma continental*. PhD thesis, Universidade do Algarve, 2000.
- [2] R.D. Ray, B.V. Sanchez, and D.E. Cartwright. Some extensions to the response method of tidal analysis applied to topex/poseidon altimetry. *EOS Trans.*, 75, 1994.
- [3] P. Elisseeff, H. Schmidt, M. Johnson, D. Herold, N. R. Chapman, and M. M. McDonald. Acoustic tomography of a coastal front in haro strait, british columbia. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 106(1):169–184, July 1999.
- [4] P. Elisseeff, H. Schmidt, and Wen Xu. Ocean acoustic tomography as a data assimilation problem. *Journal Oceanic Eng.*, 27(2):275–282, April 2002.
- [5] P. Elisseeff and H. Schmidt. Acoustically focused oceanographic sampling and ocean forecasting. In A. Caiti, J-P. Hermand, S. Jesus, and M. B. Porter, editors, *Experimental acoustic inversion methods for exploration of the shallow water environment*. Kluwer, 2000.
- [6] Bruce D. Cornuelle and Peter F. Worcester. Ocean acoustic tomography: Integral data and ocean models. In P. Malanotte-Rizzoli, editor, *Modern approaches to data assimilation in ocean modeling*, Oceanography series, pages 97–115. Elsevier, 1996.
- [7] Paola Malanotte-Rizzoli and Eli Tziperman. The oceanographic data assimilation problem: Overview, motivation and purposes. In P. Malanotte-Rizzoli, editor, *Modern approaches to data assimilation in ocean modeling*, Oceanography series, pages 3–17. Elsevier, 1996.
- [8] P. F. J. Lermusiaux, C.-S. Chiu, and A. R. Robinson. Modeling uncertainties in the prediction of the acoustic wavefield in a shelfbreak environment. In *Proceedings of the 5th International Conference on Theoretical and Computational Acoustics*, pages 191–200. World Scientific Publishing Co., 2001.
- [9] P. F. J. Lermusiaux and C.-S. Chiu. Four-dimensional data assimilation for coupled physical-acoustical fields. In *Impact of littoral environmental variability on acoustic predictions and sonar performance*, pages 417–424. SACLANTCEN, Kluwer Academic Press, 2002.
- [10] P. F. J. Lermusiaux and C.-S. Chiu. Transfer of uncertainties through physical-acoustical-sonar end-to-end systems: A conceptual basis. In *Impact of littoral environmental variability on acoustic predictions and sonar performance*, pages 603–610. SACLANTCEN, Kluwer Academic Press, 2002.
- [11] P. F. J. Lermusiaux and A. R. Robinson. Data assimilation via Error Subspace Statistical Estimation. part I: Theory and schemes. *Monthly weather review*, 127:1385–1407, July 1999.
- [12] P. F. J. Lermusiaux and A. R. Robinson. Data assimilation via error subspace statistical estimation. part II: Middle Atlantic Bight Shelfbreak Front simulations and ESSE validation. *Monthly weather review*, 127:1408–1432, July 1999.

- [13] P. Malanotte-Rizzoli, editor. *Modern approaches to data assimilation in ocean modeling*. Oceanography series. Elsevier, 1996.
- [14] Allan R. Robinson. Forecasting and simulating coastal ocean processes and variabilities with the Harvard Ocean Prediction System. In C.N.K. Mooers, editor, *Coastal Ocean Prediction*, Coastal and estuarine studies series, pages 77–100. American Geophysical Union, 1999.
- [15] P. F. J. Lermusiaux. Estimation and study of mesoscale variability in the strait of Sicily. *Dynamics of atmospheres and oceans*, 29:255–303, July 1999.
- [16] M. B. Porter, W. A. Kuperman, and C. Shen. Full-field inversion of the ocean structure. In *Proceedings of the 2nd ECUA*, volume 2, pages 1013–1018, 1994.
- [17] S. L. Adams and L. W. Nolte. Bayes optimum array detection of targets of known location. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 58(3):656–669, Sep 1975.
- [18] L. Neil and Peter I. Pecholcs. Single-hydrophone localization. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 88(2):995–1002, August 1990.
- [19] Evan K. Westwood. Broadband matched-field source localization. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 95(5):2777–2789, May 1992.
- [20] S. Jesus, M. Porter, Y. Stephan, E. Coelho, and X. Demoulin. Broad band source localization with a single hydrophone. In *Proceedings of the OCEANS'98*, Nice, France, 1998.
- [21] Richard K. Brienzo and William S. Hodgkiss. Broadband matched-field processing. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 94(5):2821–2831, November 1993.
- [22] D. P. Knobles and S. K. Mitchell. Broadband localization by matched fields in range and bearing in shallow water. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 96(3):1813–1820, September 1994.
- [23] Evan K. Westwood and David P. Knobles. Source track localization via multipath correlation matching. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 102(5):2645–2654, Nov 1997.
- [24] M. B. Porter, S.M. Jesus, Y. Stéphan, E. Coelho, and X. Démoulin. Single-phone source tracking in a variable environment. In *Proceedings of the Fourth European Conference on Underwater Acoustics*, Rome, Italy, 1998.
- [25] S. M. Jesus, M. B. Porter, Y Stéphan, X. Démoulin, O. Rodriguez, and E. Coelho. Single hydrophone source localization. *Journal Oceanic Eng.*, 25(3):337–346, 2000.
- [26] W. A. Kuperman, G. L. D'Spain, and K. D. Heaney. Long range source localization from single hydrophone spectrograms. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 109(5):1935–1943, May 2001.
- [27] Daniel Rouseff, Altan Turgut, Stephen N. Wolf, Steve Finette, Marshal H. Orr, Bruce H. Pasewark, John R. Apel, Mohsen Badiiev, Ching sang chiu, Robert H. Headrick, James F. Lynch, John N. Kemp, Arthur E. Newhall, Keith von der Heydt, and Dirk Tielbuerger. Coherence of acoustic modes propagating through shallow water internal waves. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 111(4):1655–1666, April 2002.
- [28] James F. Lynch, Guoliang Jin, Richard Pawlowicz, Douglas Ray, Albert J. Plueddemann, Ching sang Chiu, James H. Miller, Robert H. Bourke, A. Rost Parsons, and Robin Muench. Acoustic travel-time perturbations due to shallow-water internal waves and internal tides in the Barents Sea Polar front: Theory and experiment. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 99(2):803–821, February 1996.

- [29] John R. Apel, Mohsen Badiey, Ching-Sang Chiu, Steven Finette, Robert Headrick, John Kemp, James F. Lynch, Arthur Newhall, Marshall H. Orr, Bruce H. Pasewark, Dirk Tielbuerger, Altan Turgut, Keith von der Heydt, and Stephen Wolf. An overview of the 1995 SWARM shallow-water internal wave acoustic scattering experiment. *Journal Oceanic Eng.*, 22(3):465–500, July 1997.
- [30] L. A. Ostrovsky and Yu. A. Stepanyants. Do internal solitons exist in the ocean? *Reviews of Geophysics*, 27(3):283–310, August 1989.
- [31] L. B. Dozier and F. D. Tappert. Statistics of normal modes amplitudes in a random ocean. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 63(2):353–365, February 1978.
- [32] Robert H. Headrick, James F. Lynch, John N. Kemp, Arthur E. Newhall, Keith von der Heydt, John Apel, Mohsen Badiey, Ching sang Chiu, Steve Finette, Marshall Orr, Bruce Pasewark, Alton Turgot, Steve Wolf, and Dirk Tielbuerger. Modeling mode arrivals in the 1995 SWARM experiment acoustic transmissions. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 107(1):221–236, January 2000.
- [33] M. Badiey, Y. Mu, J. Lynch, J. Apel, and S. Wolf. Temporal and azimuthal dependence of sound propagation in shallow water with internal waves. *Journal Oceanic Eng.*, 27(1):117–129, January 2002.
- [34] Johannes R. Gemmrich and Hans van Haren. Thermal fronts generated by internal waves propagating obliquely along the continental slope. *Journal of Physical Oceanography*, 31:649–655, March 2001.
- [35] S. A. Thorpe. Nonlinear reflection of internal waves at a density discontinuity at the base of the mixed layer. *Journal of Physical Oceanography*, pages 1853–1859, September 1998.
- [36] Christopher O. Tiemann, Peter F. Worcester, and Bruce D. Cournuelle. Acoustic scattering by internal solitary waves in the Strait of Gibraltar. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 109(1):143–154, January 2001.
- [37] Roger Oba and Steven Finette. Acoustic propagation through anisotropic internal wave fields: Transmission loss, cross-range coherence, and horizontal refraction. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 111(2):769–784, February 2002.
- [38] Peter Traykovski. Travel-time perturbations due to internal waves: Equivalence of modal and ray solutions. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 99(2):822–830, February 1996.
- [39] Marshall H. Orr and Peter C. Mignerey. Matched-field processing gain degradation caused by tidal flow over continental shelf bathymetry. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 111(6):2615–2620, June 1996.
- [40] G. A. Athanassoulis and E. K. Skarsoulis. Arrival-time perturbations of broadband tomographic signals due to sound-speed disturbances. a wave-theoretic approach. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 97(6):3575–3588, June 1995.
- [41] X. Demoulin, Y. Stephan, S. Jesus, E. Coelho, and M. Porter. INTIMATE96: A shallow water tomography experiment devoted to the study of internal tides. In *Proceedings of the SWAC'97*, Beijing, April 1997.
- [42] Y. Stephan, T. Folegot, J. Lecullier, X. Demoulin, and J. Small. Internal tides investigation by means of acoustic tomography experiment (INTIMATE) in 1998 at the bay of biscay shelf-break. In *Proceedings of the International Acoustical Oceanography Conference*, Southampton, April 2001.

- [43] O. C. Rodriguez, S. Jesus, Y. Stephan, X. Démoulin, M. Porter, and E. Coelho. Internal tide acoustic tomography: reliability of the normal modes expansion as a possible basis for solving the inverse problem. In *Proceedings of the Fourth European Conference on Underwater Acoustics*, Rome, 1998.
- [44] Altan Turgut, Stephen N. Wolf, Daniel Rouseff, and the SWARM Group. Broad-band acoustic propagation through moving internal solitary wave packets in shallow water. In *Proceedings of the Oceans'99 MTS/IEEE Conference*, Seattle, September 1999.
- [45] W. H. Munk and F. Zachariasen. Sound propagation through a fluctuating ocean: Theory and observation. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 59(4):818–838, April 1976.
- [46] Orlando C. Rodriguez and Sergio M. Jesus. Range-dependent regularization of travel time tomography based on theoretical modes. *Acta Acustica united with Acustica*, 88:760–762, 2002.
- [47] Peter F. Worcester, Bruce D. Cornuelle, John A. Hildebrand, William S. Hodgkiss Jr., Timothy F. Duda, Janice Boyd, Bruce M. Howe, James A. Mercer, and Robert C. Spindel. A comparison of measured and predicted broadband acoustic arrival patterns in travel time-depth coordinates at 1000-km range. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 95(6):3118–3128, June 2002.
- [48] O.C. Rodríguez, S. Jesus, Y. Stephan, X. Demoulin, M. Porter, and E. Coelho. Nonlinear soliton interaction with acoustic signals: focusing effects. *Journal Computational Acoustics*, 8(2):347–363, 2000.
- [49] Y. Stéphan, X. Démoulin, M. B. Porter, S. Jesus, and E. Coelho. The interaction of sound and tides. In A. Caiti, J-P. Hermand, S. Jesus, and M. B. Porter, editors, *Experimental acoustic inversion methods for exploration of the shallow water environment*. Kluwer, 2000.
- [50] M. B. Porter, S. Jesus, Y. Stéphan, X. Démoulin, and E. Coelho. Tidal effects on source inversion. In A. Caiti, J-P. Hermand, S. Jesus, and M. B. Porter, editors, *Experimental acoustic inversion methods for exploration of the shallow water environment*. Kluwer, 2000.
- [51] Peter Gerstoft. Inversion of seismoacoustic data using genetic algorithms and a posteriori probability distributions. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 95(2):770–782, February 1994.
- [52] Peter Gerstoft. Inversion of acoustic data using a combination of genetic algorithms and the Gauss-Newton approach. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 97:2181–2190, 1995.
- [53] M. Musil, M. J. Wilmut, and N. R. Chapman. A hybrid simplex genetic algorithm for estimating geoacoustic parameters using matched-field inversion. *Journal Oceanic Eng.*, 24:258–269, 1999.
- [54] Donald F. Gingras and Peter Gerstoft. Inversion for geometric and geoacoustic parameters in shallow water: Experimental results. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 97(6):3589–3598, June 1995.
- [55] Peter Gerstoft and F. Gingras. Parameter estimation using multifrequency range-dependent acoustic data in shallow water. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 99(5):2839–2850, May 1996.
- [56] Peter Gerstoft and Christoph F. Mackenbrauker. Ocean acoustic inversion with estimation of a posteriori probability distributions. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 104(1):808–819, August 1998.
- [57] Martin Siderius, Peter Gerstoft, and Peter Nielsen. Broadband geo-acoustic inversion from sparse data using genetic algorithms. *Journal Computational Acoustics*, 6:167–134, 1998.

- [58] Martin Siderius and Jean-Pierre Hermand. Yellow shark spring 1995: Inversion results from sparse broadband acoustic measurements over a highly range-dependent soft clay layer. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 106(2):637–651, August 1999.
- [59] W. Seong and C. Park. Geoacoustic inversion via genetic algorithm using a broadband signal and two hydrophones. In *Proc. IEEE OCEANS'99*, Seattle, September 1999.
- [60] M. Siderius, P. L. Nielsen, and F. B. Jensen. Geoacoustic inversion of experimental data from two shallow water sites. In *Proc. IEEE OCEANS'99*, Seattle, September 1999.
- [61] Mirjam Snellen, Dick G. Simons, Martin Siderius, Jurgen Sellschopp, and Peter L. Nielsen. An evolution of the accuracy of shallow water matched field inversion results. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 109(2):514–527, February 2001.
- [62] Vanessa Corré. *A two-stage matched-field tomography method for estimation of geoacoustic properties*. PhD thesis, University of Victoria, 2001.
- [63] Christoph F. Mecklenbrauker and Peter Gerstoft. Objective functions for ocean acoustic inversion derived by likelihood methods. *Journal Computational Acoustics*, 48(2):259–270, 2000.
- [64] Stan E. Dosso. Quantifying uncertainty in geoacoustic inversion. i. a fast gibbs sampler approach. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 111(1):129–142, January 2002.
- [65] Stan E. Dosso and Michael J. Wilmut. Quantifying data information content in geoacoustic inversion. *Journal Oceanic Eng.*, 27(2):1408–1419, April 2002.
- [66] Subramaniam D. Rajan, James F. Lynch, and George V. Frisk. Perturbative inversion methods for obtaining bottom geoacoustic parameters in shallow water. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 82(3):1408–1419, September 1987.
- [67] A. Caiti and S. Jesus. Acoustic estimation of seafloor parameters: A radial basis function approach. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 100(3):1473–1481, September 1996.
- [68] A. Tolstoy. *Matched field processing for underwater acoustics*. World Scientific, Singapore, 1993.
- [69] M. J. Hinich. Maximum-likelihood signal processing for a vertical array. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 54:499–503, 1973.
- [70] H. P. Buckner. Use of calculated sound fields and matched-detection to locate sound sources in shallow water. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 59:368–373, 1976.
- [71] A. B. Baggeroer, W. A. Kuperman, and Henrik Schmidt. Matched field processing: Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 83(2):571–587, February 1988.
- [72] Rachel M. Hamson and Richard M. Heitmeyer. Environmental and system effects on source localization in shallow water by the matched-field processing of a vertical array. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 86(5):1950–1959, November 1989.
- [73] Donald F. Gingras. Methods for predicting the sensitivity of matched-field processors to mismatch. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 86(5):1940–1949, November 1989.
- [74] Jeffrey L. Krolik. Matched-field minimum variance beamforming in a random ocean channel. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 92(3):1408–1419, September 1992.

- [75] S. Aravindan, N. Ramachandran, Prabhakar, and S. Naidu. Fast matched field processing. *Journal Oceanic Eng.*, 18(1), January 1993.
- [76] Michael D. Collins and W. A. Kuperman. Focalization: Environmental focusing and source localization. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 90(3):1410–1422, September 1991.
- [77] S. Jesus. Normal-mode matching localization in shallow water: Environmental and system effects. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 90(4):2034–2041, October 1991.
- [78] Jean-Marie Q. D. Tran and W. S. Hodgkiss. Array surveying using matched-field processing. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 94(5):2851–2858, November 1993.
- [79] Paul Hursky, W. S. Hodgkiss, and W. A. Kuperman. Matched field processing with data-derived modes. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 109(4):1355–1366, April 2001.
- [80] P. Felisberto, S. M. Jesus, Y. Stephan, and X. Demoulin. Shallow water tomography with a sparse array during the intimate'98 sea trial. In *Proc. MTS/IEEE Oceans'2003*, San Diego (USA), September 2003.
- [81] P. Felisberto, C. Lopes, and S. M. Jesus. An autonomous system for ocean acoustic tomography. *Sea Technology*, 45(4):17–23, April 2004.
- [82] C. Soares, S. M. Jesus, A. J. Silva, and E. Coelho. Acoustic oceanographic buoy testing during the mrea'03 sea trial. In *Proc. of the European Conference of Underwater Acoustics*, Delft, The Netherlands, July 2004.
- [83] S. L. Barnes. A technique for maximizing details in numerical weather map analysis. *Journal of Applied Meteorology*, 3:396–409, 1964.
- [84] E. F. Carter and A. R. Robinson. Analysis methods for the estimation of oceanic fields. *J. Atmos. & Oceanic Technol.*, 4(1):49–74, 1987.
- [85] C. Becket, T. V. Gedrich, N. W. Rees, J. F. Harston, and R. J. Croft. The generation of gridded ocean climatologies from irregularly distributed measurements. In *Proc. IEEE OCEANS'94*, pages 481–486, Brest, France, 1994.
- [86] Robert J. Urick. *Principles of underwater sound*. McGraw-Hill, 3 edition, 1983.
- [87] Don H. Johnson and Dan E. Dudgeon. *Array Signal Processing: Concepts and Techniques*. Prentice Hall, 1993.
- [88] Herman Medwin and Clarence S. Clay. *Fundamentals of acoustical Oceanography*. Academic Press, 1998.
- [89] Finn B. Jensen, William A. Kuperman, Michael B. Porter, and Henrik Schmidt. *Computational ocean acoustics*. American Institute of Physics, 1994.
- [90] William S. Burdick. *Underwater acoustic system analysis*. Signal processing. Prentice Hall, New Jersey, 1991.
- [91] W. Menke. *Geophysical data Analysis: Discrete Inverse Theory*. Academic Press, San Diego, 1989.
- [92] J. V. Candy and E. J. Sullivan. Ocean acoustic signal processing: A model-based approach. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 92(6):3185–3201, December 1992.

- [93] J. V. Candy and E. J. Sullivan. Model-based inversion for a shallow ocean application. In *Full field inversion methods in ocean and seismo-acoustics*, pages 195–201. Kluwer academic, 1995.
- [94] E. J. Candy and G. W. Hedstrom. Range-dependent propagation: A state-space approach. In *Proceedings of the Theoretical and Computational Acoustics'95*, pages 433–445, Honolulu, August 1995.
- [95] Richard B. Evans. The existence of generalized eigenfunctions and multiple eigenvalues in underwater acoustics. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 92(4):2024–2029, October 1992.
- [96] Nicholas C. Makris. Parameter resolution bounds that depend on sample size. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 99(5):2851–2860, May 1996.
- [97] Del Grosso. A new equation for the speed of sound in natural waters. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 56(4):1084–1091, 1974.
- [98] K. V. Mackenzie. Nine-term equation for sound speed in the oceans. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 70:807–812, 1981.
- [99] R. E. Davis. Predictability of sea surface temperature and sea level pressure anomalies over the North Pacific Ocean. *Jour. Phys. Ocean.*, 6:249–266, 1976.
- [100] J. Bowlin, J. Spiesberger, T. Duda, and L. Freitag. Ocean acoustical Ray-Tracking software RAY. Technical report, Woods Hole Oceanographic Institution, 1992.
- [101] C.M. Ferla, M.B. Porter, and F. B. Jensen. C-snap: Coupled saclantcen normal mode propagation loss model. Technical Report SM-274, SACLANTCEN, La Spezia, Italy, 1993.
- [102] F. Bini-Verona, P. L. Nielsen, and F. B. Jensen. Prosim broadband normal-mode model - a user's guide. Technical Report SM-358, SACLANTCEN, La Spezia, Italy, ?
- [103] T. Folegot. Intimate98 etude du probleme direct. Technical Report 01, Atlantide, 1999.
- [104] Steven M. Kay. *Fundamentals of statistical signal processing: Estimation theory*, volume 1 of *Signal processing*. Prentice Hall, New Jersey, 1993.
- [105] J. H. Holland. *Adaptation in Natural and Artificial Systems*. University of Michigan Press, 1975.
- [106] D. E. Goldberg. *Genetic algorithms in search, optimization and machine learning*. Addison Welssey, MA, 1989.
- [107] T. Fassbender. Erweiterte genetische algorithmen zur globalen optimierung multimodaler funktionen. Diplomarbeit, Ruhr-Universität, Bochum, 1995.
- [108] Peter Gerstoft. Saga User manual 3.0: An inversion software package. Technical report, SACLANT Undersea Reseach Center and Marine Physical Laboratory, La Spezia, Italy and San Diego, 1999.
- [109] J. Ianniello. A matlab version of the kraken normal mode code. Technical report, Naval Undersea Warfare Center, New London, Connecticut, 1994.
- [110] W. Munk and C. Wunsch. Oeam acoustic tomography: A scheme for large scale monitoring. *Dep Sea Research*, 26:123–161, 1979.
- [111] W. Munk, P. Worcester, and C. Wunsch. *Ocean acoustic tomography*. Monographs on mechanics. University Press, Cambridge, 1995.

- [112] Brian D. Dushan and al. The acoustic thermometry of ocean climate (ATOC) Project: Towards depth-averaged maps of the north pacific ocean. In *Proceedings of the International Symposium on Acoustic Tomography and Thermometry*, Tokio, Japan, February 1999.
- [113] Timothy F. Duda, Richard A. Pawlowicz, and James F. Lynch. Simulated tomographic reconstruction of ocean features using drifting acoustic receivers and a navigated source. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 98(4):2270–2279, October 1995.
- [114] E. C. Shang. Ocean acoustic tomography based on adiabatic mode theory. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 85(4):1531–1537, April 1989.
- [115] E. K. Skarsoulis, G. A. Athanassoulis, and U. Send. Ocean acoustic tomography based on peak arrivals. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 100(2):797–813, August 1996.
- [116] E. K. Skarsoulis. A matched-peak inversion approach for ocean acoustic travel-time tomography. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 107(3):1324–1332, March 2000.
- [117] Haruhiko Yamoaka, Arata Kaneko, Jae-Hun Park, Hong Zheng, Noriaki Gohda, Tadashi Takano, Xiao-Hua Zhu, and Yoshio Takasugi. Coastal acoustic tomography system and its field application. *Journal Oceanic Eng.*, 27(2):283–295, April 2002.
- [118] Ching-Sang Chiu, James H. Miller, and James F. Lynch. Forward coupled-mode propagation modeling for coastal acoustic tomography. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 99(2):793–802, February 1996.
- [119] A. Tolstoy, O. Diachok, and L. N. Frazer. Acoustic tomography via matched field processing. *Journal Acoust. Soc. Am.*, 89(3):1119–1127, March 1991.
- [120] Dmitry Yu. Mikhin, Oleg A. Godin, Sergey V. Burenkov, Yury A. Chepurin, Valerii V. Goncharov, Vladimir M. Kurtepov, and Viktor G. Selivanov. An experiment on acoustic tomography of the western mediterranean from a moving ship. *Doklady Akademii Nauk*, 349(3):398–403, March 1996.
- [121] Sébastien Bausson, José M. F. Moura, and Didier Mauuary. Ocean acoustic tomography structured covariance estimation. In *Proceedings of the ICASSP'01, IEEE International Conferece on Signal Processing*, volume 5, pages 3125–3128, Salt Lake City, May 2001.
- [122] Michael I. Taroudakis. Inverse problems in underwater acoustics. In *Proceedings of the 2nd EAA International Symposium on Hydroacoustics*, pages 281–290, Gdina, July 1999.
- [123] Michael I. Taroudakis. Identifying modal arrivals in shallow water for bottom geoacoustic inversions. *Journal Computational Acoustics*, 8(2):307–324, 2000.
- [124] Michael I. Taroudakis and Maria Markaki. Tomographic inversions in shallow water, using modal travel time measurements. *Acta Acustica united with Acustica*, 87:647–658, 2001.
- [125] D. Egnor, P. Elisseeff, and H. Schmidt. High-frequency quasi-reciprocal tomography in a high current coastal environment. In *Proceedings of the Fifth European Conference on Underwater Acoustics, ECUA 2000*, Lyon, 2000.

Apêndice I

Estimativa dos parâmetros da matriz de correlação de c a partir das medições *in-situ*

A aplicação de métodos de Gauss-Markov para realizar o mapeamento do campo acústico a partir de medições *in-situ* e medições acústicas, pressupõe o conhecimento da matriz de correlação espacial (ou espaço-temporal se introduzirmos o tempo) das perturbações da velocidade do som. Na secção 5.4 podemos encontrar uma discussão sobre o assunto. É normalmente aceite em oceanografia, que a dependência espaço-temporal das perturbações da velocidade pode ser aproximada por uma gaussiana. Carter e Robinson [84] propuseram um modelo para a correlação da perturbação da velocidade do som entre 2 pontos i, j no tempo-espaço, onde $(\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta t)$ caracteriza a sua distância, dada por

$$[\mathbf{R}_{\delta c}]_{ij} = \sigma_{\delta c}^2 \left[1 - \left(\frac{\Delta t}{T} \right)^2 \right] e^{-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Delta x}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{L_z} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{T} \right)^2 \right]}. \quad (\text{I.1})$$

Nesta expressão, $\sigma_{\delta c}^2$ é a variância do campo, T é o intervalo de correlação e L_x , L_y , L_z são as distâncias de correlação. Estes parâmetros podem ser estimados das medições *in-situ*. Seguidamente apresentaremos as suas estimativas a partir dos dados da campanha INTIMATE'98.

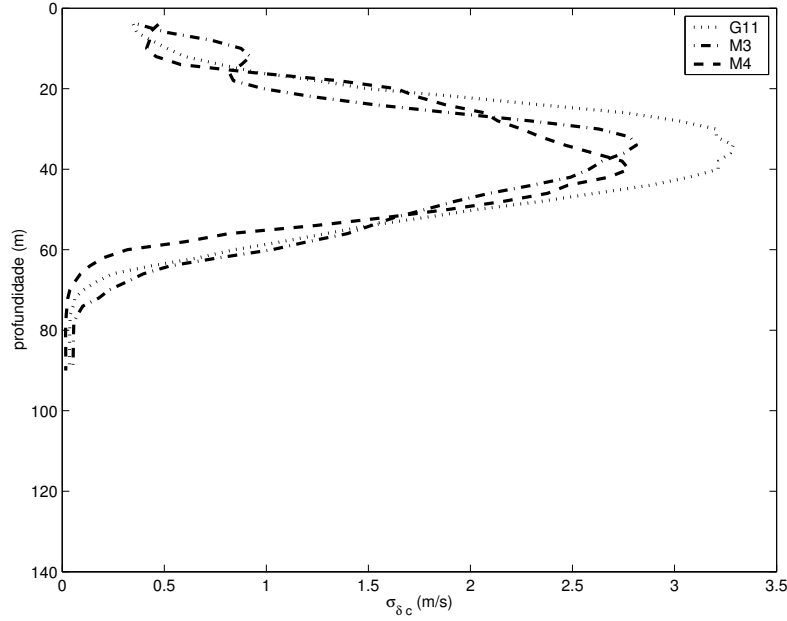


Figura I.1: Desvio padrão das perturbações da velocidade do som obtido a partir das medidas realizadas pelos CTD.

I.1 Variância do campo

A variância do campo em função da profundidade, foi obtida a partir dos dados dos CTD adquiridos nas posições G11, M3 e M4 – vide a figura 3.2 –, recorrendo à conhecida expressão

$$\sigma_{\delta c}(z)^2 = \frac{\sum_{k=1}^N (c_k(z) - c_0(z))^2}{N - 1},$$

onde $c_0(z)$ é perfil médio da velocidade do som e N é o número de amostras.

A figura I.1 apresenta as estimativas de $\sigma_{\delta c}(z)$ (desvio padrão) obtidas para as diferentes localizações dos CTD. No cálculo utilizaram-se 40 amostras obtidas em G11, 50 amostras em M3 e 30 amostras em M4. As amostras dos CTD foram adquiridas aproximadamente cada 30 minutos. Como já era esperado o maior variância do campo ocorre na zona da termoclina, sendo o valor máximo de $\sigma_{\delta c}$ da ordem dos 3 ms^{-1} .

I.2 Intervalo de correlação T

O intervalo de correlação T foi estimado a partir dos dados dos sensores de temperatura e a cadeia de termistores, por estes apresentarem a maior frequência de amostragem (1 amostra por segundo e 1 amostra por minuto respectivamente). Considera-se assim que a correlação no tempo das perturbações da temperatura e da velocidade do som são semelhantes. O procedimento utilizado foi: o seguinte:

1. calcular a séries das perturbações, i.e. $\delta_c(t, z) = c(t, z) - c_0(z)$;
2. para cada profundidade, calcular a função de correlação (normalizada) das perturbações no tempo;
3. alinhar todas as funções de correlação obtidas no ponto anterior e calcular a função de correlação "média";
4. estimar o intervalo de correlação T , que no sentido dos mínimos quadráticos, melhor aproxima a função de correlação "média" observada, pela gaussiana modificada da equação I.1 – só a componente tempo.

.

A figura I.2 apresenta as funções de correlação médias calculadas e a função de correlação normalizada dada pelo modelo (I.1) (dependência no tempo) para um intervalo de correlação de $1.25h$. O intervalo de correlação foi estimado utilizando unicamente os valores até à primeira passagem por "0" das funções de correlação médias.

Das curvas apresentadas podemos dizer que a decorrelação é muito rápida devida à forte inclinação da primeira parte do gráfico. Contudo também é visível a correlação entre as

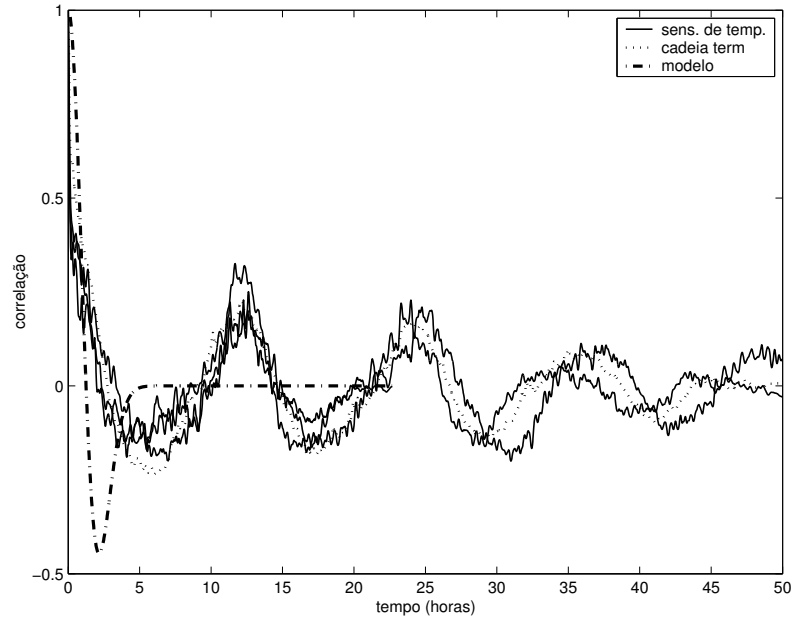


Figura I.2: Funções de correlação "médias" no tempo das perturbações medidas nos sensores de temperatura e na cadeia de termistores. A ponto traço está representada a função de correlação dada pelo modelo, considerando um intervalo de correlação de 1.25h.

perturbações da temperatura e a maré de superfície - as oscilações das funções de correlação têm um período da ordem do período da maré de superfície. Note-se que o modelo não contempla esta parte.

I.3 Distâncias de correlação L_x , L_y , L_z

Os comprimentos de correlação L_x e L_y não foi possível estimar por falta de cobertura espacial dos dados disponíveis. A estimativa da distância de correlação L_z foi obtida por um procedimento equivalente ao descrito na secção anterior, todavia os dados utilizados foram os dos CTD devido à sua conveniente amostragem em profundidade.

O valor estimado para a distância de correlação foi 12m.

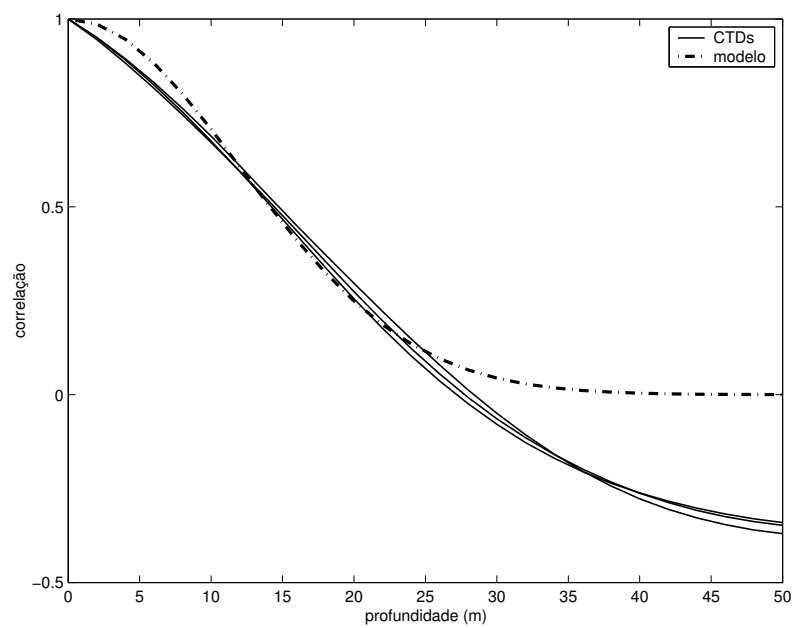


Figura I.3: Funções de correlação "médias" em profundidade das perturbações medidas nos CTDs. A ponto traço está representada a função de correlação dada pelo modelo, considerando uma distância de correlação de 12m.

Apêndice II

Incerteza das inversões por semelhança de campo

Numa inversão, para além do resultado obtido é importante conhecer a incerteza do mesmo. Neste apêndice apresentaremos, sumariamente, um método para estimar a incerteza dos diferentes parâmetros de uma inversão, obtidos pela combinação de inversão por semelhança de campo e um algoritmo genético, introduzido na acústica submarina por *Gerstoft*[51]. Várias outras publicações têm dedicado atenção à formulação teórica de métodos semelhantes com o mesmo objectivo de determinar a incerteza de inversões realizadas por semelhança de campo [55, 56, 63, 64, 65].

Considere-se uma inversão onde o algoritmo genérico amostrou o espaço M -dimensional da solução (M é o número de parâmetros da inversão) em N pontos, $\mathbf{m}_n, n = 1, \dots, N$. Partindo do princípio que os diferentes parâmetros foram convenientemente discretizados, e a solução se encontra dentro dos limites de busca, então a energia (ou aptidão) associada a cada ponto \mathbf{m}_n , $E(\mathbf{m}_n)$, calculada pelo processador utilizado na inversão e definida entre 0 e 1, está associada a uma distribuição de Boltzman (vide [51] e suas referências). Uma estimativa para a densidade de probabilidade p dos pontos \mathbf{m}_n , é dada por

$$p(\mathbf{m}_n) = \frac{\exp(-E(\mathbf{m}_n)/T)}{\sum_{l=1}^N \exp(-E(\mathbf{m}_l)/T)} .$$

Nesta expressão T representa a temperatura, um conceito associado às distribuições de Boltzman, e ao qual temos de atribuir um valor – sobre este assunto discutiremos mais à frente.

Do ponto de vista da caracterização da incerteza da inversão é conveniente calcular a esperança matemática e a covariância dos dos parâmetros, à qual está associada a incerteza. Estão são dadas pelas expressões

$$\bar{\mathbf{m}} = \sum_{l=1}^N \mathbf{m}_l p(\mathbf{m}_l),$$

$$cov(\mathbf{m}) = \sum_{l=1}^N \mathbf{m}_l \mathbf{m}_l^T p(\mathbf{m}_l) - \bar{\mathbf{m}} \bar{\mathbf{m}}^T.$$

Os valores na diagonal de $cov(\mathbf{m})$ representam a variância de cada um dos parâmetros, e os valores fora da diagonal as suas covariâncias.

Uma vez que nos neste trabalho se considera como resultado da inversão, a amostra a que corresponde a maior aptidão, isto é a melhor dos melhores, então é conveniente escolher a sua energia como valor da temperatura T .

Por outro lado, o resultado da inversão é obtido por várias execuções independentes do algoritmo genético, assim no cálculo das estimativas da esperança matemática e da matriz de covariância consideraremos unicamente as amostras da última população das diferentes execuções.