

OBSERVAÇÕES DA QUEBRA DE  
MARÉS BAROCLÍNICAS NÃO  
LINEARES NA PLATAFORMA  
NOROESTE DA AUSTRÁLIA  
DURANTE ESTRATIFICAÇÃO  
DE FINAL DE INVERNO

GUSTAVO LAUTON DE OLIVEIRA

SALVADOR – BAHIA  
FEVEREIRO – 2019





Observações da quebra de marés baroclínicas não lineares na  
plataforma noroeste da Austrália durante estratificação de final de  
inverno

por

GUSTAVO LAUTON DE OLIVEIRA

Orientador: Prof. Dr. Carlos Alexandre Domingos Lentini

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Submetida em satisfação parcial dos requisitos ao grau de

MESTRE EM CIÊNCIAS

EM

GEOFÍSICA




ao

Conselho Acadêmico de Ensino

da

Universidade Federal da Bahia

Comissão Examinadora

  
\_\_\_\_\_  
  
\_\_\_\_\_  
  
\_\_\_\_\_

Dr. Carlos Alexandre Domingos Lentini

Dr. Janini Pereira

Dr. João Antônio Lorenzetti

Aprovada em 07 de Fevereiro de 2019

Lauton de Oliveira, Gustavo,

Observações da quebra de marés baroclínicas não lineares na plataforma noroeste da Austrália durante estratificação de final de inverno / Gustavo Lauton de Oliveira. — Salvador, 2019.

80 f.: il.

Orientador: Prof. Dr. Carlos Alexandre Domingos Lentini

Dissertação (Mestrado) - Pós-Graduação em Geofísica. Instituto de Geociências da Universidade Federal da Bahia, 2019.

1. marés internas não lineares 2. sólitons 3. quebra de onda  
4. mistura diapicnal. I. Alexandre Domingos Lentini, Carlos. II. Título.

*À minha família, amigos e aos  
muitos colaboradores.*

*"People should treat the ocean like  
we do anything else that we care  
about- with consideration, care, and  
affection. For that we must  
educate."*

***Walter Munk.***

# Resumo

A quebra das marés baroclínicas não lineares que se propagaram em direção à Plataforma Noroeste da Austrália (PNA), durante o final do inverno de 2013, foi detalhada através de uma abordagem empírica de observações *in situ*. Os eventos de onda suportaram o agrupamento das observações em duas categorias distintas: (1) pré- e (2) pós-quebra da onda. Verificou-se que a transição de (1) para (2) foi caracterizada pelo aumento da inclinação não linear e declínio da dispersão, dois coeficientes que parametrizam os efeitos não lineares na equação de Korteweg-de Vries (KdV). Desta forma, um critério para quebra de onda a partir do parâmetro adimensional que relaciona esses termos,  $\delta < 1$ , foi proposto. No primeiro grupo, a parte traseira da maré baroclínica foi inicialmente composta por uma série de sólitons de depressão, então essas formas de onda de alta frequência foram fundidas na face posterior da onda longa, a qual se inclinou e formou um *bore* de empolamento à medida que  $\delta$  diminuiu. No segundo, como  $\delta$  declina abaixo da unidade, a onda quebra e múltiplos *boluses* turbulentos são produzidos na porção traseira da onda. A cinemática do campo de onda, tomada em conjunto com vários parâmetros empíricos adaptados de soluções numéricas para sólitons de depressão, sugeriu que essas feições turbulentas resultam de quebra do tipo colapsante-mergulhante e que os *boluses* desenvolveram núcleo aprisionado. Esse resultado explica os fortes eventos de mistura diapicnal e transporte de água e material para dentro da costa observados durante o final do inverno. De acordo com a literatura, este tipo de evento nunca foi observado durante os meses de verão para a região, contrapondo sugestões preconcebidas de que o campo de ondas internas é de importância secundária na dinâmica da PNA nos meses de inverno. Com base nos resultados, foi proposto um ajuste do critério de localização de quebra para as marés baroclínicas, o que produziu um prognóstico que foi confirmado empiricamente através dos perfis medidos pelo *glider*.

**Palavras chave:** marés internas; bore de maré; ondas internas solitárias; sólitons; boluses turbulentos; quebra de onda.

# Abstract

An empirical approach of comprehensive observations was used to examine the shoaling and breaking of shoreward nonlinear baroclinic tides on the edge of the Australian North West Shelf (ANWS) during the late winter of 2013. The wave events have supported the grouping of observations into two distinct categories, (1) prior- and (2) post-wave breaking. It was found that the transition from (1) to (2) was marked by the rise of nonlinear steepening and decline of dispersion, both coefficients that parameterize nonlinear wave effects on the Korteweg-de Vries (KdV) equation. With this, a criterion for wave breaking from the dimensionless parameter relating these terms,  $\delta < 1$ , was proposed. In the first group, the rear of the baroclinic tide was initially composed of a series of internal solitary waves (ISWs) of depression, then these high-frequency waveforms were merged into the rear face of a longer wave, which steepened and formed a shoaling bore as  $\delta$  declines. In the second, as  $\delta$  drops below the unit, the wave break and multiple turbulent boluses were produced at the rear. The kinematics of the wave field, taken together with a number of empirical parameters adapted from numerical solutions for ISWs of depression, suggested that these turbulent features have resulted from Collapsing-Plunging breakers and that the boluses have developed trapped cores. Therefore, explaining the strong events of diapycnal mixing and onshore transport of water and material observed during late winter. Nothing similar has ever been described during summer months for the region, thus opposing preconceived suggestions that the nonlinear internal wave field is of secondary importance on the ANWS in winter. Additionally, we have proposed the adjustment of the breaking location criterion for baroclinic tides, which produced a prognostic that was confirmed empirically through glider's profiles.

**Keywords:** internal tides; tidal bores; solitary waves; solitons; turbulent boluses; wave breaking.



# Índice

Resumo . . . . .	4
Abstract . . . . .	5
Índice . . . . .	6
Índice de Tabelas . . . . .	8
Índice de Figuras . . . . .	9
Lista de Abreviaturas . . . . .	14
<b>1 Introdução . . . . .</b>	<b>18</b>
1.1 Objetivos . . . . .	21
1.2 Área de Estudo . . . . .	22
<b>2 Metodologia . . . . .</b>	<b>25</b>
2.1 Parâmetros Empíricos . . . . .	27
2.1.1 Onda . . . . .	27
2.1.2 Ambientais . . . . .	29
2.1.3 Quebra . . . . .	31
2.2 Campo de Onda Interna . . . . .	32
2.2.1 Fundeios . . . . .	32
2.2.2 Perfis <i>Glider</i> . . . . .	33
<b>3 Resultados e Discussão . . . . .</b>	<b>35</b>
3.1 Condições Oceanográficas . . . . .	35
3.2 Marés Baroclínicas Lineares . . . . .	38
3.3 Ondas Pré-quebra . . . . .	39
3.4 Ondas Pós-quebra . . . . .	48
3.5 Tipo de Quebra . . . . .	53
3.6 Localização e Critério de Quebra . . . . .	56

---

3.7	Implicações para Mistura, Ressuspensão e Transporte . . . . .	59
4	<b>Considerações Finais</b> . . . . .	69
	<b>Agradecimentos</b> . . . . .	71
	<b>Referências Bibliográficas</b> . . . . .	72

# Índice de Tabelas

2.1	Detalhes da instrumentação, profundidades de fundeio e intervalos de amostragem. As profundidades sublinhadas sinalizam os sensores termohalinos, enquanto as restantes são apenas termistores. O sinal ‘*’ conseguinte às profundidades, sinaliza os sensores programados para um intervalo de aquisição de 5-min. . .	25
3.1	Em PIL200, correntes de marés baroclinicas em m/s. As propriedades das elipses são semi-eixo-maior (Maj), fase (Ph) em tempo local, 8-horas à frente do tempo em UTC, e a orientação ( $\theta$ ) em graus, anti-horário em relação a um referencial aproximadamente paralelo ao contorno continental; adicionamos $180^\circ$ sobre a orientação para que representem a direção de propagação da onda interna linear. Os erros relativos às mesmas propriedades também foram considerados (respectivamente eMaj, ePh e $\theta$ ). Os semi-eixo-menores não foram apresentados devido a seus grandes erros. . . . .	39
3.2	Para cada segmento de 2-dias relevante em PIL200 (S0-S5). $h_1$ e $h_2$ são , respectivamente, a camada superior e inferior, e $L_i$ é o comprimento da termoclina até o sítio onde essa intersecta o talude. S2* é o critério para o local de quebra em função de $h_1$ ou $h_2$ para o mesmo comprimento de $L_i$ observado durante S2. . . . .	58

# Índice de Figuras

1.1	(a) A área de estudo, contida na Plataforma Noroeste da Austrália; (b) Batimetria, estações de fundeio (PIL200 and PIL100), trajetória do glider (linha preta) e a plataforma de extração de óleo e gás North Ranking-A (NRA); (c) A declividade; (d) segmento batimétrica transversal (linha branca tracejada em 'b' e 'c') e (e) a declividade correspondente. . . . .	23
2.1	(a) A onda longa de maré baroclínica de depressão, observada em PIL200, a qual foi aplicada na definição dos parâmetros de onda. Essa, tem propagação em direção à linha de costa, conforme elucidado no (b) diagrama esquemático modificado a partir de simulações laboratoriais e numéricas. As linhas verticais pontilhadas (em cinza) mostram quando as amplitudes são 0.42 vezes a máxima $a$ , esse intervalo é utilizado na definição do comprimento de onda $L_w$ . A profundidade da termoclina não perturbada é indicada através da suavização por um filtro passa-baixa de 36-horas, enquanto que variações de alta frequência foram removidas através de um filtro passa-baixa de 3-horas. A onda desloca-se em direção à PIL200 conforme indicado por $c_0$ , onde a profundidade total é $H$ , as camadas superior e inferior são, respectivamente, $h_1$ e $h_2$ , e $L_i$ é o comprimento da termoclina desde o local do fundeio (PIL200) até o sítio onde essa isoterma intersecta o talude. . . . .	28
2.2	Simulações numéricas para os diferentes estágios da evolução de uma onda interna de depressão propagando-se em direção à costa. Onde, $T$ denota o período de maré e as linhas verticais as isóbatas. Para quando (esquerda) a depressão inicial (a) sofre dispersão (b-c) e forma um trem de ondas de depressão de alta frequência (d); e (direita) quando a depressão inicial (a) encontra águas suficientemente rasas para que um <i>bore</i> de empolamento seja formado em um primeiro momento (b), o qual é posteriormente convertido em um trem de ondas de elevação (c-d). Fonte: modificada de Vlasenko et al. (2005) – Figura 6.16 e Figura 6.17. . . . .	29

- 3.1 Em PIL200, (a) a amplitude da maré reconstituída atrasada de 13 horas (cenário de gênese; caixa superior), os seguimentos de 2-dias (linhas tracejadas verticais), os quais definem as intervalos de interesse (S0-S5), e o campo de temperatura subinercial (filtrado de 36 horas), exibindo a profundidade das isotermas de 19 a 23°C. A curva preta mais espessa é a isoterma de 20°C. (b) Frequência de Brunt-Väisälä correspondente à profundidade das mesmas isotermas. . . . . 36
- 3.2 (a) Perfis médios da frequência de Brunt-Väisälä  $N$  (em preto) e da corrente ambiente  $U$  (em cinza) tomados para cada segmento de 2-dias adotado como relevante (S0-S5); os segmentos verticais hachurados de cada perfil sinalizam os limites não cobertos pelas matrizes de sensores implementadas e a linha tracejada vertical marca o zero m/s. (b) A função da estrutura vertical  $\phi(z)$  e a velocidade de fase para o primeiro modo baroclínico, determinados tanto através do método completamente não linear Dubreil-Jacotin-Long (DJL e  $c_i$ ) quanto pelo método fracamente não linear de Klinck (1999; DYN e  $c_d$ ). . . . 37
- 3.3 (a) Os coeficientes que parametrizam os efeitos da inclinação não linear  $\alpha$  (em preto) e dispersão  $\beta$  (em cinza) em PIL200, calculados através do método completamente não linear para cada um dos seguimentos relevantes de 2-dias (S0-S5). (b) A mesma estimativa, mas através da solução de duas-camadas  $\alpha_0$  (em preto) e  $\beta_0$  (em cinza). (c) As respectivas formas adimensionais  $\delta$  (em preto) e  $\delta_0$  (em cinza) e as amplitudes médias de maré vazante relativas aos cenários de gênese das marés internas (atrasadas de  $\sim 13$ -horas; em azul); a linha tracejada horizontal marca o critério dos parâmetros adimensionais igual à unidade. . . . . 38
- 3.4 (a-b) Séries temporais de profundidade das isotermas de 20 e 23°C, juntamente com a maré reconstituída ajustada ao cenário de gênese das ondas internas (atraso de  $\sim 13$ -horas). Os segmentos de  $\sim 9$ -horas (linhas tracejadas verticais), os quais definem as estruturas mais representativas dentro de cada segmento de interesse (S0-S5), também é mostrado. (b) O segmento azul sobre a curva da isoterma de 20°C destaca uma feição referenciada dentro do texto. . . . . 40

3.5	(a-f) Campo de temperatura calculado para as feições mais representativas em cada segmento de 2-dias. A profundidade das isotermas de 18 a 23°C são indicadas por linhas, onde a mais espessa sinaliza a isoterma de 20°C. $c_0$ mostra a propagação da onda em direção à costa. As setas externas às figuras assinalam uma progressão sequencial de empolamento e quebra da onda, de S0 a S5. As linhas pontilhadas verticais marcam as estruturas referenciadas dentro do texto. . . . .	45
3.6	Como na Figura 3.5, mas para (a-f) o campo de velocidade para dentro da costa. . . . .	46
3.7	Como na Figura 3.5, mas para (a-f) o campo de vorticidade baroclinica, positivo quando anti-horário e negativo quando horário. . . . .	46
3.8	Como na Figura 3.5, mas para (a-f) o campo da frequência de flutuabilidade. . . . .	47
3.9	(a-f) Análise de densidade espectral de potência de Welch, considerando a variação de profundidade da isoterma mais representativa da termoclina em PIL200 e PIL100, um intervalo amostral de 2-min, grau de liberdade de 16 e intervalo de confiança de 95%. As taxas de decaimento foram apresentadas na faixa de frequência $\sigma$ (de 1-hora a $N$ e de $N$ a 3-min), indicadas pelas linhas vermelhas inclinadas e expoentes relacionados. . . . .	48
3.10	Séries temporais dos deslocamentos verticais delineados por diferentes isotermas em duas estações de fundeio, de março a abril de 1982. (superior) A primeira, nas proximidades da plataforma de extração de óleo e gás North Ranking-A (NRA). (inferior) Enquanto a segunda, sobre a isobata de 70-m, já em plataforma continental. Fonte: modificada de Holloway (1987) – Figura 3. . . . .	49
3.11	(a) Campo de densidade convencional, (b) componente horizontal da velocidade ( $U$ ) e (c) o vertical ( $W$ ). As setas brancas e pretas em (a) e (b) mostram a direção de propagação da intrusão de densidade em meia profundidade. Essas setas em (c) indicam correntes de sentido para baixo e para cima. Fonte: modificada de Vlasenko & Hutter (2002) – Figura 7. . . . .	51
3.12	(superior) Evolução do campo de densidade convencional e (inferior) a componente horizontal da velocidade ( $U$ ). O recorte (a-b) representa as variáveis de campo antes da quebra, (c-d) no início da quebra mergulhante e (e-f) imediatamente após o último. Fonte: modificada de Vlasenko & Hutter (2002) – Figura 3. . . . .	53

- 3.13 Detalhes do escoamento (vetores pretos), densidade (isolinhas em cinza), vorticidade (escala de cores em vermelho e azul) e fluxo de sedimento a partir do fundo (vetores marrons). Fonte: modificada de Bourgault et al. (2014) – Figura 3.5,  $t = 24,3$ -min. . . . . 54
- 3.14  $H_s$  é a profundidade no limiar antes da quebra,  $a$  é a amplitude da onda de forma permanente,  $U_c$  a máxima velocidade baroclínica da componente para dentro da costa e  $c_0$  é a velocidade de fase da onda linear. Os quadrados e círculos representam, respectivamente, simulações de ondas com quebras colapsante-mergulhante ou mergulhantes computadas por Aghsaei et al. (2010). O campo de onda observado em S2 também é localizado no diagrama. 56
- 3.15 Esquema ilustrativo da quebra colapsante-mergulhante. Fonte: modificada de Sutherland et al. (2013) – Figura 1d. . . . . 56
- 3.16 Critério para o local de quebra em função de  $h_1$ .  $a/h_1$  e  $2L_w/L_i$  são, respectivamente, as formas adimensionais da amplitude e do comprimento de onda. Enquanto que  $a$  e  $2L_w$  são, respectivamente, a amplitude e o comprimento de onda propriamente ditos.  $h_1$  é a espessura da camada superior e  $L_i$  é o comprimento da termoclina até o sítio onde essa intersecta o talude. A linha tracejada é a curva prognóstica de melhor ajuste determinada por Aghsaei et al. (2010), a linha pontilhada-tracejada por Boegman et al. (2005), e a linha sólida é a nossa solução para ondas longas de marés baroclínicas, a qual foi delineada através do ajuste com S3-S5. As secções S0-S2 também são mostradas. 58
- 3.17 Critério de quebra em função de  $h_1$ .  $H$  e  $\gamma$  são, respectivamente, a profundidade e a inclinação local em PIL200,  $h_1$  a camada superior e  $a$  a amplitude da onda de forma permanente. A linha tracejada é a curva prognóstica de melhor ajuste determinada por Vlasenko & Hutter (2002) e a linha sólida é a nossa solução para ondas longas de marés baroclínicas ajustada para S0 e S3. A secção S2 e seu equivalente pós-quebra S2\*, também foram localizadas no diagrama. . . . . 59
- 3.18 (superior, c-f) Imagens sucessivas das simulações de quebra colapsante e (inferior, c-f) mergulhante. As linhas sólidas são os contornos de densidade e as pontilhadas são as linhas de corrente. Os vetores representam o campo instantâneo de velocidade. Fonte: modificada de Aghsaei et al. (2010) – Figura 7 e Figura 8. . . . . 65

- 
- 3.19 (a) Perfis transversais de temperatura, (b) frequência de Brunt-Väisälä, (c) velocidade vertical da água e (d) coeficiente volumétrico de retroespalhamento (VBSC) obtidos através dos perfis descendentes do flutuador autônomo (*glider*) em setembro de 2013.  $c_0$  indica a direção de propagação da onda. As linhas tracejadas verticais em cinza marcam as estruturas referenciadas dentro do texto. As isotermas de 20 e 23°C correspondem às linhas contínuas em preto. 67
- 3.20 Como na Figura 3.19, mas para (a-f) tomadas em fevereiro de 2014. As isotermas de 22 e 25°C correspondem às linhas contínuas em preto. . . . . 68



# Lista de Abreviaturas

- $a$  – Amplitude de onda  
 $\alpha$  – Inclinação não linear  
 $\alpha_0$  – Inclinação não linear, duas camadas  
ADCP – *Acoustic Doppler Current Profiler*  
 $\beta$  – Dispersão  
 $\beta_0$  – Dispersão, duas camadas  
C – Celsius  
 $c_d$  – Velocidade de fase pelo método fracamente não linear  
 $c_i$  – Velocidade de fase pelo método DJL  
CTD – *Conductivity-Temperature-Depth*  
 $c_0$  – Velocidade de fase da onda longa  
 $\delta$  – Forma adimensional que incorpora  $\alpha$  e  $\beta$   
DJL – *Dubreil Jacotin Long*  
 $\epsilon$  – Não linearidade de onda  
ETOPO – *Global relief model of Earth's surface*  
 $g$  – Gravidade  
 $g'$  – Gravidade reduzida  
 $\gamma$  – Declividade local  
*glider* – Planador autônomo  
 $H$  – Profundidade local  
 $h_1$  – Espessura da camada superior  
 $h_2$  – Espessura da camada inferior  
IMOS – *Integrated Marine Observing System*  
KdV – Korteweg-de Vries  
 $L_i$  – Comprimento da termoclina desde o fundeio até o talude  
 $L_w$  – Comprimento de onda  
 $\mu$  – Dispersividade de onda  
M2 – Lunar principal, semi-diurna

- N – Frequência de flutuabilidade
- NRA – Plataforma de Extração de Petróleo e Gás North Ranking-A
- OSTIA – *Operational Sea Surface Temperature and Sea Ice Analysis*
- $\rho_{den}$  – Densidade potencial
- $\phi$  – A função de estrutura vertical
- PIL100 – Estação em profundidade local de 106-m
- PIL200 – Estação em profundidade local de 206-m
- PNA – Plataforma Noroeste da Austrália
- PSD – Análise de Densidade Espectral de Potência
- S2 – Solar principal, semi-diurna
- $T_B$  – (distância a partir da isóbata de 400-m)/ $c_0$
- U – Velocidade zonal
- $U_B$  – Componente zonal barotrópica
- $U_c$  – Componente zonal baroclínica
- UFBA – Universidade Federal da Bahia
- V – Velocidade meridional
- $V_B$  – Componente meridional barotrópica
- VBSC – Coeficiente Volumétrico de Retroespalhamento
- $V_C$  – Componente meridional baroclínica
- W – Velocidade vertical
- $W_C$  – Componente vertical baroclínica
- $W_g$  – Velocidade vertical da água medida pelo *glider*
- $W_{mec}$  – Velocidade mecânica de descida
- $W_{total}$  – Velocidade total de descida
- $\zeta$  – Componente baroclínica da vorticidade

# 1

## Introdução

Marés baroclínicas (ou marés internas) são ondas internas de frequência mareal, comumente observadas onde fortes correntes de marés barotrópicas e estratificação ocorrem simultaneamente na proximidade de uma topografia íngreme (Gerkema & Zimmerman, 2008). A partir do sítio de gênese, durante a propagação em direção à costa, efeitos não lineares podem surgir com a interação da onda longa de maré baroclínica com o fundo inclinado, transformando a onda inicialmente linear através da inclinação não linear e dispersão (Holloway et al., 1997).

O modo como as ondas internas não lineares empolam e quebram é um tópico primordial na oceanografia costeira por muitas razões práticas, uma vez que elas desempenham um papel fundamental na dissipação turbulenta e mistura diapical. Esses processos influenciam fortemente a ressuspensão de material de fundo (e.g. Boczar-Karakiewicz et al., 1991; Bogucki et al., 1997; Klymak & Moum, 2003; Hosegood & Van Haren, 2004; Quaresma et al., 2007; Bourgault et al., 2014), nutrientes e contaminantes para a coluna d'água (e.g. Sandstrom & Elliott, 1984; Holloway et al., 1985; Leichter et al., 1996), além da troca de água e material através dos contornos continentais (e.g. Cacchione & Southard, 1974; Davis & Monismith, 2011; Nam & Send, 2011). Ademais, têm implicações nas estratégias de manejo da gestão de pesca (e.g. Holloway et al., 1985; Pineda, 1991; Miller & Shanks, 2004), disposição de águas residuais (e.g. Boehm et al., 2002; Petrenko et al., 2000) e operações oceânicas de petróleo e gás (e.g. Holloway, 1983a; Chen, 2011).

Nos estágios iniciais, em decorrência da predominância da inclinação não linear em relação à dispersão, a onda longa de maré interna tende a formar um levantamento de maré

interna (do original ‘*internal tidal bore*’, chamaremos de *bore* interno de maré; mas também choque ou salto hidráulico) com duração cobrindo quase a totalidade do ciclo de maré e amplitude máxima na frente da onda (Holloway, 1987; Hosegood & Van Haren, 2004). Essa forma de onda domina as observações tomadas no talude dos contornos continentais (e.g. Holloway, 1987; Henyey & Hoering, 1997; Small et al., 1999; Johnson et al., 2001; Colosi et al., 2001). Subsequentemente, enquanto o *bore* se desintegra em um pacote de ondas não lineares de curto período, o suprimento de energia é reduzido e a inclinação não linear é sobrepujada pela dispersão (Hosegood & Van Haren, 2004). Sobre a plataforma continental propriamente dita, em sítios onde a dispersão equilibra aproximadamente os efeitos da inclinação não linear, observações apontam para o estiramento espacial desse pacote à medida que o *bore* enfraquece e um pacote de ondas internas solitárias (do original ‘*internal solitary waves*’ ou *solitons*; chamaremos apenas de sólitons) de forma permanente é produzido (e.g. Shroyer et al., 2009). Como tal, a onda permanece essencialmente sem qualquer assimetria entre seus "ombros", o que decorre do fato de que ambos se movem com igual velocidade.

Embora, em casos específicos onde o *bore* interno de maré perturbe uma picnoclina mais próxima ao fundo do que à superfície e a dispersão seja considerada pequena em comparação ao efeito cumulativo da inclinação não linear, as condições podem se tornar propícias à quebra da onda e formas de onda diferentes de sólitons serão geradas (Vlasenko et al., 2005). Em outras palavras, a onda pode se propagar sobre a plataforma continental sem que necessariamente transfira a maior parte da sua energia para pacotes de sólitons (e.g. Lamb, 1994; Holloway et al., 1997; Noble et al., 2009; Chen et al., 2010). Em realidade, investigações numéricas vêm demonstrando o oposto. Um pacote de sólitons é mesclado em uma forma de onda mais longa, em seguida, a face posterior da onda se torna mais inclinada e um *bore* de empolamento (do original ‘*shoaling bore*’) é formado (Chen et al., 2010). Analogamente, um único *soliton*, quando encontrado em condições favoráveis à quebra, pode eventualmente formar um *bore* na face traseira, mas em uma escala de tempo de poucos minutos ao invés de poucas horas (Orr & Mignerey, 2002; Vlasenko & Hutter, 2002; Lamb, 2014).

Até o momento, a maior parte do conhecimento sobre a dinâmica de empolamento e quebra de ondas internas não lineares advém de simulações numéricas e laboratoriais. Isto não apenas resulta de uma limitação global da resolução espacial e temporal de dados *in situ*, mas também devido à dificuldade em se prever o local onde a quebra se desenvolve (Moum et al., 2003; Orr & Mignerey 2003). Além disso, é digno de nota que medições feitas em regime de forte não linearidade são geralmente difíceis de interpretar, tendo em vista a interdependência dos mecanismos responsáveis pela forma geral da onda, como por exemplo, o cisalhamento interfacial, amortecimento de radiação e quebra localizada (Helfrich & Melville, 2006).

A equação de Korteweg-deVries (KdV) continua a ser amplamente reconhecida como sendo o modelo adequado para a descrição da competição que existe entre os efeitos da inclinação não linear e da dispersão, uma vez que reproduz muitas das formas de onda observadas na natureza, tais quais *bores* internos, sólitons e ondas dispersivas de alta frequência (e.g. Holloway et al., 1997, 2003; Vlasenko et al., 2005; Helfrich & Melville, 2006). Não obstante, a teoria do KdV não é adequada para modelar todo o ciclo da onda até o momento da quebra (Saffarinia & Kao, 1996; Helfrich & Melville, 2006; Aghsaee et al., 2010). Usualmente, a quebra de ondas internas não lineares vem sendo estudada abordando rigorosamente a dinâmica de ondas com as dimensões de sólitons, através de modelos dinâmicos bidimensionais, não lineares e não hidrostáticos (Saffarinia & Kao, 1996; Vlasenko & Hutter, 2002; Lamb & Nguyen, 2009; Aghsaee et al., 2010; Chen et al., 2010).

Simulações numéricas distinguem quatro mecanismos de degeneração que evoluem a partir do empolamento de um *soliton* de depressão (e.g. Boegman et al., 2005; Aghsaee et al., 2010): (1) o desenvolvimento de uma bolha de separação abaixo do *soliton*, explicada pelo escoamento resultante em direções divergentes nesse ponto, faz com que a face traseira da onda colapse (quebra colapsante); (2) a predominância da inclinação da face posterior da onda, em detrimento do escoamento induzido pela bolha de separação, resulta no capotamento da onda (quebra mergulhante); (3) quando a inclinação da onda é muito menor do que a inclinação do fundo, o gradiente de pressão e a inércia da onda fazem com que a mesma ascenda sobre o declive, enquanto a sua face traseira é refletida para fora da costa a partir do contorno de fundo (quebra deslizante); (4) sobre declives suaves tanto “(1)” quanto “(2)” são desenvolvidos muito lentamente para induzir o colapso ou capotamento, quando a onda intercepta a picnoclina à meia profundidade, a sua polaridade é invertida para uma onda de elevação, assim, degenerando-se por fissionamento (onda fissionante). Em última análise, a formação de núcleos ascendentes (encosta acima) de fluido bem misturado (do original ‘*turbulent boluses*’, chamaremos de *boluses* turbulentos) existe como consequência da quebra da onda após cada mecanismo.

A importância da quebra de ondas internas tem motivado uma série de estudos numéricos para encontrar parametrizações adequadas para prever o local onde a quebra se desenvolve (e.g. Helfrich, 1992; Vlasenko & Hutter, 2002). Por exemplo, a melhoria desses parâmetros suportaria a escolha de locais apropriados para aquisições de campo e grades de modelos computacionais (Aghsaee et al., 2010). Entretanto, a maioria das simulações assume condições idealizadas na solução como a aproximação de Boussinesq, topografia simétrica, estratificação vertical na forma de duas camadas suavizadas e o escoamento ambiente é frequentemente desconsiderado (e.g. Boegman et al., 2003; Stastna & Lamb, 2008; Aghsaee et al., 2010; Bourgault et al., 2014). Desta forma, a aplicabilidade das simulações na interpre-

tação das referidas feições de sub-mesoescala é incerta e exige confirmações empíricas dos processos previstos teoricamente (e.g. Chereskin, 1983; Vlasenko & Hutter, 2002).

Até o momento, a literatura aponta que a física por trás de uma onda interna não linear, de propagação em direção à costa a partir do oceano profundo, não é bem entendida (Vlasenko & Hutter, 2002; Vlasenko et al., 2005; Diamessis & Redekopp, 2006; Lamb, 2014) e que comparações mais detalhadas entre observações de campo e simulações são necessárias para inferir quão bem as teorias existentes que tratam da quebra da onda descrevem esses processos na natureza (Xu et al., 2010). Avançando ainda mais nesse desenlace, a maioria dos estudos observacionais considera um *soliton* de forma permanente (e.g. Orr & Mignerey, 2002; Shroyer et al., 2009), ao invés de uma onda longa de maré interna (e.g. Holloway et al., 1997). Além disso, as medições são geralmente realizadas sob condições oceânicas de verão, quando as ondas são mais energéticas e vão mais longe para dentro da costa, já que a pycnoclina é normalmente mais forte e rasa (e.g. Craig, 1988; Holloway et al., 2001).

Como parte de um projeto nacional, financiado pelo governo australiano, de esforço colaborativo de infraestrutura e pesquisa, o *Integrated Marine Observing System* (IMOS), um número de missões de planadores autônomos (doravante, apenas *gliders*) foram realizadas concomitantemente a uma composição de sensores oceanográficos em estações de fundeio na borda da Plataforma Noroeste da Austrália (PNA). Durante o final do inverno de 2013, as observações forneceram uma oportunidade de investigar em detalhes o empolamento de *bores* internos de marés propagando-se sob condições ambientais variáveis, até o ponto de ruptura e formação de *boluses* turbulentos. Eventos de quebra nessa região nunca foram antes descritos. Além disso, os perfis obtidos durante esse período através do *glider*, produziram uma cobertura espacial ímpar de medições *in situ*. Assim, desdobrando-se em novas perspectivas no estudo de processos, cujas dimensões são de ordem proporcional à plataforma continental, tais como a quebra de marés baroclínicas não lineares de propagação em direção à costa e sua evolução em *boluses* turbulentos. Notavelmente, esses processos de elevada energia são improváveis de suportar sugestões preconcebidas de que o campo de ondas internas não lineares é de importância secundária na dinâmica da PNA nos meses de inverno (e.g. Holloway et al., 2001; Van Gastel et al. 2009).

## 1.1 Objetivos

Muito da lacuna atual ao que se refere à verificação da teoria de quebra para ondas internas não lineares pode ser preenchida através de uma abordagem empírica de observações abrangentes, tais quais as tomadas na PNA em 2013. Portanto, este trabalho teve como

objetivo principal o desenvolvimento de um novo procedimento para a descrição das ondas longas de marés baroclínicas que se propagam em direção ao litoral, à medida que elas empolam, quebram e acendem sobre o declive transversalmente aos contornos continentais. Além disso, dentro da escala regional do problema, apresentar uma primeira descrição detalhada do campo de ondas internas na PNA durante a estratificação de final de inverno. Neste intuito, serão abordados os seguintes objetivos específicos:

- Examinar as características ambientais associadas aos eventos de quebra durante a estratificação de final de inverno na PNA.
- Investigar a aplicabilidade da teoria de quebra para sólitons de depressão ao caso de uma onda longa de maré interna.
- Ajustar os critérios, de base laboratorial e numérica, às marés baroclínicas observadas em campo.
- Avaliar a resposta do oceano à quebra da onda.

A dissertação está organizado da seguinte forma. A área de estudo será descrita na seção 1.2. Na seção 2, serão definidos a metodologia e os parâmetros empíricos adaptados de soluções numéricas para sólitons de depressão. As condições oceanográficas (seção 3.1) serão avaliadas conjuntamente com as assinaturas cinemáticas do campo de ondas (seções 3.2, 3.3 e 3.4) na determinação do tipo de quebra (seção 3.5), localização e critério (seção 3.6). Além disso, os impactos da quebra de onda na mistura diapicnal, ressuspensão e transporte de material serão investigados na seção 3.7.

## 1.2 Área de Estudo

A maior parte do petróleo e gás da Austrália é produzida na PNA, o que levou a vários estudos oceanográficos desde relativamente cedo. Nessa região, as marés variam em até 10-m (Holloway, 1983b) e são atribuídas como uma das maiores do mundo. Seu limite externo é definido pela isóbata de 400-m, além do qual o declive se eleva para atingir profundidades superiores a 1200-m (Van Gastel et al., 2009). A combinação de topografia íngreme, marés energéticas e estratificação durante todo o ano, produz uma das zonas mais reconhecidas de atividade baroclínica de maré no mundo (Huthnance, 1989).

Através de imagens de satélite, Baines (1981) foi o primeiro a identificar estruturas de marés internas na PNA, mas o uso de dados hidrográficos nas investigações foi pioneiramente relatado em Holloway (1983a). O conjunto de dados utilizado pelo último foi obtido a partir da plataforma continental de Dampier, região de Pilbara, como parte de um programa de

medição visando a exploração de petróleo e gás natural, onde, até hoje, é o sítio da plataforma de extração de petróleo e gás North Ranking-A (NRA; latitude 19.61S, longitude 116.141E; Figura 1.1b). Desde então, vários estudos relacionados às marés internas foram reportados nas proximidades de NRA.

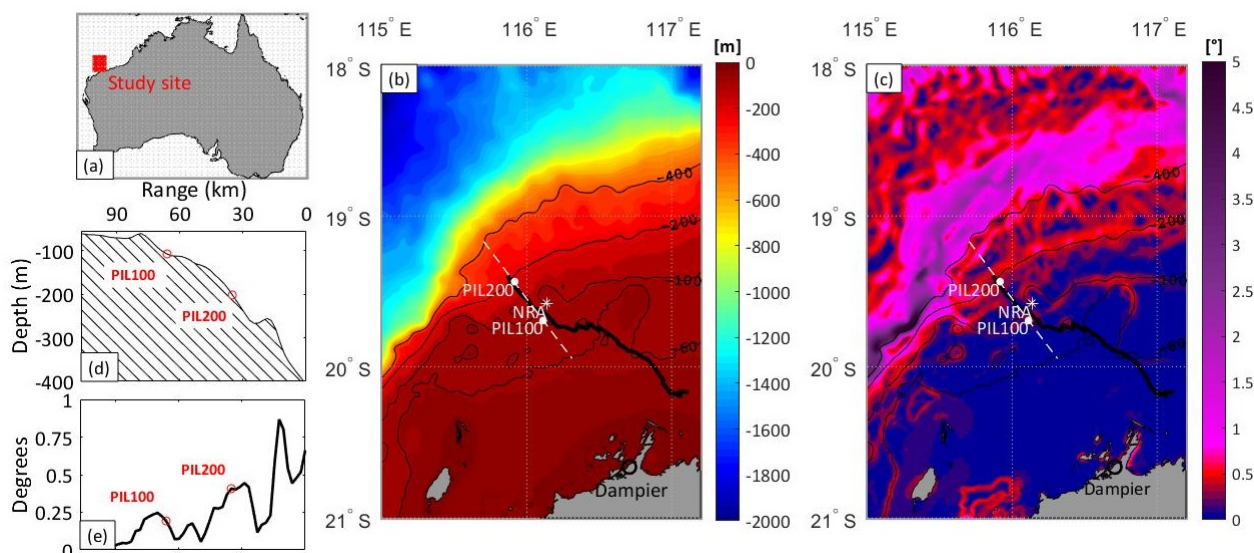


Figura 1.1: (a) A área de estudo, contida na Plataforma Noroeste da Austrália; (b) Batimetria, estações de fundeio (PIL200 and PIL100), trajetória do glider (linha preta) e a plataforma de extração de óleo e gás North Ranking-A (NRA); (c) A declividade; (d) segmento batimétrica transversal (linha branca tracejada em 'b' e 'c') e (e) a declividade correspondente.

O sítio de gênese das marés baroclínicas para a região tem sua existência inferida em profundidades entre 400-600 m, onde o declive é quase crítico,  $\sim 70$ -km em direção ao oceano a partir de NRA, e  $\sim 120$ -km ao longo desse contorno (Craig, 1988; Holloway et al., 2001; Van Gastel et al., 2009). A maioria dos trabalhos observacionais descreveu essas ondas durante os meses de verão através de fundeios posicionados ao longo do contorno da plataforma continental e sempre em direção à costa a partir da isóbata de 140-m (Holloway, 1983a, 1984, 1987, 1994; Smyth & Holloway, 1988; Holloway et al., 1997; Van Gastel et al., 2009). As medições revelaram marés internas semi-diurnas longas com comprimentos de onda de 27-km e velocidade de fase de 0,6 m/s (Holloway, 1984), evoluindo para *bores*, sólitons e ondas dispersivas (Holloway et al., 2003).

Em NRA, onde a profundidade local é de 123-m, Holloway (1987) identificou *bores* internos predominantemente semi-diurnos e de primeiro modo baroclínico (modo-1), com desigualdades diurnas, os quais produziram saltos hidráulicos para baixo de até 60-m nas isotermas, sendo esses frequentemente, mas nem sempre, acompanhados por sólitons de  $\sim$



20-min. Apesar da agudeza desses *bores*, eventos de quebra e mistura não foram observados. Para dentro da costa a partir desse local, na plataforma continental, o autor descreveu o enfraquecimento dos saltos, além da energia passar a ser contida principalmente na banda de alta frequência.

Do verão para o inverno, a pincoclina é aprofundada em média de 40 para 120-m, enquanto os alísios de sudeste se tornam mais importantes e a PNA passa a ser submetida a um forte resfriamento (Shearman & Brink, 2010). Poucos estudos consideram o campo de ondas internas nas proximidades de NRA durante os meses de inverno. Por exemplo, Van Gastel et al. (2009) brevemente caracterizou-o como fraco e governado por ondas de elevação.

A PNA tem composição principalmente carbonática (Jones, 1973; Porter-Smith et al., 2004; Beld et al., 2017), variando de 60 a 100% do peso total de todas as amostras avaliadas por McLoughlin & Young (1985). Os autores definiram províncias sedimentares caracterizadas por sedimentos de areia na plataforma e lama no talude superior, com uma zona de transição de composição intermediária entre as duas, a qual cobre a região do contorno continental nas cercanias de NRA.

# 2

## Metodologia

Os dados medidos durante o mês de setembro de 2013 foram provenientes de duas matrizes de sensores termohalinos e perfiladores acústicos voltados para cima (*Acoustic Doppler Current Profiler*– ADCP). Essas foram ancoradas em estações de profundidades locais de 206-m (PIL200) e 106-m (PIL100), nominalmente no talude superior e na plataforma, respectivamente (Figura 1.1b). Esses dois ADCPs foram configurados para emitir pulsos de espaçamento vertical de 10-m a cada 2,14 segundos em PIL200 e de 8-m a cada 1,71 segundos em PIL100, com médias tomadas a cada 5-min e 10-min, respectivamente. Tabela 2.1 resume as profundidades dos sensores e os intervalos de amostragem para os fundeios, e a Figura 1.1d localiza as estações em uma seção batimétrica transversal calculada a partir do modelo de relevo global ETOPO de 1-arco-minuto de resolução (ETOPO-1).

Tabela 2.1: Detalhes da instrumentação, profundidades de fundeio e intervalos de amostragem. As profundidades sublinhadas sinalizam os sensores termohalinos, enquanto as restantes são apenas termistores. O sinal ‘\*’ conseguinte às profundidades, sinaliza os sensores programados para um intervalo de aquisição de 5-min.

<b>Instrumentação</b>	<b>Profundidade (m)</b>	<b>Intervalo de aquisição (min)</b>
<b>SEABIRD-ST (PIL200)</b>	<u>27*</u> , <b>46</b> , <u>56</u> , <b>66</b> , <b>76</b> , <u>86*</u> , <b>96</b> , <u>106</u> , <u>126</u> , <b>136</b> , <u>146</u> , <b>166</b> , <u>176</u> and <u>201</u>	<b>1, 2 and 5*</b>
<b>SEABIRD-ST (PIL100)</b>	<u>26</u> , <b>46</b> , <u>56</u> , <u>86</u> and <b>100.5</b>	<b>1, 2 and 5*</b>
<b>WORKHORSE-ADCP (PIL200)</b>	<b>197m</b>	<u>5</u>
<b>WORKHORSE-ADCP (PIL100)</b>	<b>106m</b>	<b>10</b>

Séries temporais de temperatura foram linearmente interpoladas através de passos verticais de 1-m em cada intervalo de tempo, o que está de acordo com o método aplicado por Van Gastel et al. (2009) para estudar sólitons nas proximidades de NRA. Uma vez que a estratificação na área de estudo é caracterizada por gradientes contínuos e não por uma estrutura de duas camadas, o referido campo interpolado reproduz em grande medida as variações de profundidade de cada isoterma. Além disso, como a temperatura é dominante no controle das variações de densidade na região (Holloway, 1987; Van Gastel et al., 2009), isotermas foram tomadas como adequadas para substituir isopicnais na análise do campo de ondas internas. Essa aproximação é geralmente assumida em estudos observacionais realizados na PNA (e.g. Holloway, 1983a, 1984, 1987, 1994; Holloway et al., 1997, 2001; Van Gastel et al., 2009).

A matriz de controle de qualidade distribuída pela plataforma IMOS foi utilizada na remoção de dados espúrios em cada observação. Para o campo de velocidade, isso significou o aparecimento de uma lacuna em profundidades menores do que 28-m em PIL200 e 20-m em PIL100. Ou seja, os ADCPs foram incapazes de descrever satisfatoriamente o escoamento próximo à superfície. Outro hiato vertical de  $\sim 9$ -m acontece próximo ao fundo, devido ao "ponto cego" abaixo de cada ADCP. Em seguida, o campo de velocidade foi rotacionado de  $-45^\circ$ , em relação ao norte verdadeiro, para calcular a componente transversal (U) e longitudinal (V) em relação à quebra da plataforma. As direções para dentro da costa, para leste e para cima foram consideradas positivas.

A zona de transição de  $\sim 32$ -km entre PIL200 e PIL100 foi observada através de uma missão do *glider*. Essa plataforma oceanográfica move-se verticalmente para cima e para baixo pela coluna d'água através do controle de flutuabilidade, enquanto que as suas "asas" convertem o momento em movimento para frente, de magnitudes entre 0,25 e 0,40 m/s (Pattiaratchi et al., 2011). A duração máxima da trajetória para baixo (para cima) foi de 22-min (18-min) na vizinhança de PIL200 e 6-min em profundidades próximas a 62-m.

Além do campo termohalino medido através do CTD Seabird anexado ao planador, os dados incluem séries temporais dos coeficientes volumétricos de retroespalhamento (*volumetric backscatter coefficient*– VBSC) derivado do sensor bio-óptico WET-Lab, o qual é uma *proxy* válida para a concentração de material particulado (por exemplo, Glenn et al., 2008). Os intervalos de amostragem da série foram de  $\sim 2$ -seg, com pequenas variações da ordem  $10^{-1}$ -seg. Em adição à matriz de controle de qualidade IMOS, consideramos valores espúrios aqueles externos a um envelope de 3 desvios padrão em relação à média de uma janela móvel de 6-seg. Essa janela foi ampliada para 2-min na avaliação do campo de VBSC devido ao grande número de valores espúrios. Em seguida, as séries foram linearmente interpoladas

para um intervalo de amostragem de 2-seg.

## 2.1 Parâmetros Empíricos

Nesse trabalho, dado o fato de que pouquíssimos estudos consideram a teoria da quebra para ondas longas de marés baroclínicas, nós extrapolamos os parâmetros que são geralmente aplicados no estudo de sólitons de depressão. Esses parâmetros são computados a partir de propriedades ambientais e de ondas quiescentes, as quais assumem sólitons de forma permanente. Conforme definidos no trabalho de Aghsaee et al. (2010), eles são comumente considerados de forma a investigar a conveniência de assumir uma estrutura vertical de duas camadas, onde  $H$ ,  $\gamma$ ,  $h_1$  e  $h_2$  são respectivamente a profundidade local, declividade, espessura da camada superior e inferior em PIL200, e  $L_i$  é o comprimento da termoclina desde o local do fundeio até o sítio onde essa isoterma intersecta o talude (Figura 2.1b). Em outras palavras, estaremos assumindo uma termoclina estreita, sobre a qual uma onda interna de depressão, semi-diurna e de forma permanente se propaga.

### 2.1.1 Onda

Os parâmetros de onda  $a$  e  $L_w$ , respectivamente, a amplitude máxima e o comprimento característico de onda, foram estimados a partir da forma de onda observada que melhor se ajustou à teoria de uma onda longa de maré baroclínica para quando as condições não são conducentes à quebra, portanto, quando a onda não sofrer empolamento. Isto é, a onda de depressão de maior semelhança entre as inclinações de suas faces dianteira e traseira, quando suavizadas (Figura 2.1). Assim, assemelhando-se às características de um *soliton* de forma permanente. Nota-se que os sinais de alta frequência foram atenuados através de dois filtros de Lanczos, passa-baixa de 3-horas e passa-baixa de 36-horas (o período inercial local), com a finalidade de destacar a onda longa e estimar o seu deslocamento máximo a partir da profundidade da termoclina não perturbada.

Michallet & Ivey (1999) demonstraram que  $L_w$  é estimado através da integral do deslocamento da onda  $\eta(t)$

$$L_w = \frac{c_0}{a} \int_{t_0}^{t_1} \eta(t) dt. \quad (2.1)$$

Nós calculamos os intervalos de tempo  $t_0$  e  $t_1$  como a seção entre os limites dianteiro e traseiro quando as amplitudes foram 0,42 vezes  $a$  (Colosi et al., 2001). O que está em estreita concordância com a definição de comprimento de onda aplicada em Vlasenko et al.

(2005), os quais consideraram os limites ao nível de 0,5 vezes a amplitude máxima. Acima,  $c_0 = \sqrt{g' h_1 h_2 / (h_1 + h_2)}$  é a velocidade de fase da onda longa e  $g' = g(\rho_2 - \rho_1) / \rho_2$  é a gravidade reduzida devido a uma coluna de água estratificada.

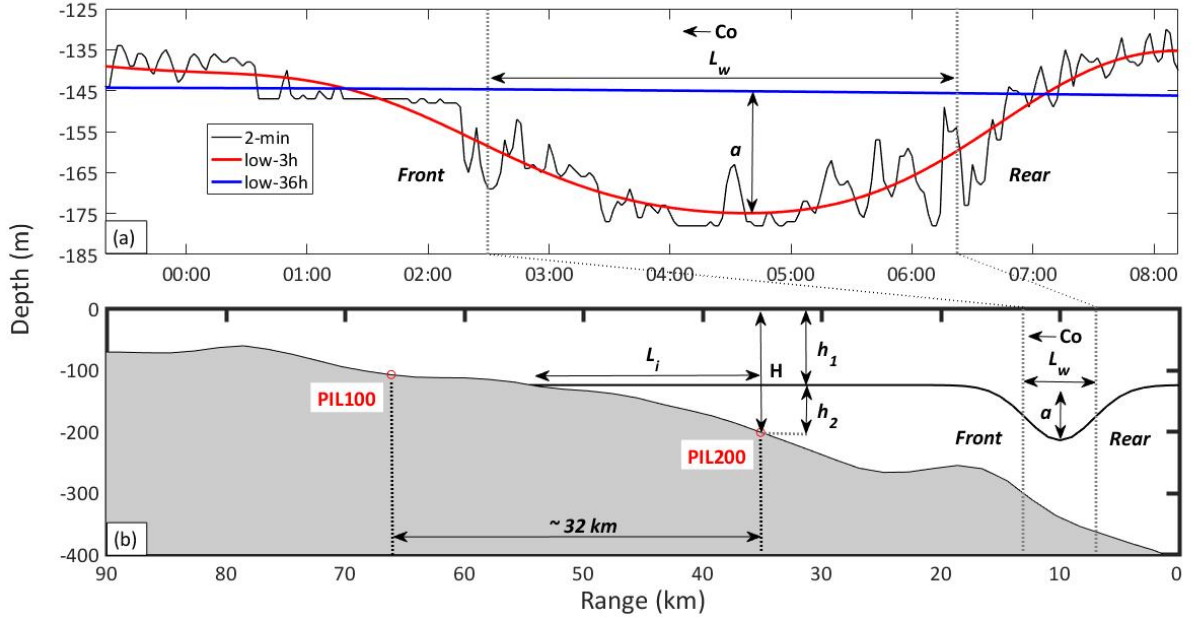


Figura 2.1: (a) A onda longa de maré baroclínica de depressão, observada em PIL200, a qual foi aplicada na definição dos parâmetros de onda. Essa, tem propagação em direção à linha de costa, conforme elucidado no (b) diagrama esquemático modificado a partir de simulações laboratoriais e numéricas. As linhas verticais pontilhadas (em cinza) mostram quando as amplitudes são 0.42 vezes a máxima  $a$ , esse intervalo é utilizado na definição do comprimento de onda  $L_w$ . A profundidade da termoclina não perturbada é indicada através da suavização por um filtro passa-baixa de 36-horas, enquanto que variações de alta frequência foram removidas através de um filtro passa-baixa de 3-horas. A onda desloca-se em direção à PIL200 conforme indicado por  $c_0$ , onde a profundidade total é  $H$ , as camadas superior e inferior são, respectivamente,  $h_1$  e  $h_2$ , e  $L_i$  é o comprimento da termoclina desde o local do fundeio (PIL200) até o sítio onde essa isoterma intersecta o talude.

Segundo Vlasenko et al. (2005), dois parâmetros adimensionais representativos da não linearidade ( $\epsilon$ ) e dispersividade ( $\mu$ ) da onda foram definidos

$$\epsilon = \frac{a}{H} \quad \mu = \frac{H}{L_w}. \quad (2.2)$$

Segundo esses autores, as características da forma de onda podem ser inferidas através da comparação entre esses dois termos. Caso  $\epsilon \ll \mu$ , a onda de depressão, simulada propagando-se em direção à costa, passa a ser progressivamente substituída por ondas de alta frequência

(Figura 2.2, esquerda). Feito  $\epsilon \cong \mu$ , o equilíbrio entre os dois termos produz uma situação estacionária, a qual preserva a forma da onda, posteriormente, podendo desencadear a evolução dos sólitons de forma permanente. Por outro lado, se  $\epsilon \gg \mu$ , o efeito cumulativo da não linearidade leva a onda a formar um *bore* de empolamento na face traseira da onda (Figura 2.2, direita).

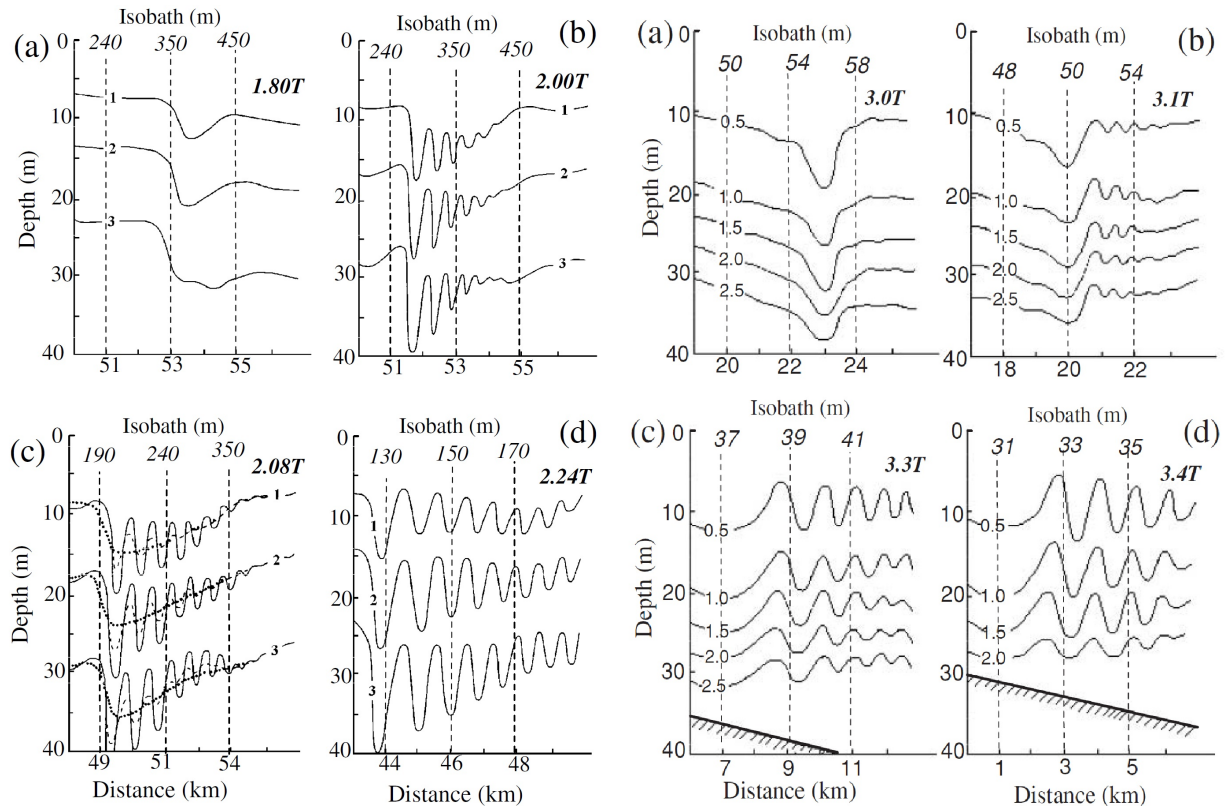


Figura 2.2: Simulações numéricas para os diferentes estágios da evolução de uma onda interna de depressão propagando-se em direção à costa. Onde,  $T$  denota o período de maré e as linhas verticais as isóbatas. Para quando (esquerda) a depressão inicial (a) sofre dispersão (b-c) e forma um trem de ondas de depressão de alta frequência (d); e (direita) quando a depressão inicial (a) encontra águas suficientemente rasas para que um *bore* de empolamento seja formado em um primeiro momento (b), o qual é posteriormente convertido em um trem de ondas de elevação (c-d). Fonte: modificada de Vlasenko et al. (2005) – Figura 6.16 e Figura 6.17.

## 2.1.2 Ambientais

Uma maneira mais direta de caracterizar as condições oceanográficas responsáveis por atribuir características não lineares específicas à onda longa incidente, é calcular os coeficientes que parametrizam os efeitos da inclinação não linear ( $\alpha$ ) e dispersão ( $\beta$ ) na equação KdV. Essa equação de primeira ordem é válida apenas se forem assumidas amplitudes pe-

quenas,  $\epsilon \ll 1$ , e comprimentos de ondas relativamente longos,  $\mu \ll 1$  (e.g. Holloway et al., 1997; Vlasenko et al., 2005). Isso posto, Holloway et al. (1997), em estudo tomado nas proximidades de NRA, fizeram uso da equação KdV para simular a evolução de uma onda sinusoidal em direção à linha de costa, visto que essa onda é representativa de uma onda longa de maré baroclínica. Os autores descreveram como as mudanças em  $\alpha$  e  $\beta$  impactaram as soluções numéricas das formas de onda.

Essas quantidades são comumente chamadas de parâmetros ambientais, pois são externas à forma de onda propriamente dita (e.g. Cai et al., 2008; Walter et al., 2016). No contexto de uma estrutura vertical de duas camadas,  $\alpha$  e  $\beta$  são, simplesmente,

$$\alpha_0 = \frac{3c_0}{2} \frac{h_1 - h_2}{h_1 h_2} \beta_0 = \frac{c_0}{6} h_1 h_2. \quad (2.3)$$

No entanto, assumindo a solução não linear em sua forma completa, o que significa que a corrente ambiente e uma estratificação contínua devem ser levadas em consideração (Shi et al., 2009), os parâmetros da equação KdV são dados por (Holloway et al., 1997)

$$\alpha = \left(\frac{3}{2}\right) \frac{\int_{-H}^0 (c - U)^2 (d\phi/dz)^3 dz}{\int_{-H}^0 (c - U) (d\phi/dz)^2 dz} \quad \beta = \left(\frac{3}{2}\right) \frac{\int_{-H}^0 (c - U)^2 (\phi)^2 dz}{\int_{-H}^0 (c - U) (d\phi/dz)^2 dz}. \quad (2.4)$$

Onde  $z$  é a coordenada vertical,  $c$  a velocidade de propagação da onda longa e  $U(z)$  a corrente ambiente. A função de estrutura vertical  $\phi(z)$  é determinado pelo problema do autovalor em termos de integrais do limite de ondas longas (e.g. Stastna & Lamb, 2002)

$$\frac{d}{dz} [(c - U)^2 \frac{d\phi}{dz}] + N^2(z)\phi = 0, \quad \phi(-H) = \phi(0) = 0. \quad (2.5)$$

A notação considerada acima é conhecida como a equação de Taylor–Goldstein (TG). A teoria de TG é incorporada pela equação de Dubreil Jacotin Long (DJL), a qual vem sendo aplicada na resolução de ondas de formas permanentes, necessariamente do primeiro modo baroclínico, até instantes antes da quebra (Walter et al., 2016). Aqui, fizemos uso do pacote de rotinas para o MATLAB *Dubreil-Jacotin-Long Equation Solver* (DJLES; Dunphy, 2017), com o propósito de se obter  $\phi(z)$  e  $c$ , uma vez que apenas nos interessamos pela estrutura vertical e velocidade de fase de ondas de modo-1, intrínsecas ao ambiente. Para efeito de comparação, tais propriedades intrínsecas também foram computadas seguindo a metodologia de Klinck (1999), a qual não leva em consideração a corrente ambiente.

Séries temporais da frequência de Brunt-Väisälä (ou frequência de flutuabilidade)

$$N^2(z) = \frac{-g}{pden(z)} \frac{dpden(z)}{dz}, \quad (2.6)$$

foram requeridas na resolução da equação de TG. Onde  $g$  e  $pden$  são, respectivamente, a aceleração gravitacional e a densidade potencial. Com o propósito de se obter  $\alpha$  e  $\beta$  através das equações 2.4, Holloway et al. (1997) resolveu a equação de TG sobre médias de 10-dias e 4-dias. Posteriormente, Holloway et al. (2003) analisou as mesmas séries sobre médias de 12-horas. Esse último trabalho mostrou que os resultados foram afetados por variações de frequência semi-diurna. Por esse motivo, o sinal das marés internas foi removido da série original através de um filtro de Lanczos passa-baixa de 36-horas, visando com isso, obter os perfis de  $U(z)$  e  $N(z)$ , os quais foram computados sobre médias a cada 2-dias.

Conforme detalhado na Tabela 2.1, devido à distribuição vertical dos sensores, os limites verticais de integração das equações 2.4 não foram medidos. Essa aparente problemática foi resolvida, primeiro incorporando a temperatura média diária da superfície do mar, a qual foi derivada do produto OSTIA a 3-arco-minuto ( $\sim 5.5$ -km) de resolução. Próximo ao fundo, no entanto, a vacância vertical foi pequena ( $\sim 5$ -m), portanto, simplesmente a substituímos pela medida mais próxima. Essa mesma abordagem foi aplicada sobre as lacunas superficiais para os campos de salinidade e  $U$ , uma vez que as medições realizadas nas proximidades da profundidade de 27-m foram apresentadas dentro dos limites da camada de mistura, o que geralmente condiciona valores similares de salinidade e  $U$  até a superfície.

Com a finalidade de aproximar a maré reconstituída do cenário real que deu origem às marés internas na região, as observações foram atrasadas de  $T_B = (\text{distância a partir da isóbata de } 400\text{-m})/c_0$ , sendo esse o período que a onda linear leva para se deslocar desde o sítio de origem, próximo à isóbata de 400-m, até PIL200.

Por fim, a seção batimétrica, proveniente do ETOPO, mais representativa da variabilidade topográfica entre PIL200 e PIL100 foi selecionada na definição da profundidade local  $H_x$ , cobrindo a distância entre as duas estações. Juntamente com  $h_2$ , valor médio calculado para cada segmento de 2-dias, definimos  $L_i$  como a distância a partir de PIL200 onde  $h_2$  é equivalente à  $H_x$ . A confiabilidade dessa estimativa foi verificada empiricamente através dos perfis medidos pelos planadores *glider* tomados no dia 26 de setembro.

### 2.1.3 Quebra

Em primeira análise, um critério indicativo de quebra para ondas longas de marés internas foi conceituado a partir das condições ambientais observadas, conforme calculadas pelas



equações 2.3 e 2.4, bastando converte-las para uma forma adimensional,

$$\delta = \left(\frac{\beta}{\text{mean}(\beta)}\right) / \left(\frac{\alpha}{\text{mean}(\alpha)}\right). \quad (2.7)$$

Vamos além ao considerar o critério de quebra definido por Vlasenko & Hutter (2002) em termos de  $h_1$ ,  $\nu = a/(H - h_1)$ , onde  $a$  e  $H$  são constantes. Adicionalmente, seguindo Helfrich (1992), consideramos a definição do local de quebra resolvido para  $h_1$  como uma função de  $a$ , relação a qual é considerada fundamental na modelagem do local de quebra para ondas superficiais, e do comprimento de onda adimensional ( $L_w/L_i$ ). As curvas de melhor ajuste para as soluções numéricas de Boegman et al. (2005) e Aghsaei et al. (2010) foram então comparadas com nossa solução. O  $h_1$  prognosticado pela nossa curva foi então avaliado através da comparação do campo de onda medido pelo *glider*.

## 2.2 Campo de Onda Interna

### 2.2.1 Fundeios

Primeiramente, estimativas das componentes baroclínicas da corrente,  $U_c$  e  $V_c$ , foram obtidas a partir da velocidade total subtraída das componentes barotrópicas  $U_B$  e  $V_B$  (Holloway et al., 2001; Xie et al., 2015). Essas últimas foram computadas a partir da média entre os diferentes níveis verticais em PIL200. Com isso, tornamos o foco para movimentos baroclínicos associados a ondas gravitacionais. Deve ser mencionado aqui que  $U_c$  e  $V_c$  também incorporam as velocidades das partículas fluidas decorrentes da dinâmica de quebra (Vlasenko & Hutter, 2002).

A direção horizontal na qual os *bores* internos de marés se propagaram foi estimada através da orientação das elipses baroclínicas de marés semi-diurnas (M2 + S2), obtidas através do método de Pawlowicz et al. (2002), mas com uma ambiguidade de  $180^\circ$  (Holloway, 1984). Em outras palavras, estaremos assumindo que a direção de propagação é a mesma da maré interna linear.

Vale a observação de que  $V_c$  foi desconsiderado da análise, pois partimos do pressuposto de que a quebra de uma maré baroclínica não linear é um fenômeno de natureza transversal, dada a grande influência do forte gradiente batimétrico do talude sobre essas ondas quando em estágio de empolamento. Além disso, estudos numéricos que resolvem a quebra de ondas internas não lineares geralmente fazem uso de modelos bidimensionais (e.g. Vlasenko & Hutter, 2002; Aghsaei et al., 2010; Bourgault et al., 2014), dessa forma, suporta a ideia de

que a maioria das teorias existem para um referencial transversal ao contorno continental.

Velocidades verticais ( $W$ ) fortes vêm sendo relacionadas com o empolamento e a quebra de ondas internas. Elevadas magnitudes de  $W$  geralmente resultam da formação de vórtices turbulentos, os quais comumente resultam de instabilidades globais e cisalhantes (e.g. Helfrich, 1992; Vlasenko & Hutter, 2002; Bourgault et al., 2014). Dessa forma, importantes aspectos dinâmicos das ondas internas podem ser ressaltados a partir do campo de vorticidade. Então, a teoria foi comparada com as nossas estimativas da vorticidade baroclínica  $\zeta = \zeta_y = \hat{j}(\nabla \times \vec{V})$ . As componentes do campo de velocidade em  $\hat{i}$  e  $\hat{k}$  foram, respectivamente,  $U_c$  e a componente vertical da corrente baroclínica ( $W_c$ ).

A energia do campo de ondas internas foi examinada inicialmente através da análise de densidade espectral de potência (*power spectral density*– PSD) de Welch, considerando a variação de profundidade da isoterma mais representativa da termoclina, um intervalo amostral de 2-min, grau de liberdade de 16 e intervalo de confiança de 95%. Sensores com intervalos de amostragem superiores e inferiores a 2-min foram respectivamente reamostrados e não considerados para obter o campo de temperatura. A comparação entre diferentes PSD foi possível devido à “normalização” através do desvio padrão. Além disso, devido ao grau de liberdade aplicado na análise, a resolução em baixas frequências foi pequena, assim, o foco do trabalho esteve em descrever as variações de frequências moderadas e altas.

As formas espectrais de cada seção também foram consideradas em termos da taxa de decaimento, definida de acordo com a lei da distribuição de potência  $1/\sigma^x$ , com o expoente  $x$  sendo indicativo da declividade da curva e  $\sigma$  a faixa de frequência a ser considerada (Freeman & Zhai, 2009). Os PSDs, juntamente com a análise teórica associada à cinemática observada, são evidências das principais características do campo de ondas internas em cada segmento de 2-dias e nas duas estações de fundeio.

### 2.2.2 Perfis *Glider*

Toma-se nota de que sem os dados físico-ópticos adquiridos através dos perfis *glider*, a zona de transição entre as duas estações de fundeio seria uma larga zona cega. Os campos transversais de temperatura,  $N$  e VBSC, obtidos através desse planador, promoveram inferências cinemáticas e adicionaram informações relativas à concentração de material. Devido ao fato de que tanto a dissipação turbulenta quanto a mistura diapicnal são consideradas fracas nas cercanias de NRA quando em condições oceânicas de final do verão (Holloway, 1987), comparações qualitativas com a missão de fevereiro de 2014 foram incorporadas à análise. A finalidade disso foi elucidar as implicações da estrutura vertical de final do inverno

para mistura, ressuspensão e transporte de água e material. Curiosamente, no momento desta publicação, não há artigos científicos revisados por pares que tratem do campo de ondas internas na PNA sob uma perspectiva de perfis *glider*.

Adicionalmente, assumindo o modelo quase-estático de *glider* planar, onde  $W_{total}$  é a velocidade total de descida e  $W_{mec}$  a velocidade mecânica de descida (Merckelbach et al., 2010), nós nos aproximamos de uma estimativa para velocidade vertical da água medida através do *glider*  $W_g$

$$W_g = W_{total} - W_{mec}. \quad (2.8)$$

Devido ao fato de que perturbações turbulentas e de ondas são menores longe dos contornos da superfície e do fundo,  $W_{mec}$  foi computado como a velocidade média de descida ao longo de todo o transecto entre as profundidades de 15 a 40 metros. Assim, também evitando a região de máximo deslocamento do primeiro modo baroclínico, a qual será descrita na seção 3.1 como entre as profundidades de 50 a 190 metros. Além disso, como a duração máxima dos perfis foi de 22-min, espera-se que a dinâmica das marés baroclínicas semi-diurnas seja satisfatoriamente resolvida.

# 3

## Resultados e Discussão

### 3.1 Condições Oceanográficas

O campo de temperatura não perturbado é apresentado conjuntamente com as seções de 2-dias e as superfícies isotermais de 19 a 23°C (Figura 3.1a). A análise das frequências de fluabilidade relacionadas à profundidade dessas superfícies, indicam a isoterma de 20°C (Figura 3.1a, linha sólida espessa) como a melhor representação da termoclina, em consequência dos seus valores mais elevados durante a maior parte do período avaliado (Figura 3.1b, linha verde espessa). Portanto, sua média de 0.0179 rad/s ( $\sim 6$  minutos) é a aproximação apropriada para a frequência de fluabilidade local  $N$ . Contudo, as curvas de  $N$  revelam gradientes contínuos ao invés de uma estrutura de duas camadas, notavelmente após o dia 21, quando as frequências associadas às diferentes isotermas alcançaram valores semelhantes (Figura 3.1b). Isso é mais diretamente evidenciado através dos perfis de  $N$  dos intervalos de tempo denominados S0, S1 e S2 (Figura 3.2a, linha sólida preta). Nestes casos, não há pico único nos perfis, mas uma ampla zona vertical onde a fluabilidade é considerada elevada. Ao serem consideradas conjuntamente com S3, S4 e S5, elas compõem as seções de 2-dias analisadas neste trabalho (Figura 3.1a, caixa de texto interna à figura). Estes intervalos foram selecionados por conterem feições consistentes com estágios dinâmicos particulares previstos pela teoria da quebra de ondas internas de depressão.

É também notável nos perfis de  $N$ , que os valores mais altos ( $> 0.05$  rad/s) são apresentados entre as profundidades de 50 e 190-m. Dessa forma, esta é a camada vertical relevante para descrever os processos de interesse e é o foco de nossa atenção. A transição de S0 para S5 é marcada pelo início de uma estrutura de estratificação mais estreita, profunda e hidrodinamicamente estável, que é inconfundível em S3, S4 e S5.

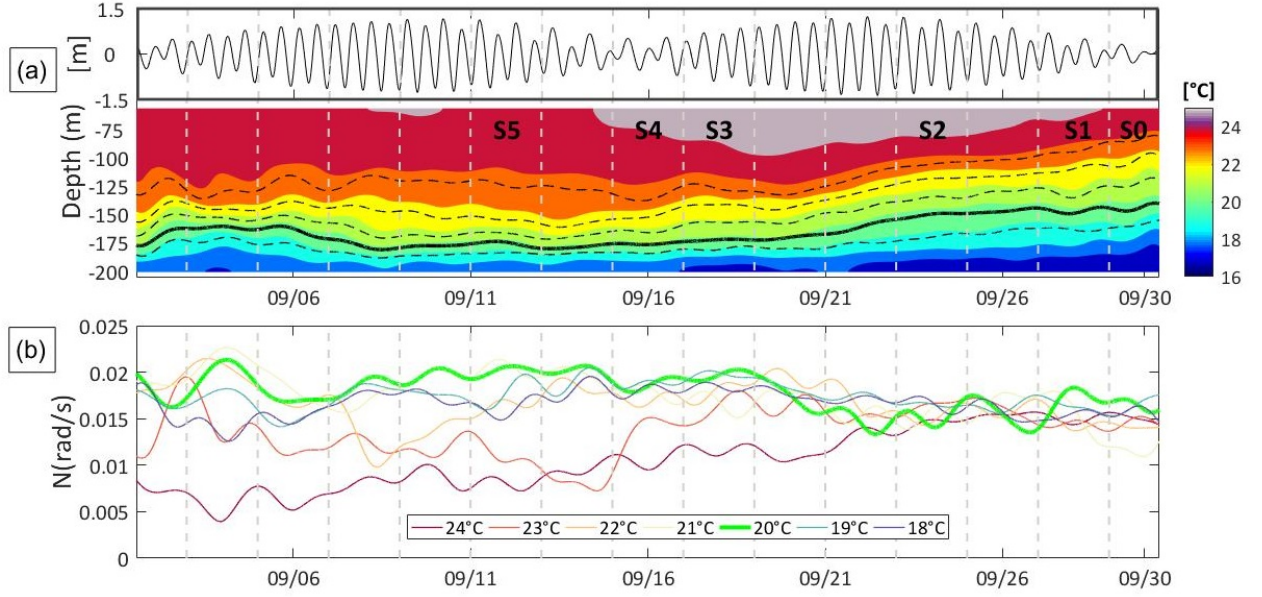


Figura 3.1: Em PIL200, (a) a amplitude da maré reconstituída atrasada de 13 horas (cenário de gênese; caixa superior), os seguimentos de 2-dias (linhas tracejadas verticais), os quais definem as intervalos de interesse (S0-S5), e o campo de temperatura subinercial (filtrado de 36 horas), exibindo a profundidade das isotermas de 19 a 23°C. A curva preta mais espessa é a isoterma de 20°C. (b) Frequência de Brunt-Väisälä correspondente à profundidade das mesmas isotermas.

O autovetor deslocamento vertical normalizado, obtido a partir da solução DJL, assemelha-se àquela da solução de Klinck (1999; DYN na Figura 3.2b). Contudo, as velocidades do primeiro modo baroclínico obtidas através do primeiro ( $c_j$ ) foram maiores em comparação com aquelas que desconsideraram a corrente ambiente ( $c_d$ ).

Embora, ambos, os perfis contínuos de  $N(z)$  e de corrente ambiente  $U(z)$  sejam determinísticos no cálculo de  $\alpha$  e  $\beta$ , os parâmetros correspondentes  $\alpha_0$  e  $\beta_0$  se comportaram de maneira semelhante (Figura 3.3a-b). Por exemplo, a transição de S0|S1|S2 (grupo-1) para S3|S4|S5 (grupo-2) é marcada pelo aumento da inclinação não linear e declínio da dispersão. Isso condiciona o parâmetro adimensional  $\delta > 1$  para o primeiro e  $< 1$  para o último (Figura 3.3c), tanto para a solução não linear quanto para a solução de duas camadas. Mais adiante no texto, discutiremos detalhadamente sobre  $\delta$  como critério para a quebra de ondas internas.

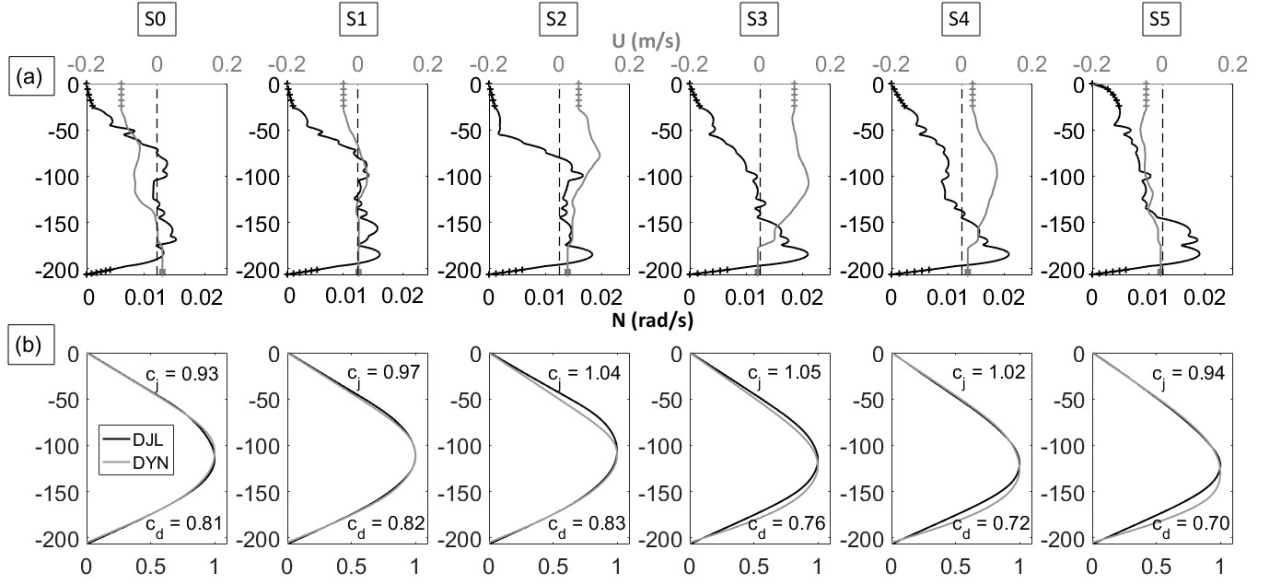


Figura 3.2: (a) Perfis médios da frequência de Brunt-Väisälä  $N$  (em preto) e da corrente ambiente  $U$  (em cinza) tomados para cada segmento de 2-dias adotado como relevante (S0-S5); os segmentos verticais hachurados de cada perfil sinalizam os limites não cobertos pelas matrizes de sensores implementadas e a linha tracejada vertical marca o zero m/s. (b) A função da estrutura vertical  $\phi(z)$  e a velocidade de fase para o primeiro modo baroclínico, determinados tanto através do método completamente não linear Dubreil-Jacotin-Long (DJL e  $c_i$ ) quanto pelo método fracamente não linear de Klinck (1999; DYN e  $c_d$ ).

Também é notável que um maior  $\beta$  ( $\alpha$ ) existiu durante velocidades mais fortes para fora da costa (para dentro da costa). Tais casos são mais concretamente evidenciados considerando as resposta dos pares S0|S1 e S4|S5 (Figura 3.3a) às mudanças no escoamento ambiente (Figura 3.2a). Além disso, vale ressaltar que  $\alpha$  foi máximo em S3, quando o núcleo da corrente foi em direção à costa com magnitudes superiores a 0,13 m/s.

Em PIL200,  $\alpha$  é positivo, sempre  $> 0,0025 s^{-1}$  e máxima de  $0,0075 s^{-1}$ . Esses valores são considerados elevados, razão pela qual deixamos de lado, intencionalmente, os termos não lineares cúbicos, assim como os quadráticos. De acordo com Holloway et al. (1997), valores semelhantes são experimentados por ambientes internos à plataforma durante o final do verão (março e abril). Não obstante, o parâmetro  $\alpha_0$  extrapola por muito os valores estimados por Holloway e por  $\alpha$  (Figura 3.3a-b). Ao passo que  $\beta_0$  subestima  $\beta$ . Dessa forma, sugerindo que as soluções de duas camadas não representam adequadamente a concorrência que existe entre os efeitos da inclinação não linear e dispersão, os quais são entregues pelas condições oceânicas observadas. Assim, nas seções subsequentes, tomaremos  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\delta$  exclusivamente por suas soluções completamente não lineares.

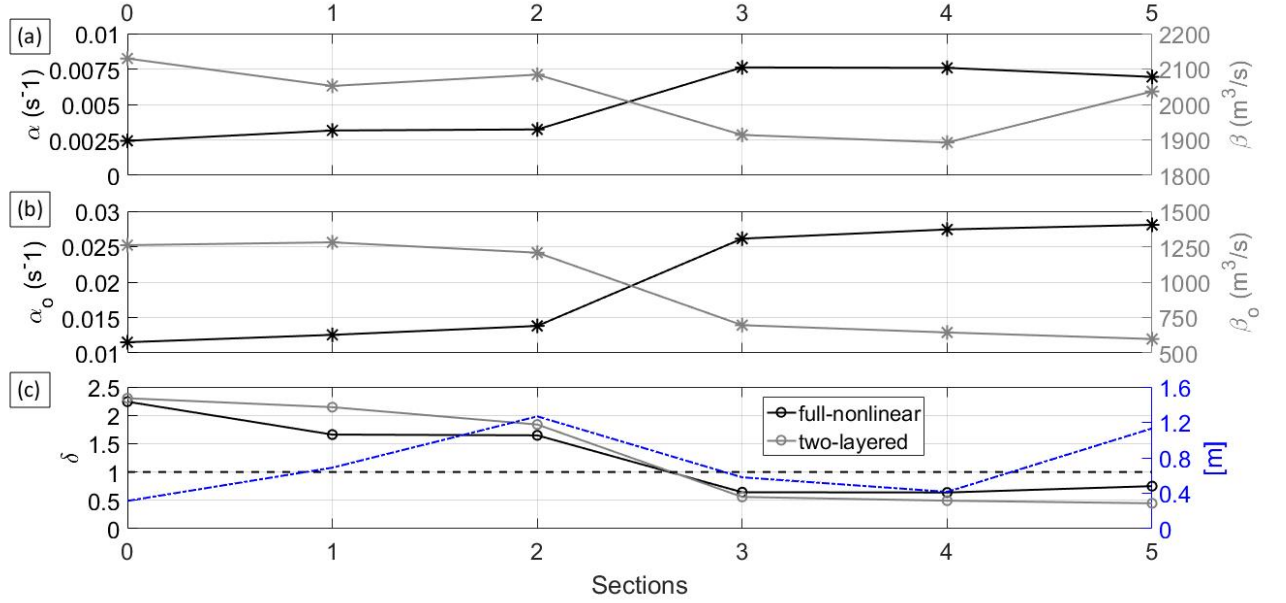


Figura 3.3: (a) Os coeficientes que parametrizam os efeitos da inclinação não linear  $\alpha$  (em preto) e dispersão  $\beta$  (em cinza) em PIL200, calculados através do método completamente não linear para cada um dos seguimentos relevantes de 2-dias (S0-S5). (b) A mesma estimativa, mas através da solução de duas-camadas  $\alpha_0$  (em preto) e  $\beta_0$  (em cinza). (c) As respectivas formas adimensionais  $\delta$  (em preto) e  $\delta_0$  (em cinza) e as amplitudes médias de maré vazante relativas aos cenários de gênese das marés internas (atrasadas de  $\sim 13$ -horas; em azul); a linha tracejada horizontal marca o critério dos parâmetros adimensionais igual à unidade.

## 3.2 Marés Baroclínicas Lineares

A velocidade de fase da onda longa foi de  $c_0 = 0,77$  m/s, o que resultou em um atraso de  $T_B \cong 13$ -horas. O último fornece a correção que aproxima séries de maré ao cenário de gênese das marés internas. Em média, a amplitude das marés reconstituídas foi de 0,8-m (Figura 3.1a, caixa superior) e seu correspondente eixo principal do escoamento barotrópico de 0,42 m/s, produzindo marés baroclínicas de propagação para dentro da costa, as quais encontraram superfícies isotermais assumidas não perturbadas em PIL200. Conforme será descrito na seção 3.3 e seção 3.4, essas superfícies também foram impactadas por um ciclo pronunciado de sizígia e quadratura, e também por desigualdades diurnas.

Em média, a orientação das elipses baroclínicas semi-diurnas (M2 + S2), no sentido anti-horário em relação a um referencial aproximadamente paralelo ao contorno da plataforma continental, foi de  $270^\circ$  (Tabela 3.1), indicando que as marés internas lineares apresentaram-se fortemente orientadas em direção à costa. Ademais, os correspondentes harmônicos de  $U_c$

foram o mínimo em meia profundidade ( $\sim 109\text{-m}$ ), enquanto que o máximo ocorreu próximo à superfície e ao fundo. Esses, juntamente com o salto de fase de  $\sim 10^\circ$  no mesmo nível de profundidade, apontam para a natureza de modo-1 do campo de onda interna (Liao et al., 2011).

Tabela 3.1: Em PIL200, correntes de marés baroclinicas em m/s. As propriedades das elipses são semi-eixo-maior (Maj), fase (Ph) em tempo local, 8-horas à frente do tempo em UTC, e a orientação ( $\theta$ ) em graus, anti-horário em relação a um referencial aproximadamente paralelo ao contorno continental; adicionamos  $180^\circ$  sobre a orientação para que representem a direção de propagação da onda interna linear. Os erros relativos às mesmas propriedades também foram considerados (respectivamente eMaj, ePh e  $\theta$ ). Os semi-eixo-menores não foram apresentados devido a seus grandes erros.

<b>Depth (m)</b>	<b>Maj. (m/s)</b>	<b>eMaj. (m/s)</b>	<b><math>\theta</math> (<math>^\circ</math>)+180<math>^\circ</math></b>	<b>e<math>\theta</math> (<math>^\circ</math>)</b>	<b>Ph. (<math>^\circ</math>)</b>	<b>ePh. (<math>^\circ</math>)</b>
<b>29</b>	0.144	0.022	266.31	18.945	202.63	19.17
<b>49</b>	0.108	0.019	270.595	22.915	205.195	23.205
<b>69</b>	0.102	0.020	279.725	21.92	207.62	26.045
<b>89</b>	0.101	0.022	286.08	21.225	202.205	27.51
<b>109</b>	0.095	0.015	281.37	26.235	200.04	19.43
<b>129</b>	0.116	0.021	273.325	23.645	191.715	20.885
<b>149</b>	0.154	0.019	256.59	14.185	194.2	15.55
<b>169</b>	0.165	0.0165	251.06	10.52	196.895	12.02

Dadas as semelhanças com as propriedades lineares do movimento sob condições oceanográficas de verão, abordadas na seção 1.1, muitas das feições não lineares descritas nas seções a seguir (*bores*, sólitons e ondas dispersivas) tiveram suas ocorrências esperadas. No entanto, principalmente devido ao estabelecimento de uma termoclina mais profunda durante o inverno, estruturas características de quebra, nunca antes descritas para a região, foram finalmente observadas.

### 3.3 Ondas Pré-quebra

A consistência teórica da cinemática apresentada aqui e na seção 3.4 suporta o agrupamento de segmentos de tempo como pré-, S0|S1|S2, e pós-, S3|S4|S5, quebra da onda.



Nota-se que estes correspondem aos mesmos dois grupos de intervalos apresentadas na seção 3.1, aqueles os quais computaram valores aproximados de  $\alpha$  e  $\beta$ . Isso corresponde a condições oceanográficas distintas determinando aspectos importantes do campo de onda não linear. Esse mesmo argumento será usado na definição de  $\delta$  como um critério de quebra na seção 3.6.

Apesar das observações revelarem o empolamento de diferentes ondas longas de maré baroclínica em cada segmento de 2-dias (Figura 3.4, S0-S5), pretendemos transmitir uma ideia de progressão sequencial através de etapas cinemáticas características. Por essa razão, as características de interesse em S0, S1 e S2 serão apresentadas nessa ordem. Na seção seguinte, a progressão é concluída ao incorporarmos S3, S4 e S5 à análise.

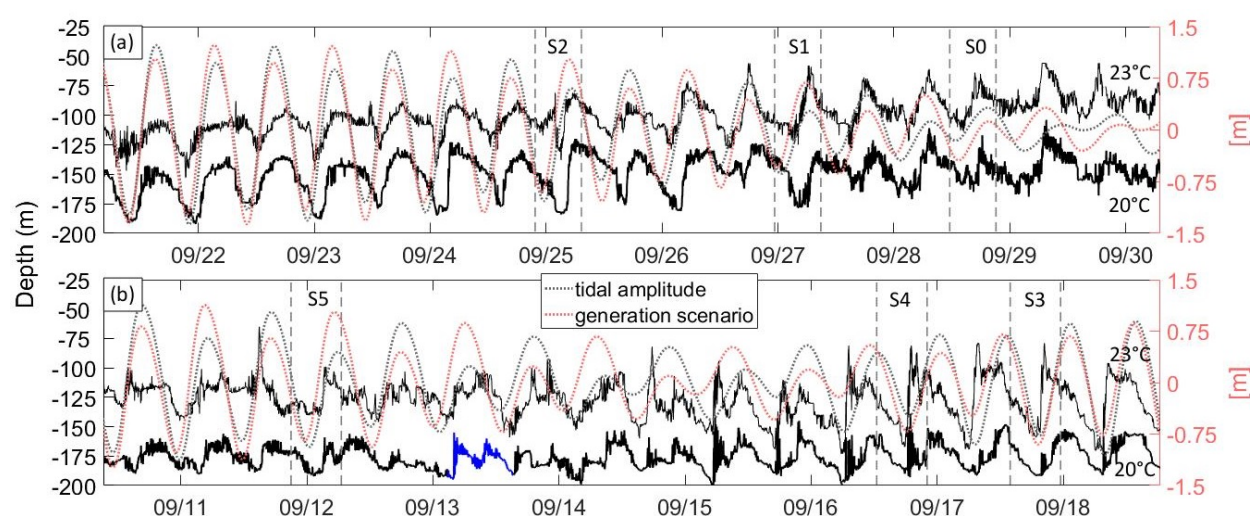


Figura 3.4: (a-b) Séries temporais de profundidade das isotermas de 20 e 23°C, juntamente com a maré reconstituída ajustada ao cenário de gênese das ondas internas (atraso de  $\sim 13$ -horas). Os segmentos de  $\sim 9$ -horas (linhas tracejadas verticais), os quais definem as estruturas mais representativas dentro de cada segmento de interesse (S0-S5), também é mostrado. (b) O segmento azul sobre a curva da isoterma de 20°C destaca uma feição referenciada dentro do texto.

No estágio inicial, S0, um trem de sólitons de depressão, coerentes, de pequena amplitude e curto período (9 até 20-min), é conspicuamente apresentado durante todo o segmento na retaguarda de um salto de  $\sim 32$ -m (Figura 3.5a, T1). Isto é evidenciado com melhor detalhamento considerando os deslocamentos de alta frequência sobre a isoterma de 21°C (Figura 3.5a, T1-),  $\sim 17$ -m em média.

Em fase posterior de evolução, durante S1, ainda que um salto hidrodinâmico de curto período de  $\sim 29$ -m permaneça discernível na parte traseira (Figura 3.5b, T1), o pacote de sólitons parece delinear uma onda longa de maré baroclínica. Essa última pode ser entendida

ao considerarmos S1 como a isoterma de 20°C filtrada através de um filtro Lanczos passa-baixa de 3-horas (Figura 2.1a). Conforme mostrado na seção 2.1.1, essa feição assemelha-se a um *soliton* de forma permanente devido à pequena assimetria entre os ombros da onda de depressão. Dessa maneira, as ondas de alta frequência parecem cavalgar sobre uma onda longa de maré interna semi-diurna de depressão, apresentando  $L_w = 4,5$ -km e  $a = 30$ -m.

A despeito disso, sob a perspectiva da não linearidade ( $\epsilon$ ) e dispersividade ( $\mu$ ) da onda longa acima detalhada, onde  $\epsilon = 0,145$  predomina sobre  $\mu = 0,023$ , ondas de forma verdadeiramente permanente não serão formadas em PIL200, mas sim, um *bore* de empolamento na face traseira da onda.

Em S1, a porção traseira da maré baroclínica é composta por series de degraus internos de ondas de alta frequência (Figura 3.5b), esse mesmo segmento da onda é fundamentalmente diferente em S2. Nesse último, a face traseira torna-se mais inclinada e um *bore* de empolamento é efetivamente formado (Figura 3.5c). Essa onda torna-se claramente não simétrica à medida que a frente da onda se alonga enquanto a traseira se encurta, portanto, acentuando-se e provocando o deslocando para cima da isoterma de 20°C em mais de 45-m (Figura 3.5c, T1).

Quando o trem de sólitons chega em S0, velocidades elevadas de correntes direcionadas para dentro da costa são observadas entre as isotermas de 20 e 23°C (Figura 3.6a, T1-), atingindo velocidades de até 0,25 m/s. Em S1, essa feição encurta e a velocidade máxima é reduzida de  $\sim 0,1$  m/s (Figura 3.6b, T1-T2). Ao passo que a parte traseira da onda longa aparenta desenvolver correntes em direção à costa, máximo de 0,25 m/s, sob a isoterma de 20°C (Figura 3.6b, T3-).

Em S2, o escoamento na parte traseira da onda, de formação iniciada em S1, é deslocado para frente (a mesma direção que  $c_0$ ), aproximadamente ocupando o núcleo do *bore* de empolamento, cuja magnitude de corrente é mostrada intensificada a um máximo de  $\sim 0,3$  m/s (Figura 3.6c, T2-T3). Ao mesmo tempo, a componente mais rasa encurta-se ainda mais em relação a S1 e não é mais apresentada imbricada entre ondas de alta frequência; em vez disso, aparece adjacente à isoterma de 23°C, sobrepondo-se a águas descendentes (encosta abaixo) na cava da onda longa (Figura 3.6c, T1-T2). Mais tarde, esse escoamento encontra águas ascendentes junto ao núcleo do *bore* (Figura 3.6c, T2-T3), quando a velocidade da água varia de -0,20 a 0,26 m/s. Como resultado, o escalonamento do estágio de empolamento de S1 para S2 produziu um padrão bipolar cruzado (Figura 3.6c, T1-T2), o qual é comumente associado com *bores* de empolamento (e.g. Vlasenko & Hutter, 2002).

Outros aspectos importantes da cinemática das ondas são mais bem compreendidos através do campo de vorticidade. A presença de manchas de vorticidade indicando oscilações

de alta frequência, positiva (anti-horário) e negativa (horário), foi comum em S0 e S1 (Figura 3.7a-b). Nesse último, durante o estabelecimento da face traseira da onda longa, essas manchas tornaram-se mais verticalmente homogêneas. Enquanto que imediatamente antes do *bore* de empolamento, em S2, a mancha de vorticidade é maior,  $\sim 30$ -min, mostrada aprisionada entre as isotermas de 20 e 22°C, negativa de baixo para cima até o nível de  $\sim 125$ -m de profundidade e positiva na camada superior (Figura 3.7c, T1-T2). Assim, a principal estrutura do campo de vorticidade é apresentada associada à onda longa, e não à sólitons. Sendo essa evidenciada como um vórtice no sentido horário ocupando o núcleo do *bore* de empolamento.

Uma estimativa aproximada do grau de mistura da coluna d'água decorre do grau de estabilidade obtido através do campo de fluatibilidade. Manchas de baixa estabilidade são incitadas, aproximadamente, concomitantemente com correntes de elevadas magnitudes para dentro da costa (Figura 3.8a-c). Assim, o cisalhamento através das superfícies isotermais de diferentes velocidades é o provável mecanismo que promove mistura localmente. Em S2, com o estabelecimento do *bore* de empolamento, as manchas de fraca estabilidade já não exibem um padrão bem definido de oscilações de frequência próxima à N. Em contrapartida, um núcleo de água bem misturado é consolidado na parte traseira da onda, mais notavelmente entre as isotermas de 19 e 20°C (Figura 3.8c, T1-T2). Além disso, em nenhum momento as manchas de água bem misturada se fizeram através da superfície fortemente estratificada adjacente à isoterma de 23°C (Figura 3.8a-c).

Apesar da estreiteza das bandas de frequências próximas ao N local em S0, foi apenas em S1 que essa banda construiu energia o suficiente para aparecer como um pico de energia entre as frequências próximas (Figura 3.9a-b). Boegman et al. (2003) destacaram um pico de energia similar associado a sólitons de depressão em lagos estratificados. O pico próximo a N indica que a taxa na qual a energia está sendo disponibilizada é maior do que a taxa de dissipação nessa mesma faixa de frequência. Portanto, o aumento da energia centrada em N, aponta para a redução das características dispersivas do trem de ondas em S1 em relação a S0. Essa redução também pode ser inferida através do campo de vorticidade, no qual as manchas de alta frequência são apresentadas com menores magnitudes e mais homogêneas verticalmente do que em S0 (Figura 3.7a-b). Apesar das diferenças de energia, os espectros nos dois segmentos experimentaram o incremento da taxa de decaimento para  $\sigma^{-6}$  imediatamente após N. Em outras palavras, a dissipação foi mais forte após essa frequência, sinalizando que o trem de sólitons desempenha um papel importante na dissipação de energia da maré baroclínica.

Os espectros de energia em S0 e S1 diferem crucialmente da taxa de decaimento aproximadamente monotônica apresentada em S2 (Figura 3.9c), a qual é de  $\sigma^{-2}$  em média. Essa configuração espectral sugere uma transferência mais direta de energia da onda longa semi-diurna para a cascata turbulenta. Hosegood & Van Haren (2006) observaram uma taxa de decaimento similar, associada à *bores* internos de marés, nas proximidades do sítio de origem sobre o talude continental no Canal Faeroe-Shetland. Isso necessariamente implica em semelhanças entre os espectros dos *bores* de maré (face frontal da onda) e *bores* de empolamento (face traseira da onda), o que se deve à existência de ambos sob a dominância da inclinação não linear ( $\alpha$ ) em detrimento da dispersão ( $\beta$ ).

A ocorrência natural dos *bores* de maré ou *bores* de empolamento, em uma localização particular, depende do sinal de  $\alpha$ . Holloway et al. (1997) demonstraram, através de simulações e observações, que sob condições oceânicas de verão, *bores* de marés são geralmente formados à medida que as marés baroclínicas movem-se em direção ao talude sob o efeito de  $\beta$  fraco, e  $\alpha$  negativo e forte ( $h_1 < h_2$ ). Ainda antes do ponto de virada onde  $h_1 = h_2$ , quando  $\alpha$  é o mais fraco, a predominância de efeitos dispersivos faz com que a cascata de energia seja direcionada no sentido de formação dos sólitons. Por exemplo, em trabalho posterior por Holloway (1987), realizado no talude afora da costa de NRA, a isoterma de 26°C foi aplicada na definição de  $h_1 \cong 50$  e  $h_2 \cong 73$  m, quando saltos hidráulicos frontais de até 60-m foram comumente vistos acompanhados por formas de onda de alta frequência (Figura 3.10, superior).

Com o deslocamento para baixo da termoclina durante os meses de inverno, o local de gênese das ondas e o ponto de virada se deslocam em direção ao oceano (Vlasenko et al., 2005). Portanto, não seria esperado que *bores* frontais bem definidos aparecessem nas medições realizadas em PIL200, uma vez que as marés baroclínicas observadas já teriam experimentado um período relativamente longo de  $\beta$  mais forte perto do ponto de virada. Dessa forma, à medida que esse trem de ondas dispersivas se aproxima de PIL200 e começa a experimentar valores cada vez mais positivos de  $\alpha$  ( $h_1 > h_2$ ), o efeito cumulativo de aumento da inclinação não linear, em algum momento, produzirá um *bore* de empolamento na face posterior. De fato, as observações realizadas durante S0|S1|S2 são consistentes com essas expectativas teóricas, uma vez que as características de empolamento da onda são claramente vistas cobrindo um período de  $\sim 6$ -horas a partir da frente de onda até a sua face posterior, onde um *bore* é visto progressivamente melhor definido a partir de S0 em direção à S2 (Figura 3.5a-c).

A progressão do estágio de empolamento da onda que se observa de S0 para S2 ocorreu durante a transição de marés de quadratura para de sizígia (Figura 3.4a, linha pontilhada

vermelha). Em S1 e S2, as amplitudes das marés baroclínicas foram máximas diurnas (Figura 3.4a, isoterma de 20°C), as quais refletem as desigualdades diurnas do campo barotrópico durante a gênese dessas ondas. Além disso, os saltos hidráulicos na porção posterior da onda são vistos na preamar do cenário de gênese (Figura 3.4a, S1-S2), quando máximos valores de correntes de maré vazante foram observados.

As amplitudes das marés vazante foram mínimas em S0 (Figura 3.3c), implicando em uma depressão fraca deslocando as isotermas para baixo e, consecutivamente, à medida que a depressão se move em direção à costa, em um trem de marés internas de mínima energia (Gerkema & Zimmerman, 2008). Posto dessa forma, apenas marés não lineares de amplitudes e não linearidades relativamente pequenas são esperadas partir do sítio de origem. Além disso, o efeito cumulativo da dispersão, até que  $\alpha$  positivo finalmente equilibre e ultrapasse  $\beta$ , é maior, o que se deve a um ambiente de máximo  $\delta$ . Consequentemente, justificando o cenário complexo de ondulações de alta frequência ao longo da maré baroclínica observada em S0 (Figura 3.5a).

Em S1, a amplitude média das marés é aumentada de  $\sim 0,4$ -m, ao mesmo tempo em que  $\delta$  cai notavelmente (Figura 3.4c), resultando na progressão do estágio de empolamento em relação a S0. Assim, o trem de ondas se torna menos dispersivo e a onda longa é estabelecida com maior clareza. Essa progressão continua em S2, com o desenvolvimento de um *bore* de empolamento, quando a amplitude média do escoamento barotrópico foi máxima, mediante a um incremento adicional de  $\sim 0.6$ -m, ao passo que houve apenas uma redução sutil de  $\delta$  (Figura 3.4c). Com isso, destacamos o papel crítico que a quantidade de energia barotrópica fornecida ao sistema pelas marés pode ter.

Qualquer redução adicional do parâmetro ambiental  $\delta$  poderia produzir a quebra de ondas em PIL200, conforme evidenciado na próxima seção pelas ondas pós-quebra.

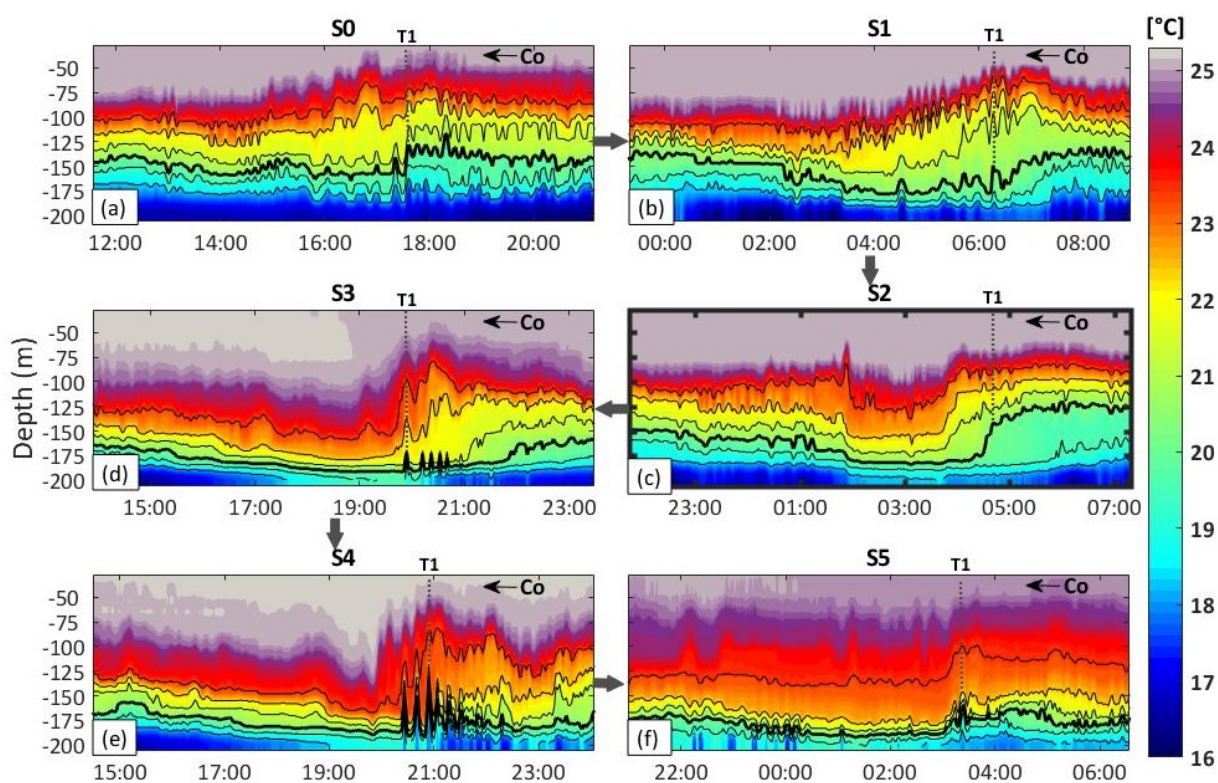


Figura 3.5: (a-f) Campo de temperatura calculado para as feições mais representativas em cada segmento de 2-dias. A profundidade das isotermas de 18 a 23°C são indicadas por linhas, onde a mais espessa sinaliza a isoterma de 20°C.  $c_0$  mostra a propagação da onda em direção à costa. As setas externas às figuras assinalam uma progressão sequencial de empolamento e quebra da onda, de S0 a S5. As linhas pontilhadas verticais marcam as estruturas referenciadas dentro do texto.

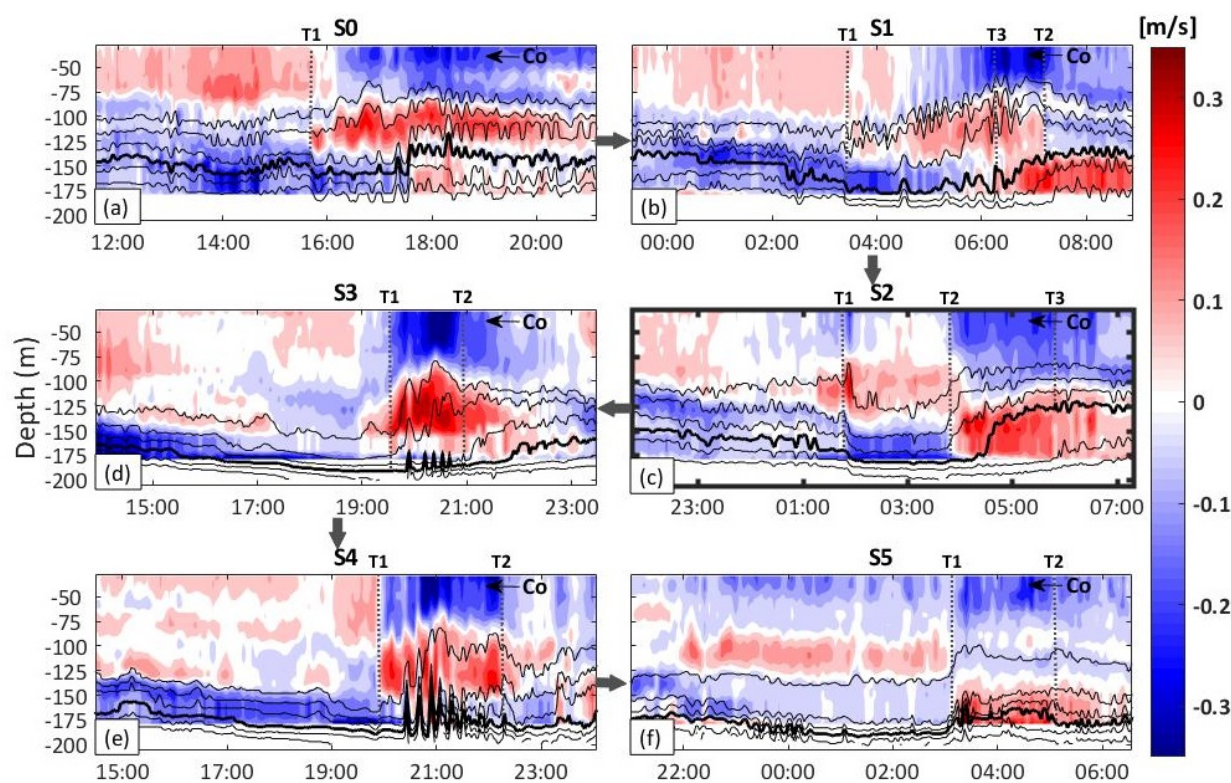


Figura 3.6: Como na Figura 3.5, mas para (a-f) o campo de velocidade para dentro da costa.

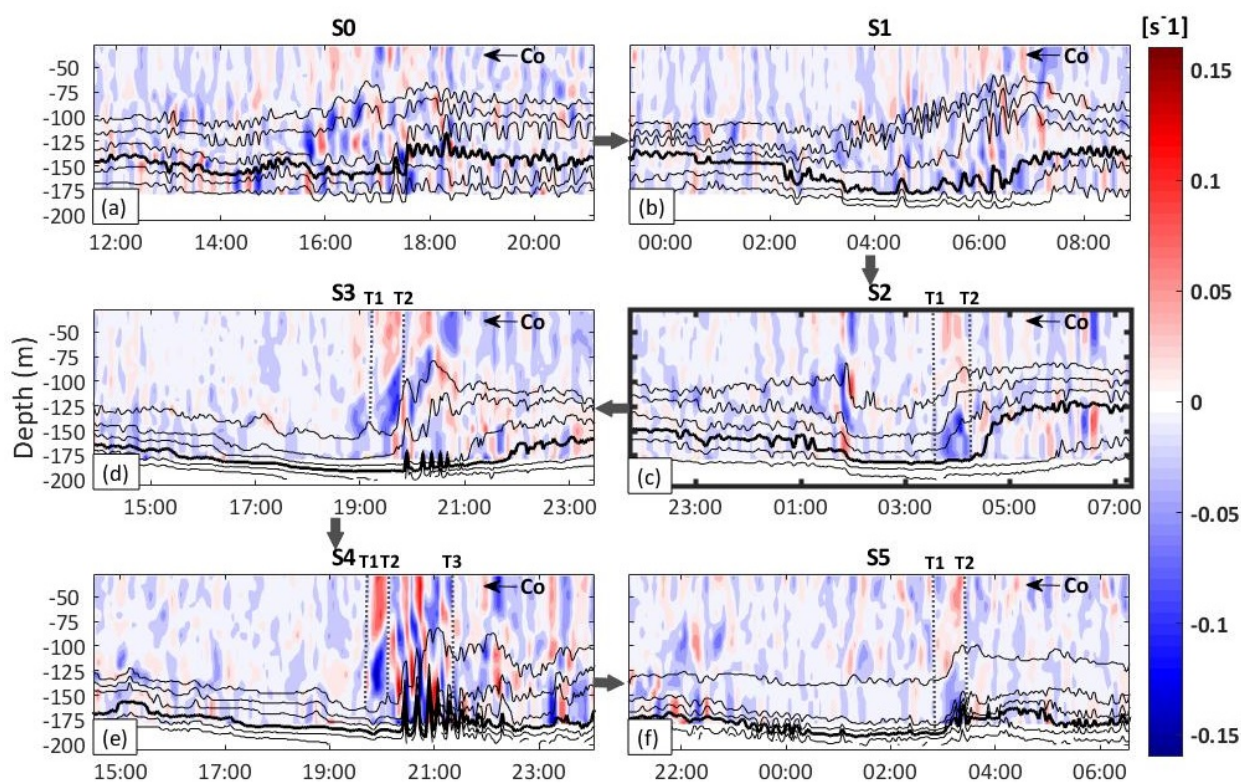


Figura 3.7: Como na Figura 3.5, mas para (a-f) o campo de vorticidade baroclinica, positivo quando anti-horário e negativo quando horário.

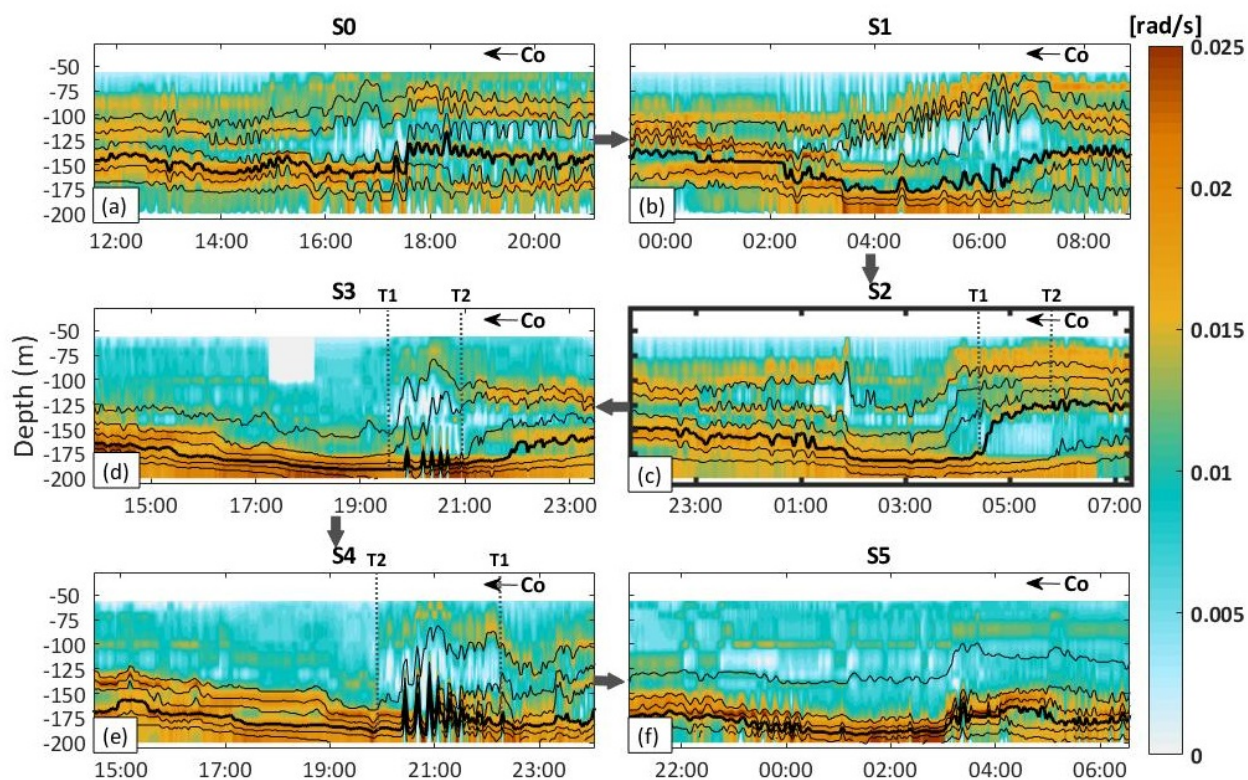


Figura 3.8: Como na Figura 3.5, mas para (a-f) o campo da frequência de flutuação.



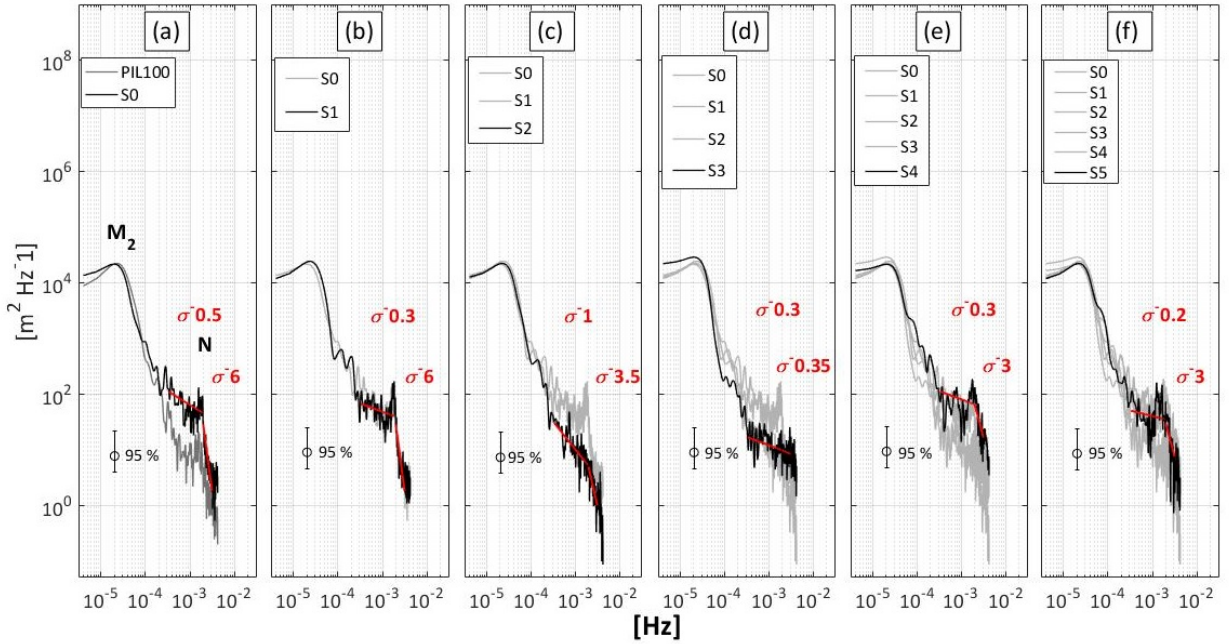


Figura 3.9: (a-f) Análise de densidade espectral de potência de Welch, considerando a variação de profundidade da isoterma mais representativa da termoclina em PIL200 e PIL100, um intervalo amostral de 2-min, grau de liberdade de 16 e intervalo de confiança de 95%. As taxas de decaimento foram apresentadas na faixa de frequência  $\sigma$  (de 1-hora a  $N$  e de  $N$  a 3-min), indicadas pelas linhas vermelhas inclinadas e expoentes relacionados.

### 3.4 Ondas Pós-quebra

A cinemática pós-quebra é consensualmente conhecida por produzir múltiplos *boluses* turbulentos através da gênese topográfica nos locais de quebra (e.g. Michallet & Ivey, 1999; Hosegood & Van Haren, 2004; Aghsaee et al., 2010; Bourgault et al., 2014). No momento em que um *bore* de empolamento, semelhante àquele que se desenvolve na face posterior da onda longa em S2, encontra condições oceanográficas em PIL200 semelhantes às observadas em S3, quando o parâmetro  $\delta$  decai de maneira aguda para valores abaixo da unidade (Figura 3.3c), ele quebra. Mesmo considerando que a amplitude de maré vazante em S3 tenha sido reduzida de  $\sim 0.7$ -m em relação a S2.

Em S3, o *bore* de empolamento degenera, com isso, o volume de água misturada contida na porção posterior da onda (Figura 3.8c, T1-T2) é mostrado comprimido para fora da camada entre as isotermas de 19 e 20°C (Figura 3.8d, T1-T2). Por meio desse processo, a camada de fluido misturado encontrada dentro dos limites das isotermas de 22 e 23°C é mostrada mais espessa (Figura 3.5d, T1-T2). Abaixo dela, distingue-se um trem de es-

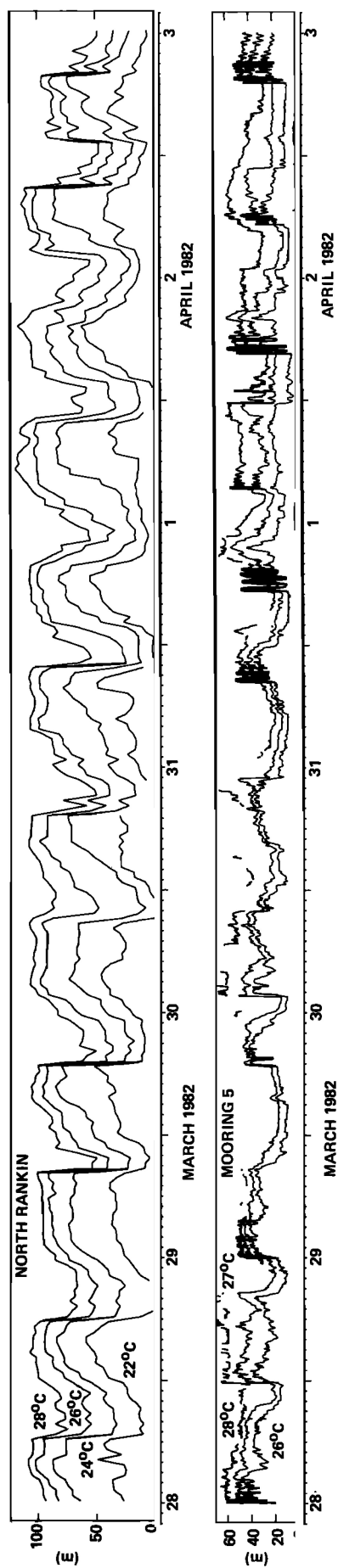


Figura 3.10: Séries temporais dos deslocamentos verticais delineados por diferentes isothermas em duas estações de fundeio, de março a abril de 1982. (superior) A primeira, nas proximidades da plataforma de extração de óleo e gás North Rankin-A (NRA). (inferior) Enquanto a segunda, sobre a isobata de 70-m, já em plataforma continental. Fonte: modificada de Holloway (1987) – Figura 3.

truturas de alta frequência (9 a 20-min), as quais remetem a ondas internas de elevação, mas por apresentarem aspecto particularmente agudo, assemelham-se mais com estruturas turbulentas do que com ondas. Desse ponto em diante, essas estruturas serão referidas como *boluses* turbulentos. O *bolus* mais à frente deslocou a termoclina de  $\sim 19$ -m (Figura 3.5a, T1).

A transição de S3 para S4 é marcada pelo declínio suave de  $\delta$  (Figura 3.3c), o qual repercutiu no aumento do estágio degenerativo do *bore* de empolamento, mesmo considerando a redução de  $\sim 0.2$ -m da amplitude média das marés vazante. Dessa forma, o número de *boluses* turbulentos na parte traseira da onda é aumentado, bem como as suas amplitudes, deslocando a isoterma de  $20^\circ\text{C}$  em mais de 50-m para cima (Figura 3.5e, T1). Experimentos laboratoriais e numéricos de Helfrich (1992), mostraram que ondas semelhantes àsquelas observadas em S4 foram desenvolvidas após a quebra dos sólitons, com semelhanças tal qual a presença de uma separação posterior ao trem de *boluses* (Figura 3.5e; mais claramente observado na Figura 3.4b, S4), sendo esse seguido por um trem secundário de ondas irregulares.

Em S5, o trem de *bolus* turbulentos não é mais observado, exceto por um pico solitário de  $\sim 23$ -m (Figura 3.5f, T1). Em realidade, ao invés de um trem de *boluses* propriamente dito, a feição que se desenvolve nessa seção tem o aspecto de uma única onda longa de elevação, a qual é seguida por uma separação (Figura 3.5f; mais claramente observado em Figura 3.4b, S5), e em sequência, por um trem secundário de ondas de alta frequência, pequena amplitude, primeiro modo baroclínico e de formas de onda semelhantes a uma senóide. De acordo com simulações de Helfrich (1992), esse aspecto mesclado resulta da dissipação de *boluses* formados em um primeiro momento, os quais foram ultrapassados e absorvidos durante a gênese topográfica de *boluses* mais novos e energéticos. Portanto, as características das ondas observadas em S5 são sugestivas de escalonamento do estágio degenerativo em relação a S4, apesar de haver uma aproximação suave de  $\delta$  em relação à unidade (Figura 3.2c). Em contrapartida, a amplitude média da maré vazante foi incrementada de  $\sim 0,7$ -m.

O escoamento descendente em relação ao talude, portanto negativo, existe na camada inferior adjunta à frente e cava da onda longa em S0|S1|S2. Essa, preenche quase todo o segmento durante S3, aparentemente forçando o escoamento ascendente da água para fora dos limites entre as isotermas de  $19$  e  $20^\circ\text{C}$ . Esse escoamento positivo ocorre adjacente às isotermas de  $22$  e  $23^\circ\text{C}$  (Figura 3.6d, T1-T2), apresentando-se delineado por uma estrutura em forma de face que em nada se assemelha à face traseira da onda longa exibida em S1 e S2. Dentro desse envelope, as correntes atingem até  $0,31$  m/s. Os resultados numéricos da quebra de sólitons apresentados por Vlasenko & Hutter (2002) mostram uma feição similar à

anterior, onde o escoamento costa-adentro é também proeminente, espalhando-se sobre uma camada estreita adjunta ao fundo, onde o escoamento é para fora da costa (Figura 3.11).

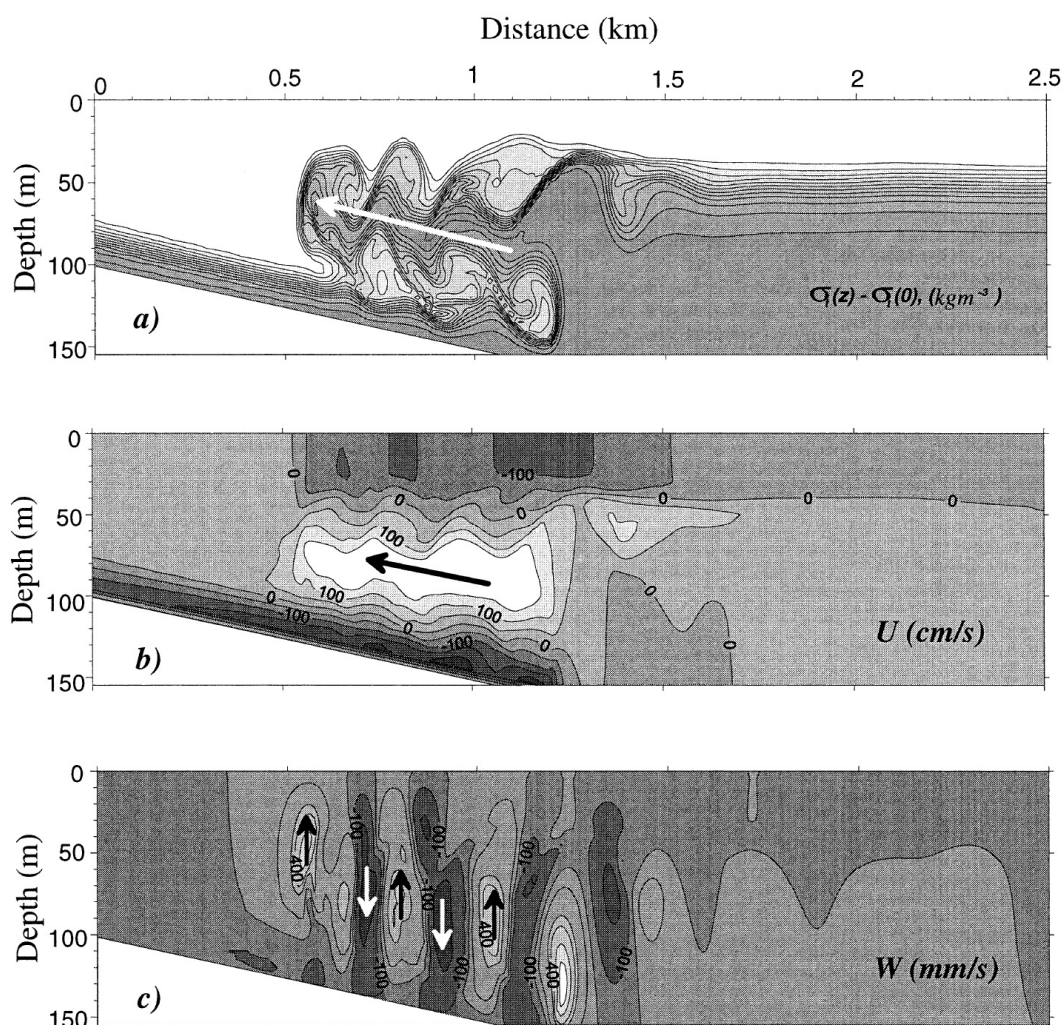


Figura 3.11: (a) Campo de densidade convencional, (b) componente horizontal da velocidade ( $U$ ) e (c) o vertical ( $W$ ). As setas brancas e pretas em (a) e (b) mostram a direção de propagação da intrusão de densidade em meia profundidade. Essas setas em (c) indicam correntes de sentido para baixo e para cima. Fonte: modificada de Vlasenko & Hutter (2002) – Figura 7.

A feição em forma de face considerada acima se apresenta mais alongada em S4 (Figura 3.6e, T1-T2). Além disso, o campo de corrente é mostrado intercalado por faixas de alta frequência que correspondem aos picos de elevação produzidos pelos *boluses* turbulentos, quando há alternância entre velocidades para fora da costa e para dentro da costa. Posteriormente, em S5, esse sinal desaparece por influência do trem de aspecto mesclado, sendo substituído por um escoamento ascendente positivo junto ao fundo (Figura 3.6f, T1-T2), quando as velocidades de corrente atingem 0,36 m/s, o máximo medido em toda a série.

Logo à frente do trem de *boluses*, no sentido de propagação da onda ( $c_0$ ), em cada segmento pós-quebra, foram encontradas faixas largas de vorticidade negativa (positiva) na camada inferior (superior), similares àquelas descritas em S2. Para os dois primeiros segmentos pós-quebra, este campo foi mais forte acima da isoterma de 23°C (Figura 3.7d-e, T1-T2). Já em S5, uma feição similar aparenta estar aprisionada sob essa mesma isoterma (Figura 3.7f, T1-T2). Além disso, vale ressaltar que a vorticidade é máxima próxima aos *boluses* turbulentos (Figura 3.7e, T1-T3), quando as estruturas verticalmente coerentes de sentido horário parecem estar ajustadas com os picos de elevação, enquanto que anti-horário entre eles.

Abaixo de cada *bolus* individual em S3 e S4, a flutuabilidade (ou estabilidade) é próxima à zero. Acima desses, uma camada de estabilidade distintamente baixa é incitada (Figura 3.8d-e, T1-T2). Essa última existe simultaneamente com as fortes correntes para dentro da costa, resultantes da degeneração de um *bore* de empolamento (Figura 3.8d-e, T1-T2). Para as mesmas duas seções, essa mancha de mistura elevada em meia-profundidade aparenta romper através da superfície amortecedora adjacente à isoterma de 23°C, onde a estratificação é consideravelmente mais forte. Posto de outra forma, essa estrutura parece construir um “canal” facilitador da troca de água e material com a camada de mistura superficial. A assinatura dessa camada foi fundamentada pelo campo de temperatura onde a água fez-se  $\geq 25^\circ\text{C}$ , uma vez que a temperatura de pele média derivada do produto OSTIA foi de  $25,3^\circ\text{C}$  ( $\pm 0,4^\circ\text{C}$ ). Dessa forma, em conformidade com a comparação entre Figura 3.5 e Figura 3.8, flutuabilidades  $< 0,015$  são, de fato, indicativas de águas bem misturadas.

*Boluses* turbulentos são também comumente referidos na literatura como ondas de elevação tipo-sólitons e ondas tipo-sólitons de núcleo aprisionado (do original, respectivamente, ‘*soliton-like waves of elevation*’ e ‘*solitary-like waves with trapped cores*’; Hosegood & Van Haren, 2004). Essas nomenclaturas antecipam que as energias do campo de onda interna em S3|S4|S5 apresentam características mais aproximadas de S0 e S1 do que de S2. Em S3, a quebra da onda está provavelmente em andamento e apenas pouca energia foi disponibilizada para a gênese de *boluses* turbulentos, razão pela qual o PSD do deslocamento não apresentou pico próximo à  $N$  (Figura 3.9d). A concentração de energia nessa banda espectral reaparece em S4, quando tanto o número de quanto a altura dos *boluses* são maiores (Figura 3.9e). Existe um pico energético similar em S5 (Figura 3.9f). No entanto, em comparação com o espectro das ondas pré-quebra, os sobressaltos de energia próximo à  $N$  apresentaram-se menos agudo, o que se deve a uma distribuição em uma banda mais ampla do espectro. Além disso, em S4 e S5, o decaimento energético foi menos pronunciado na face de alta frequência da curva espectral, de apenas  $\sigma^{-3}$  (Figura 3.9e-f).

### 3.5 Tipo de Quebra

Para o caso das correntes em direção à costa que se desenvolvem na face posterior do bore de empolamento excederem a velocidade de fase local (a qual, em realidade, diminui à medida que a onda empola), é esperado que a quebra seja mergulhante (Vlasenko & Hutter, 2002). Caso essa condição não seja atendida, a inclinação dessa face é assumida como não sendo suficientemente forte para produzir quebra mergulhante, então uma bolha de separação pode crescer, em última análise, causando o colapso da onda e consequente quebra colapsante (Aghsaee et al., 2010). Em PIL200, por motivo da máxima velocidade em direção à costa (Figura 3.5c) ser sempre mais de duas vezes menor em relação a ambos  $c_j$  e  $c_d$  (Figura 3.2b, S0-S5), é improvável que ocorram quebras puramente mergulhantes.

Não obstante, existem fortes semelhanças entre o padrão bipolar cruzado exibido na Figura 3.6c (T1-T2) e os resultados numéricos de Vlasenko & Hutter (2002; Figura 3.12). Segundo os autores, esse indicador caracteriza a circulação antes, durante e imediatamente após o capotamento da onda para frente, o qual sinaliza a quebra mergulhante.

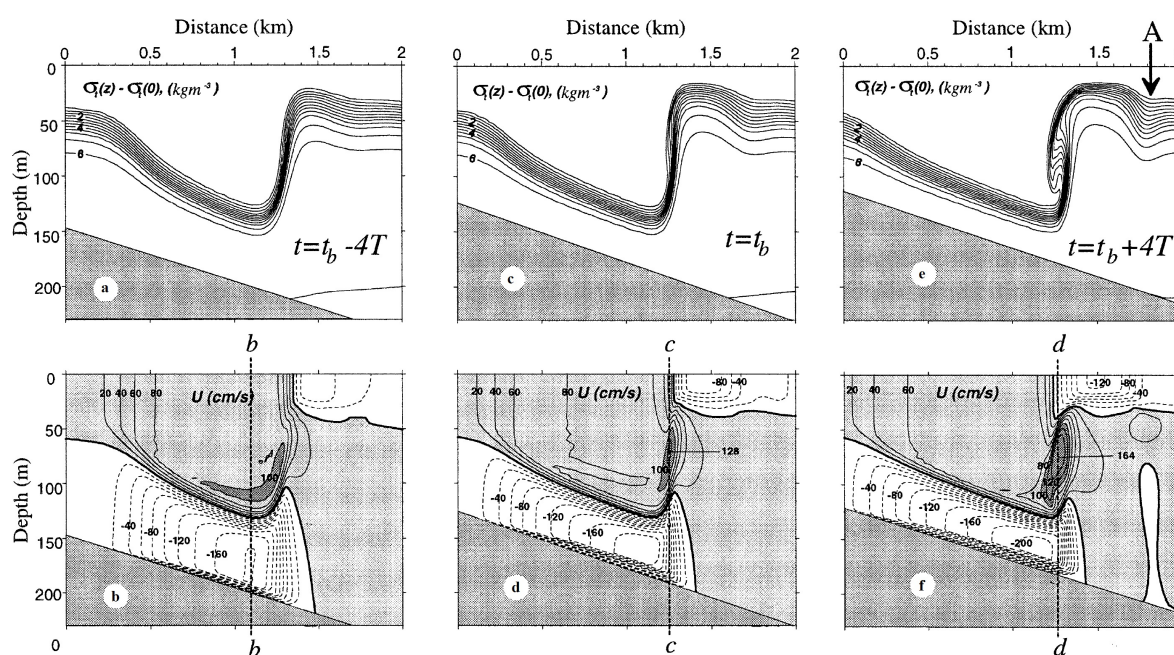


Figura 3.12: (superior) Evolução do campo de densidade convencional e (inferior) a componente horizontal da velocidade ( $U$ ). O recorte (a-b) representa as variáveis de campo antes da quebra, (c-d) no início da quebra mergulhante e (e-f) imediatamente após o último. Fonte: modificada de Vlasenko & Hutter (2002) – Figura 3.

Para o caso da quebra ser colapsante, mas ainda antes da quebra propriamente dita, associa-se com frequência a gênese de uma estrutura verticalmente coerente de vorticidade

negativa, a qual se estabelece no ponto onde o escoamento ascendente que existe abaixo da face posterior do *bore* de empolamento encontra correntes descendentes logo à frente (Bourgault et al., 2014). Tal padrão de circulação é desenvolvido durante a bipolaridade cruzada em S2 (Figura 3.6c, T1-T2). A componente ascendente do vórtice horário é originada no ponto onde as correntes de direções opostas convergem (Figura 3.6c, T2), uma vez que produz fortes velocidades verticais para cima. Enquanto que a consecutiva componente descendente do vórtice depende de velocidades para baixo, as quais vêm sendo descritas relacionadas ao desenvolvimento de uma bolha de separação (e.g. Bourgault et al., 2014).

Em S2, a referida estrutura de vorticidade negativa é apresentada como uma mancha relativamente larga e de limites verticais definidos pela face posterior do *bore* de empolamento (Figura 3.7c, T1-T2), a qual apresenta características bastante similares às soluções numéricas de quebra colapsante apresentadas por Bourgault et al. (2014; Figura 3.13). A água dentro dessa estrutura é bem misturada e encontra-se conectada com a água também bem misturada, e de escoamento ascendente positivo, que se desenvolve abaixo da termoclina dentro dos limites das isotermas de 19 e 20°C (Figura 3.8c, T1-T2). Contudo, uma segunda estrutura, na forma de uma mancha de vorticidade positiva mais fraca, é adicionalmente formada logo acima da primeira (Figura 3.7, T1-T2), a qual não seria esperada para o caso da quebra ser puramente colapsante.

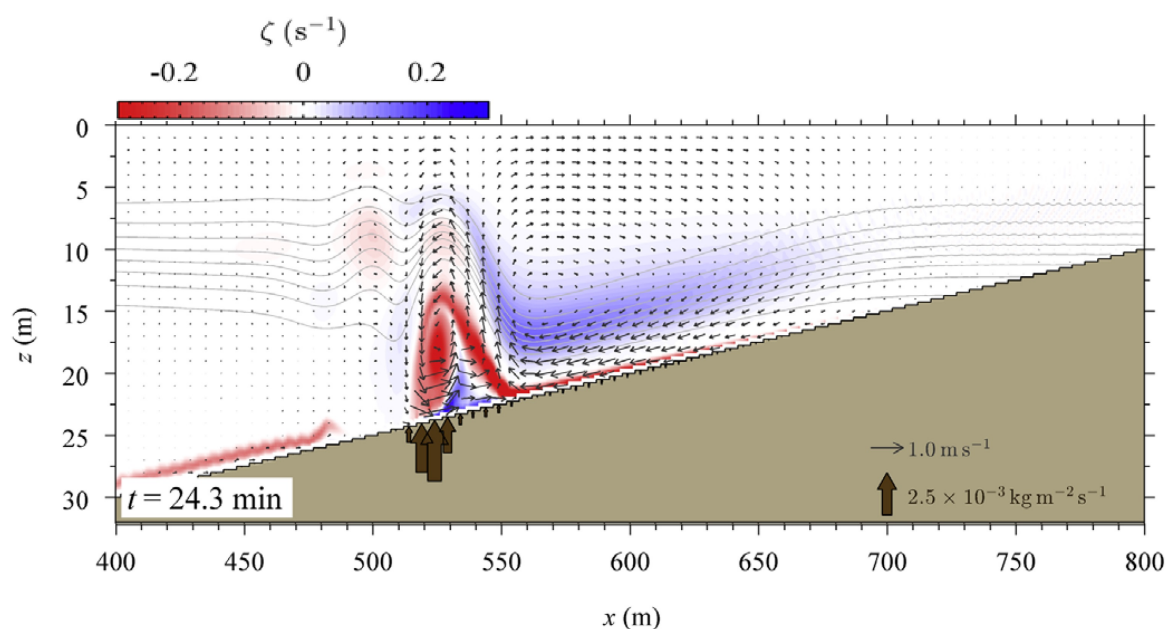


Figura 3.13: Detalhes do escoamento (vetores pretos), densidade (isolinhas em cinza), vorticidade (escala de cores em vermelho e azul) e fluxo de sedimento a partir do fundo (vetores marrons). Fonte: modificada de Bourgault et al. (2014) – Figura 3.5,  $t = 24,3$ -min.

Podemos vislumbrar como a onda se comporta após a quebra em PIL200 através da análise de S3 e S4. Nesses dois segmentos, a onda de depressão quebra e se transforma em uma intrusão de fluido bem misturado, a qual é vista ocupar a região equivalente à face posterior das ondas pré-quebra (Figura 3.6d-e e Figura 3.8d-e, T1-T2). Hosegood & Van Haren (2004) observaram uma feição com essas características no canal de Faeroe-Shetland e evidenciaram as semelhanças da mesma em relação ao *soliton* pós-mergulhante simulado por Vlasenko & Hutter (2002; Figura 3.11).

O evento de quebra descrito por Hosegood & Van Haren (2004) revelou um padrão que se repete a cada 20 a 30-min, de fortes velocidades para cima e consecutivas velocidades mais fracas para baixo; numericamente, as primeiras foram apresentadas como sendo aproximadamente 4 vezes maiores do que as últimas (Vlasenko & Hutter, 2002). De acordo com ambos os trabalhos, esse padrão é indicativo da gênese de um trem de *boluses* turbulentos através de múltiplas reflexões da onda sobre fundo. Isso é consistente com a forte coerência vertical das estruturas de alta frequência, e sentido alternante, que se apresentam no campo de  $\zeta$  em S4 (Figura 3.7e, T1-T2).

Acima, a dualidade de características que sugerem quebra mergulhante ou colapsante não implicam em contradição. Ao localizar as características do campo de onda em S2, quando a profundidade local  $H$  é proposta equivalente à profundidade do limiar antes da quebra mergulhante ou colapsante,  $H_s$ , no diagrama sugerido por Aghsaei et al. (2010), torna-se evidente que a não linearidade e a razão  $U_c/c_0$  não foram suficientemente altas para produzirem quebra exclusivamente mergulhante (Figura 3.14). Mas ao invés disso, suportaram uma quebra mista colapsante-mergulhante. Experimentos laboratoriais de Sutherland et al. (2013) sinalizaram que justamente o desenvolvimento de um regime de escoamento capaz de produzir estruturas de vorticidade com sinais opostos verticalmente, na face posterior da onda, diferencia esse tipo de quebra de outros (esquema original do autor na Figura 3.15). Assim, assumindo  $\alpha$ ,  $L_w$  e  $\gamma$  os mesmos, esse é o tipo de quebra mais provável de ocorrer onde quer que os critérios ambientais de quebra sejam atendidos (por exemplo, quando  $\delta < 1$ ).



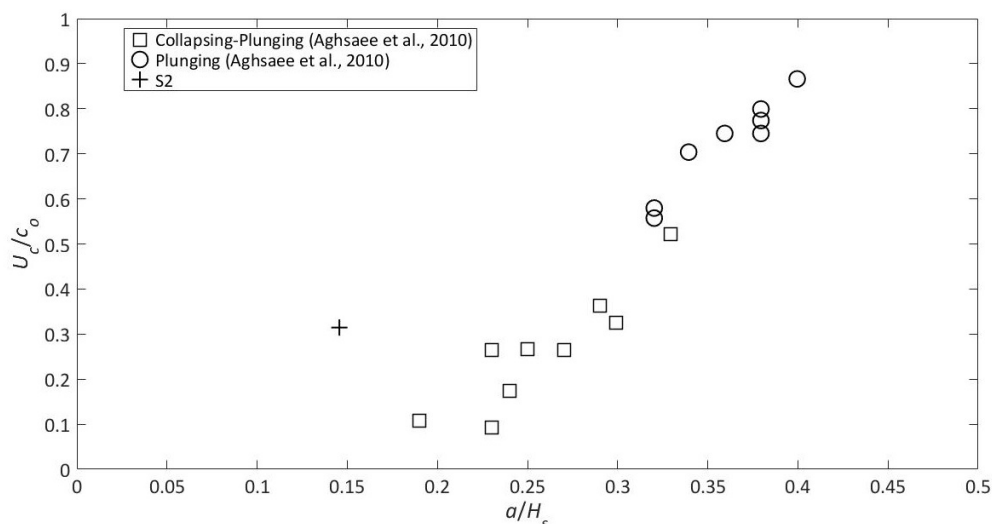


Figura 3.14:  $H_s$  é a profundidade no limiar antes da quebra,  $a$  é a amplitude da onda de forma permanente,  $U_c$  a máxima velocidade baroclínica da componente para dentro da costa e  $c_0$  é a velocidade de fase da onda linear. Os quadrados e círculos representam, respectivamente, simulações de ondas com quebras colapsante-mergulhante ou mergulhantes computadas por Aghsaee et al. (2010). O campo de onda observado em S2 também é localizado no diagrama.

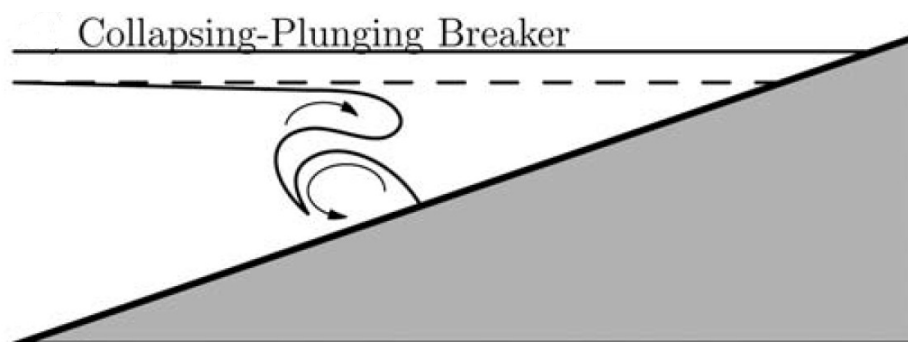


Figura 3.15: Esquema ilustrativo da quebra colapsante-mergulhante. Fonte: modificada de Sutherland et al. (2013) – Figura 1d.

### 3.6 Localização e Critério de Quebra

A definição das ondas em S0|S1|S2 e S3|S4|S5, respectivamente, como pré-quebra e pós-quebra é sustentada pela distribuição do grupo-2 no diagrama de local da quebra (Figura 3.16). As secções desse grupo aparecem próximas em relação à distribuição na ordenada do gráfico, tornando fácil o amoldamento das curvas de melhor ajuste propostas por Boegman et al. (2005, linha tracejada) e Aghsaee et al. (2010, linha pontilhada-tracejada). Ao fazer isso, propusemos um novo critério para determinar a localização espacial da quebra (Figura

3.16, linha sólida)

$$\frac{a}{h_1} = \frac{0.14}{(L/L_i)^{0.16}} + 0.047. \quad (3.1)$$

O ajuste às observações, mostrado acima, fez-se a partir de um novo expoente (0,16) e também valor adicionado (+ 0,047). Os parâmetros de onda  $L = 2L_w$ , o comprimento de onda verdadeiro segundo Aghsaee et al. (2010), e  $a$  foram assumidos constantes. Portanto, as mudanças no comprimento de onda e amplitude devem ser compreendidas através das suas contrapartes adimensionais  $L/L_i$  e  $a/h_1$ . A tendência de  $a/h_1$  diminuir à medida que  $L/L_i$  aumenta, concorda qualitativamente com os resultados das rodadas numéricas Helfrich (1992), Boegman et al. (2005) e Aghsaee et al. (2010). Posto em termos da teoria de quebra sobre um fundo inclinado, para uma dada amplitude, os locais de quebra existem em águas ligeiramente mais profundas quanto menor for o comprimento da onda. O local de quebra pode ser inferido resolvendo  $h_1$  a partir da equação 3.1 e expressando o resultado em termos de  $h_2$ , uma vez que variações topográficas devem ser levadas em consideração. Os resultados são apresentados na Tabela 3.2, revelando que a onda longa caracterizada em S2 é esperada quebrar em águas de profundidade  $h_2 = 47,6$ -m (S2\*),  $\sim 16$ -m mais profundo em relação à S3|S4|S5. Essa condição é encontrada nas proximidades da isóbata de  $H^*=194$ -m, o provável local de quebra da onda durante S2.

Uma segunda estimativa, dessa vez em relação ao critério para a quebra, foi feita através do ajuste da curva proposta por Vlasenko & Hutter (2002) em relação a S0 e S3 (Figura 3.17)

$$\nu = \frac{0.8^\circ}{\gamma} - 1.3. \quad (3.2)$$

Na equação acima, o ajuste se deu através do termo -1,3. Ao localizarmos S2 e S2\*, eles regem, respectivamente, ondas pré- e pós-quebra, uma vez que aparecem em lados opostos em relação à curva.

Além disso, o parâmetro adimensional  $\delta$  é apresentado como um critério ambiental para determinar a quebra das ondas longas, de modo que S0|S1|S2 e S3|S4|S5 são, respectivamente,  $> 1$  e  $< 1$  (Figura 3.3c).

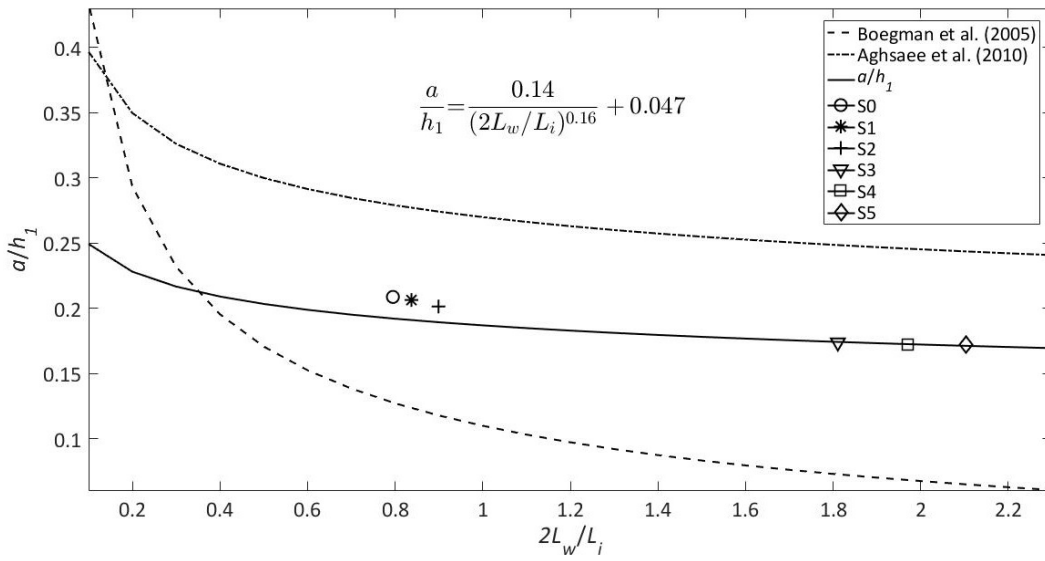


Figura 3.16: Critério para o local de quebra em função de  $h_1$ .  $a/h_1$  e  $2L_w/L_i$  são, respectivamente, as formas adimensionais da amplitude e do comprimento de onda. Enquanto que  $a$  e  $2L_w$  são, respectivamente, a amplitude e o comprimento de onda propriamente ditos.  $h_1$  é a espessura da camada superior e  $L_i$  é o comprimento da termoclina até o sítio onde essa intersecta o talude. A linha tracejada é a curva prognóstica de melhor ajuste determinada por Aghsaei et al. (2010), a linha pontilhada-tracejada por Boegman et al. (2005), e a linha sólida é a nossa solução para ondas longas de marés baroclínicas, a qual foi delineada através do ajuste com S3-S5. As secções S0-S2 também são mostradas.

Tabela 3.2: Para cada segmento de 2-dias relevante em PIL200 (S0-S5).  $h_1$  e  $h_2$  são, respectivamente, a camada superior e inferior, e  $L_i$  é o comprimento da termoclina até o sítio onde essa intersecta o talude. S2\* é o critério para o local de quebra em função de  $h_1$  ou  $h_2$  para o mesmo comprimento de  $L_i$  observado durante S2.

	S0	S1	S2	S3	S4	S5	S2*
<b>h1 (m)</b>	143.7	145.3	148.9	172.5	174.5	175.9	146.4
<b>h2 (m)</b>	62.3	60.7	57.1	33.5	31.5	30.1	<b>47.6</b>
<b>Li (km)</b>	11.4	10.8	10.1	5.0	4.6	4.3	10.1

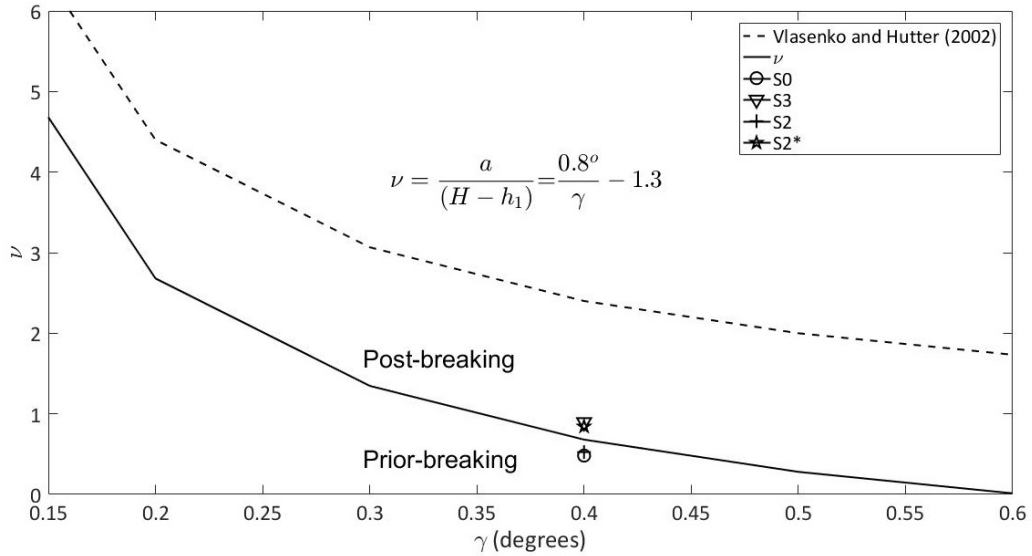


Figura 3.17: Critério de quebra em função de  $h_1$ .  $H$  e  $\gamma$  são, respectivamente, a profundidade e a inclinação local em PIL200,  $h_1$  a camada superior e  $a$  a amplitude da onda de forma permanente. A linha tracejada é a curva prognóstica de melhor ajuste determinada por Vlasenko & Hutter (2002) e a linha sólida é a nossa solução para ondas longas de marés baroclínicas ajustada para S0 e S3. A secção S2 e seu equivalente pós-quebra S2\*, também foram localizadas no diagrama.

### 3.7 Implicações para Mistura, Ressuspensão e Transporte

De acordo com simulações laboratoriais e numéricas, existem duas formas principais em que as ondas internas não lineares podem introduzir energia de mistura para a camada limite de fundo (e.g. Helfrich, 1992; Boegman et al., 2005; Bourgault et al., 2014). A primeira é através da quebra da onda e posterior desenvolvimento de *boluses* turbulentos ascendentes, a qual é vista se desenvolver em S3|S4|S5, mas não em S0|S1|S2. A segunda, por meio do cisalhamento induzido pelo escoamento baroclínico mediante o estabelecimento de um *bore* de empolamento, a qual procede da seguinte maneira. Com o alongamento da frente da onda, a camada de fluido confinada entre ela e o fundo marinho torna-se comprimida, com isso, um forte escoamento descendente se estabelece como o resultado do escape de fluido.

Diversos trabalhos, entre eles Vlasenko & Hutter (2002), verificaram numericamente que fortes escoamentos descendentes também ocupam a camada inferior após a quebra de sólitons de depressão (Figura 3.11b), de maneira bastante similar à cinemática apresentada em S3 e S4 (Figura 3.6d-e). Aghsaee et al. (2010) também simularam essas correntes encosta abaixo, demonstrando que o fenômeno esclarecido é estabelecido independentemente do tipo de quebra, cessando apenas nos estágios finais de desenvolvimento de um trem de *boluses*

turbulentos (Figura 3.18). Os resultados desses autores estão de acordo com o campo de  $U_c$  exibido na Figura 3.6, quando fortes correntes descendentes sob a frente e cava da onda são claramente observadas de S0 a S3, enfraquecendo em S4 e tornando-se mínimas em S5. Independentemente do estágio de degeneração da onda, o forte mistura na camada inferior é atestada pela também forte redução da fluvariabilidade próximo ao fundo de cada segmento (Figura 3.2a).

O cisalhamento através das superfícies isotermais também leva à mistura isopicnal, assim é sugerido pelas camadas de mínimo  $N$  que se desenvolvem em meia profundidade no grupo-1 e grupo-2 (Figura 3.8). Nesse último, as fontes de energia para a mistura foram suficientes para romper a estratificação e atingir a camada de mistura superficial. Circunstância que parece promover a injeção de águas mais frias do fundo para cima. Consequentemente, conforme a estabilidade vai sendo reduzida acima da termoclina, um pico verticalmente bem definido de fluvariabilidade se estabelece em profundidades de  $\sim 170$ -m (Figura 3.2a, S3-S5). Esse processo é também explícito através da redução do gradiente de temperatura entre a isoterma de  $23^\circ\text{C}$  e a base da camada de mistura ( $\sim 25,3^\circ\text{C}$ ), o qual na paleta de cores selecionada aparece sob a forma do espessamento das camadas vermelha e roxa acima dessa mesma isoterma, até atingir a sua máxima espessura em S5 (Figura 3.5a-f). Doravante, nos referiremos a essa camada simplesmente como a camada de mistura de subsuperfície, ou simplesmente como camada de subsuperfície.

Em S5, a camada de mistura de subsuperfície é espessa,  $\sim 50$ -m na traseira da onda (Figura 3.5f). Adicionando-se à análise o aspecto mesclado do trem de *boluses* imediatamente abaixo, favorece o entendimento de que parte significativa da energia já tenha sido convertida em mistura. Ao passo que a curva espectral de S5 experimenta um decaimento de energia, quase que global, em relação à S4 (Figura 3.9e-f). Além disso, em S5, as ondas de altas frequências adquiriram um aspecto senoidal, o que sinaliza para a menor não linearidade dessas ondas.

Através do transecto proveniente dos perfis *glider*, o processo acima descrito foi analisado sob uma ótica de resolução espacial suficientemente grande para cobrir grande parte da plataforma continental, revelando o espessamento da camada de mistura de subsuperfície em direção à costa. Na vizinhança da isóbata de 194-m, o local de quebra previsto  $H^*$ , a isoterma de  $23^\circ\text{C}$  delinea uma forma que lembra uma face de onda, sobre a qual a espessura dessa camada é de  $\sim 35$ -m (Figura 3.19b,  $H^*$ ). Esse valor é próximo ao estimado acima das faces posteriores observadas em S3 e S4, respectivamente,  $\sim 39$  e  $44$ -m (Figura 3.5d-e,  $\sim T1$ ). Esses valores são consideravelmente maiores do que aqueles estimados nas faces posteriores das ondas pré-quebra em S1 e S2, respectivamente,  $\sim 17$  e  $20$ -m (Figura 3.5b-c,

$\sim T1$ ). Portanto, sugere que em  $H^*$  uma cinemática pós-quebra esteja em desenvolvimento.

Em contrapartida, em S0, apesar de não haver uma feição tipo-face, a camada de mistura de subsuperfície é relativamente espessa na porção traseira da onda longa ( $\sim 32$ -m; Figura 3.5a). Isto suporta a ideia, previamente concebida na seção 3.3, de que a formação de sólitons é importante na dissipação das marés baroclínicas, mesmo antes da onda longa de maré baroclínica quebrar.

Na intersecção da termoclina com o talude, na adjacência da isóbata 146-m ( $H1$ ; Figura 3.19a), a espessura da camada de subsuperfície é de  $\sim 38$ -m. Após ultrapassar essa isóbata, no sentido de propagação em direção à costa, a gênese topográfica dos *boluses* tende a ser interrompida e o trem de ondas passaria a configurar um jato pulsante de água mais densa, o qual é associado com correntes para dentro da costa próxima ao fundo penetrando sob a camada mais rasa, cuja densidade é menor (e.g. Helfrich, 1992; Hosegood & Van Haren, 2004; Davis & Monismith, 2011). Apesar da intersecção da termoclina com o talude, evidências sugerem que trens de *boluses* turbulentos ainda dominem os deslocamentos observados na isoterma de 23°C. Isso é também sugerido através do PSD em PIL100, o qual exibe uma taxa de decaimento mais próxima àquela apresentada em S5, ainda que a energia apareça esmaecida do pico em  $N$  devido ao aumento da dissipação (Figura 3.9a).

Em concordância com o esperado teoricamente, a presença de uma frente de água mais fria adjunta ao fundo, aponta para o desenvolvimento de um pulso de densidade para dentro da costa a partir do sítio de intersecção ( $H2$ ; Figura 3.19a). Costa adentro em relação ao limite de influência dessa frente, a camada de subsuperfície aumenta bruscamente, até a extensão de toda a coluna d'água. Além disso, a mancha de  $W_g$  positivo, a qual se desenvolve marcadamente abaixo da isoterma de 23°C, enfraquece (Figura 3.19c). Conforme discutida na seção 3.5, a teoria prevê fortes correntes para cima onde quer que ocorra o empolamento de ondas internas, mas também durante a quebra da onda e conseqüente gênese de *boluses* turbulentos. Ao trazermos percepções dinâmicas dessa constatação, a gênese topográfica dos *boluses* parece estar sendo suprimida a partir do ponto de intersecção da termoclina com o talude, ou seja, a dissipação de energia estaria assumindo o papel principal durante a escalada do trem de *boluses*. Assim sendo, é esperado que a cinemática no referido seguimento do talude superior seja comparável à forma de onda de aspecto mesclado observada em S5 (Figura 3.6f), mas extrapolada em relação ao estágio degenerativo da onda longa.

Em virtude do *glider* ser uma plataforma oceanográfica móvel, com avanço horizontal médio de 0,26 m/s enquanto cruzando a região de transição entre PIL200 e PIL100, priorizamos a análise das variáveis de campo em detrimento das formas de onda. Indiferentemente, entre  $H2$  e a quebra da plataforma (isóbata de 100-m; Figura 3.19a), o trem de

ondas delineado através da isoterma de 23°C apresenta-se surpreendentemente semelhante aos *boluses* turbulentos descritos pela isoterma de 20°C em PIL200 para quando as condições oceanográficas foram similares à S4 e S5, notavelmente durante a primeira metade de 13 de setembro (Figura 3.4b, segmento azul da curva de 20°C). Dessa maneira, reforça a suposição de que na região de transição a cinemática é semelhante àquela descrita em S5.

Em direção à costa, para além do limite horizontal da isoterma de 23°C ( $H3$ ; Figura 3.19a), uma segunda frente de densidade encosta acima é formada ( $H4$ ; Figura 3.19a). Ao longo dessa “língua” e costa adentro em relação à mesma, *boluses* turbulentos não são mais visíveis a olho nu. Isso decorre do fato de que a gênese topográfica dos *boluses* está aparentemente sendo amortecida pela dissipação. Consequentemente, as manchas de  $W_g$  positivo, as quais vinham se estabelecendo na camada de fundo, desaparecem (Figura 3.19c,  $H3-H4$ ), ao mesmo tempo, o campo de fluatibilidade revela uma coluna d’água de estratificação vertical particularmente fraca (Figura 3.19b,  $H3-H4$ ).

Neste estágio da discussão, é elucidativo estabelecer um contraponto a partir das variáveis de campo observadas através do *glider* durante a missão de fevereiro de 2014. Holloway (1987) mostrou que durante o final do verão de 1982, plataforma adentro em relação à NRA, os trens de ondas (Figura 3.10, inferior) foram similares aos *boluses* turbulentos originados no pós-quebra, quando as condições oceanográficas foram similares às descritas para S4 e S5 (Figura 3.4b). Em outras palavras, seria esperado que as medições tomadas sobre a plataforma continental durante o final do verão descrevam formas de onda comparáveis ao pacote de ondas observadas entre  $H2$  e a isóbata de 100-m (Figura 3.19a). Essa expectativa é confirmada pelos trens de ondas evidenciados através da isoterma de 25°C, a qual representa a termoclina durante o final do verão na região (Holloway, 1987; Holloway et al., 1997), notavelmente, aquele à frente do limite mais interno onde a isoterma de 25°C foi identificada ( $H6$ ; Figura 3.20a,  $H6-H7$ ). Não obstante, as variáveis de campo correspondentes indicam que esses trens de *boluses* são de naturezas fundamentalmente diferentes.

Em primeira apreciação, nota-se que a estabilidade em fevereiro de 2014 aumenta substancialmente para dentro da costa em relação à quebra da plataforma (Figura 3.20b), antecipando assim, que a mistura diapicnal e a dissipação turbulenta não foram suficientemente elevadas para desestabilizar a termoclina. Essa inferência é corroborada pelo campo de temperatura, o qual descreve gradientes verticais de temperatura aproximadamente constantes ao longo do transecto (Figura 3.20a), ao invés de uma camada de mistura de subsuperfície que se espessa em direção à costa (Figura 3.19a). Dessa forma, em acordo com os resultados de Holloway (1987), o qual destacou a inexistência de evidências que sugiram a quebra da onda de maré baroclínica ou de quaisquer eventos onde a mistura diapicnal seja forte.

Ainda, em contraste com os resultados de setembro de 2013, manchas positivas de  $W_g$  tornaram-se identificáveis ao longo de toda camada inferior (Figura 3.20c), não apenas sobre a porção superior do talude continental (Figura 3.19c). Assim, a gênese topográfica de *boluses* está aparentemente sendo mantida à medida que a onda se propaga em direção à linha de costa, com isso, parte significativa da energia não é convertida diretamente em dissipação turbulenta.

Os desajustes nas misturas verticais associadas aos trens de *boluses* observados nas duas missões *glider* são aqui sugeridos como resultantes da diferenciação entre os mecanismos de quebra. Por exemplo, a mínima quantidade de energia refletida e a máxima mistura são atribuídas à quebra mergulhante (Sutherland et al., 2013). No caso da quebra deslizante, a maior parte da energia do *bore* de empolamento é refletida de volta para o oceano a partir do talude, assim, formam-se apenas *boluses* de pequena amplitude (Aghsaee et al., 2010) e de fraco impacto sobre a mistura vertical. Uma vez que as quebras colapsantes são um caso intermediário entre as deslizantes e mergulhantes (Sutherland et al., 2013), nos aproximamos da quebra colapsante-mergulhante, introduzidas na seção 3.5, como um mecanismo de quebra representativo da elevada mistura observada durante setembro de 2013. Diferentemente do transecto de verão, o qual é mais sugestivo da quebra deslizante, colapsante ou um caso intermediário entre as duas.

A direção preferencial de transporte também depende do tipo de quebra. Por exemplo, McPhee-Shaw et al. (2004), durante observações tomadas sobre o talude da margem norte da Califórnia, observaram que devido a prevalência de reflexão crítica da onda interna, o transporte foi em grande medida em direção ao oceano. Com isso, produziu uma camada nefelóide de profundidade intermediária e de grande alcance horizontal. Nesse caso particular, as ondas foram predominantemente refletidas, sem possibilitar qualquer evidência da gênese de *boluses* ascendentes a partir do sítio de quebra. Analogamente à mistura, ondas colapsantes desenvolvem uma resposta intermediária, dessa maneira, tanto a componente para fora quanto para dentro em relação à costa tornam-se relevantes (Bourgault et al., 2014). Portanto, a quebra colapsante-mergulhante tende a ser mais favorável ao transporte de material em direção à costa, para dentro da plataforma continental a partir do talude superior. Essa componente horizontal tende a ser bastante eficiente uma vez que é geralmente conduzida através de *boluses* turbulentos de núcleos aprisionados (Aghsaee et al., 2010).

Em S5, existem características nas variáveis de campo que testemunham a favor do desenvolvimento de ondas com núcleos aprisionados, as quais merecem maior detalhamento. Para elucidá-las, faz-se necessário seguir a proposta de Lamb (2002) de que *boluses* turbulentos se comportam como genuínos sólitons de elevação. Primeiramente, a mancha positiva



indicativa de escoamento encosta acima, associada ao trem de ondas pós-quebra, encontra corretes direcionadas em sentido oposto (Figura 3.6f, T1; Bogucki and Redekopp, 1999). Em segundo lugar, o referido trem de ondas apresenta-se como uma onda longa de elevação seguida por ondas mais curtas do primeiro modo baroclínico. Essas formas de onda de alta frequência vêm sendo observadas como resultantes do desenvolvimento de uma bolha de separação, a qual é desencadeada justamente pela evolução dos núcleos de aprisionamento (Lamb, 2002). Por fim, esses núcleos são vistos correlacionados com manchas de vortacidade negativa juntas ao fundo (Scotti et al., 2004; Bourgault et al., 2014), semelhante àquele destacado na Figura 3.7f (T1-T2).

Os perfis *glider* tomados em setembro de 2013 favorecem a ideia de que processos cinemáticos análogos à S5 se desenvolvem adentra da costa em relação à  $H2$ . Esse é o marco a partir do qual o campo de VBSC passa a exibir o aspecto de uma camada nefelóide de fundo que se estende horizontalmente, quase que continuamente, por mais de 55-km até que o valor máximo seja alcançado durante a segunda metade do dia 23 ( $H5$ ; Figura 3.19d). Em direção ao oceano a partir de  $H2$ , sobre grande parte do limite superior do talude, uma zona de máxima erosão é identificada através dos mínimos valores de VBSC (Figura 3.19d), notavelmente, cobrindo a região adjacente à  $H^*$ . Conseqüentemente, em comum acordo com a ideia geral de que a zona de máxima erosão existe nos locais de quebra (Helfrich, 1992; Cacchione et al., 2002; McPhee-Shaw et al., 2004; Bourgault et al., 2014; Cheriton et al., 2014).

Dufois et al. (2017) mostraram que os sedimentos ao longo da PNA são considerados ‘movíveis’ e que a fração suspensa é composta principalmente de partículas de lama. Enquanto que os sedimentos depositados no fundo são principalmente cascalho e areia, com a fração de lama progressivamente maior em direção ao talude superior (McLoughlin & Young, 1985). Levando-se em conta essa ressuspensão seletiva, a distribuição de VBSC ao longo do transecto de setembro de 2013 aponta para a importância do transporte de lama em direção à costa. Em primeiro lugar, devido ao fato da região ser dominada por correntes residuais de marés vazante (Porter-Smith et al., 2004), as quais apresentam maiores magnitudes nas proximidades da quebra da plataforma continental (Holloway, 1983b), marés barotrópicas sozinhas transportariam lama suspensa encosta abaixo. Portanto, a própria existência de uma camada nefelóide extensa interior à isóbata de 100-m (Figura 3.19,  $H3$ - $H5$ ) reflete a ocorrência de mecanismos capazes de transportar partículas em suspensão para dentro da plataforma, como através da gênese de *boluses* turbulentos. Dessa forma, as observações são coerentes com as expectativas, uma vez que assumimos quebra do tipo colapsante-mergulhante.

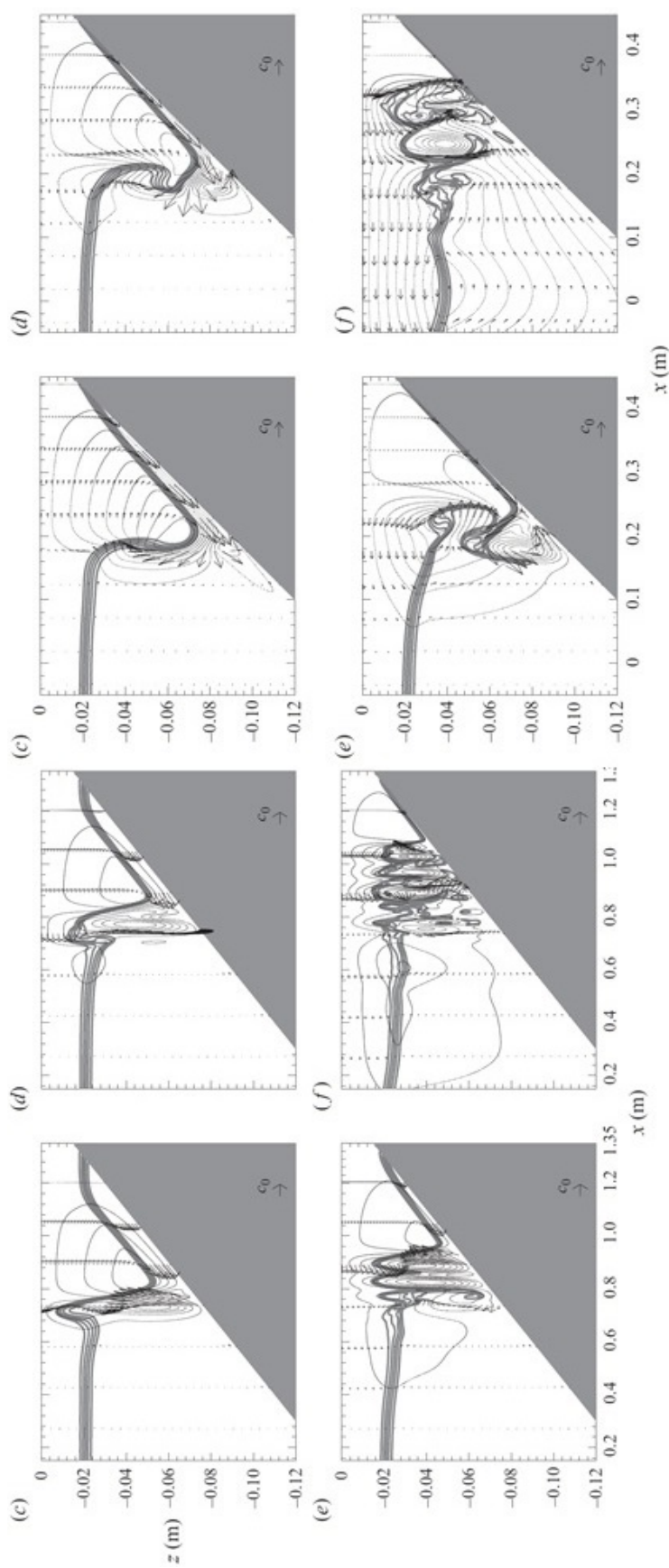


Figura 3.18: (superior, c-f) Imagens sucessivas das simulações de quebra colapsante e (inferior, c-f) mergulhante. As linhas sólidas são os contornos de densidade e as pontilhadas são as linhas de corrente. Os vetores representam o campo instantâneo de velocidade. Fonte: modificada de Aghsaei et al. (2010) – Figura 7 e Figura 8.

Além disso, a aparente eficiência do transporte para dentro da costa subsidia que os *boluses* desenvolvam núcleos aprisionados. Conforme esperado teoricamente (Lamb, 2002), o aumento da mistura no interior desses núcleos faz com que a temperatura das águas transportadas aumente em direção à costa (Figura 3.19a, *H2-H5*), o que resulta da troca turbulenta de calor com a camada mais quente sobrejacente. Até que o efeito cumulativo da dissipação turbulenta seja suficientemente alto para elevar a temperatura da frente para valores próximos aos da camada superficial (Figura 3.19a, *H5*). Presumivelmente, a repetição desse processo em frequência semi-diurna torna essa zona favorável ao acúmulo de lama suspensa, justificando a máxima concentração ter sido medida nesse sítio.

Por outro lado, as variáveis de campo em fevereiro de 2014 indicaram que a erosão não foi notável em nenhuma posição ao longo do transecto, a camada nefelóide de fundo apresenta-se onipresente. Geralmente, essa camada aparece associada a manchas de  $W_g$  positivo (Figura 3.20c), sugerindo que os eventos de fortes velocidades para cima, produzidas pelo ajuste não linear das marés baroclínicas, tenham sido suficientes para ressuspender as partículas de lama desde o talude superior, passando pela quebra da plataforma, até a plataforma continental propriamente dita.

Uma vez suspenso, o transporte para dentro da costa acumula material imediatamente acima da quebra da plataforma (Figura 3.20d, *H6*), sendo acompanhado por um pulso de água mais fria, cuja frente marca o limite mais interno da isoterma de 22°C (Figura 3.20a, *H6*). A partir dessa frente na camada inferior, a temperatura é mantida aproximadamente constante e com valores superiores a 22°C. Por esse motivo, tanto os pulsos encosta acima de águas mais frias quanto o transporte de partículas suspensas através da quebra da plataforma, são substancialmente mais fracos em relação ao final do inverno. Portanto, é improvável que as ondas desenvolvidas entre *H6-H7* representem *boluses* turbulentos de núcleo aprisionado, embora compartilhem semelhanças de forma com as ondas de setembro de 2013 (Figura 3.19a, *H2*-isóbata de 100-m).

Uma segunda zona onde VBSC é excepcionalmente alto é apresentada na transição entre o limite superior do talude e a isóbata de 100-m (Figura 3.20d, próximo a *H8*). Essas altas concentrações de lama em suspensão são indicativas da relevância da componente do transporte para fora da costa. De acordo com a teoria, esse transporte geralmente resulta no estabelecimento de uma camada nefelóide em meia profundidade, a qual é vista evoluir após quebras deslizantes (McPhee-Shaw et al., 2004) e colapsantes (Bourgault et al., 2014). Levando-se em conta a falta de evidências indicativas de mistura diapicnal relevante durante o transecto de verão, é possível que a quebra seja deslizante, colapsante ou um caso intermediário entre as duas. No entanto, podemos apenas especular sobre essa matéria, uma vez

que o provável sítio de quebra deve ser encontrado demasiado costa adentro em relação a PIL200 para ser possível observar a onda na eminência da quebra, além disso, apenas ondas pós-quebra foram observadas em PIL100. Isso impossibilitou que a maior parte das análises realizadas em setembro de 2013 fossem replicadas em fevereiro de 2014.

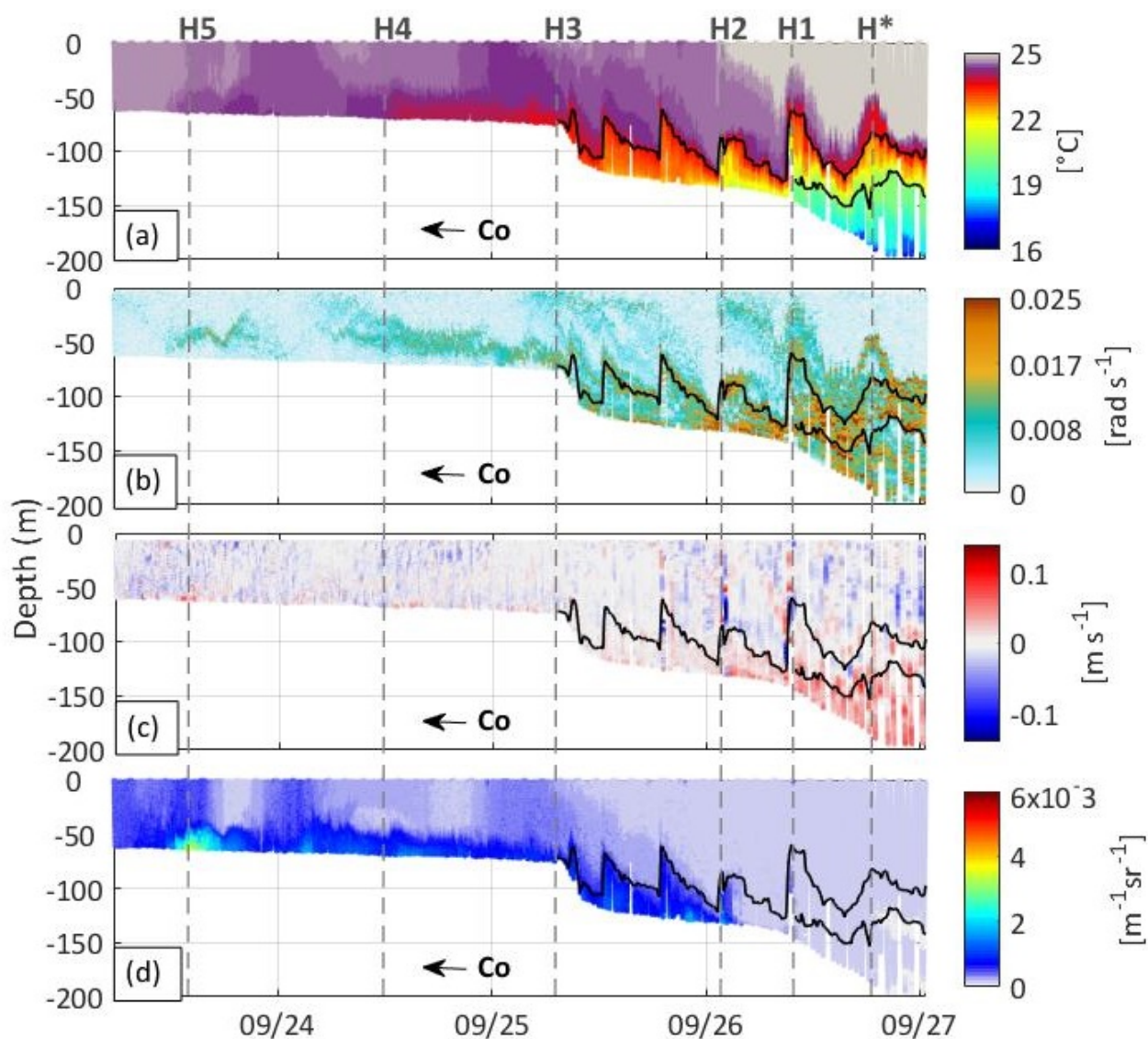


Figura 3.19: (a) Perfis transversais de temperatura, (b) frequência de Brunt-Väisälä, (c) velocidade vertical da água e (d) coeficiente volumétrico de retroespalhamento (VBSC) obtidos através dos perfis descendentes do flutuador autônomo (*glider*) em setembro de 2013.  $c_0$  indica a direção de propagação da onda. As linhas tracejadas verticais em cinza marcam as estruturas referenciadas dentro do texto. As isotermas de 20 e 23°C correspondem às linhas contínuas em preto.

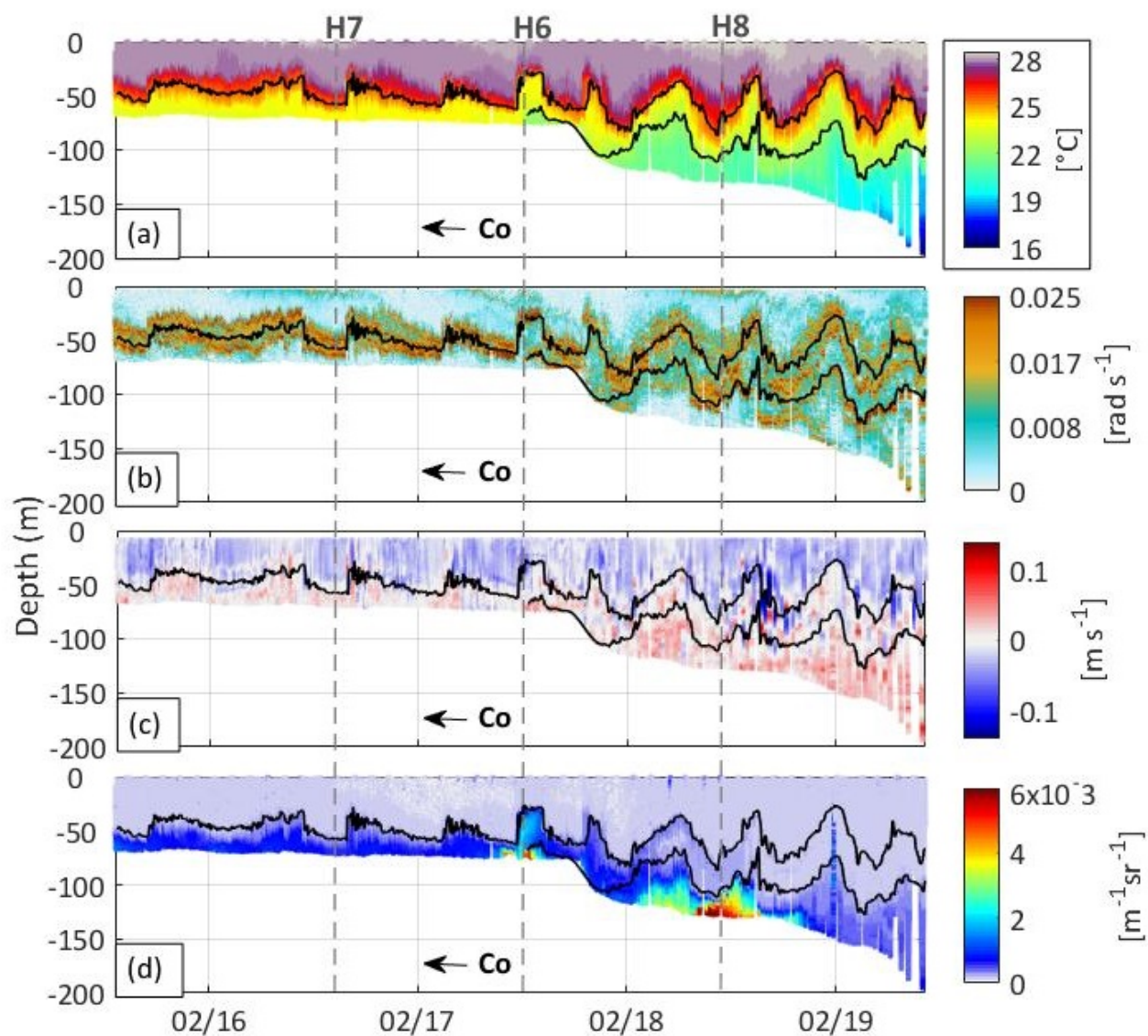


Figura 3.20: Como na Figura 3.19, mas para (a-f) tomadas em fevereiro de 2014. As isotermas de 22 e 25  $^{\circ}\text{C}$  correspondem às linhas contínuas em preto.

# 4

## Considerações Finais

Nós estendemos a teoria da quebra de sólitons de depressão na descrição cinemática, através de uma abordagem empírica de observações *in situ*, da quebra de ondas longas de marés baroclínicas que se propagaram em direção à PNA durante o final do inverno e início da primavera de 2013. Devido ao estabelecimento de uma termoclina mais profunda nessa época do ano, *bores* frontais de maré interna, recorrentes no final do verão, deram lugar a *bores* de empolamento na retaguarda da onda longa, ainda sobre o talude superior (PIL200). As particularidades dessas ondas foram fortemente correlacionadas com as condições oceanográficas avaliadas através dos coeficientes  $\alpha$  (inclinação não linear) e  $\beta$  (dispersão) da teoria KdV. Quando o ambiente observado foi consideravelmente dispersivo (por exemplo, em S0), a face posterior da onda longa foi pouco discernível, pois parte importante da energia esteve sob a forma de um trem de sólitons. Em contrapartida, a partir do momento em que a dispersão do ambiente foi pequena em relação ao efeito cumulativo da inclinação não linear (por exemplo, em S2), o empolamento foi intensificado, substituindo os sólitons por um *bore* de empolamento propriamente dito. Ademais, as formas de onda também foram afetadas pela amplitude da maré barotrópica semi-diurna geradora dessas perturbações.

Em dado momento, o agravamento da inclinação não linear em relação à dispersão provocou a quebra da onda em PIL200 (por exemplo, em S3, S4 e S5), dessa forma,  $\alpha$  e  $\beta$  foram introduzidos pela primeira vez como critérios de quebra para uma onda longa de maré interna, através da forma adimensional  $\delta < 1$ . Além disso, o critério de quebra proposto por Vlasenko & Hutter (2002) foi ajustado às nossas observações, assim como as curvas relacionadas aos diagramas de localização da quebra de Boegman et al. (2005) e Aghsaee et al. (2010). Nosso prognóstico teórico do sítio de quebra foi consistente com as observações do *glider* de inverno. Primeiramente, pela isóbata prevista pertencer a uma zona onde há

um hiato de baixa concentração de VBSC, sugerindo assim, que a erosão foi elevada durante as medições. Em segundo lugar, devido ao estabelecimento de uma camada de mistura de subsuperfície cuja espessura foi similar às observadas em S3 e S4.

As variáveis de campo da onda, assim como alguns parâmetros advindos da modelagem dinâmica, apontaram para a quebra colapsante-mergulhante, a qual impactou fortemente sobre a mistura diapicnal e o transporte de água e material em direção ao continente, uma vez que a maior parte da energia da onda foi prontamente convertida em *boluses* turbulentos de núcleo aprisionado. Durante o verão, essa estrutura turbulenta foi muito mais fraca, assim, especulamos que parte significativa da energia das marés baroclínicas tenha sido refletida de volta para o oceano. Portanto, na escala regional do problema, sugerimos que a formação desses núcleos aprisionados durante o final do inverno esteja dentre os principais mecanismos que garantem a troca de água e material entre a PNA e talude superior. O que pode explicar a presença de lama proveniente do talude em zonas da plataforma continental, uma vez que isso seria contra intuitivo em virtude da região ser dominada pela circulação residual de maré vazante.

Portanto, este trabalho aproxima a teoria de quebra para sólitons de depressão ao caso de ondas longas de marés baroclínicas observadas na natureza. Além disso, tendo em vista que os principais parâmetros utilizados na definição de critérios para a quebra de sólitons foram ajustados para essas ondas longas, abre a possibilidade para que estudos futuros incorporem os nossos resultados em modelos dinâmicos diversos. Consideramos ser esse um passo fundamental no aperfeiçoamento das soluções numéricas em regiões de plataformas continentais onde quer que marés baroclínicas não lineares sejam importantes.

# Agradecimentos

Meus sinceros agradecimentos à minha família, não é exagero dizer que sem este alicerce seria pouco provável ter continuado na carreira. Em especial, mãe, pai e irmão (Diego). Obrigado!

Aos amigos sempre presentes, Vitor, Juju, Mariana e Gabriel. Gratidão.

Muito obrigado Thaís Ferreira, pela tranquilidade, carinho e certezas transmitidas ao longo dessa campanha.

Aos professores, em especial, Guilherme Lessa e Carlos Lentini, pela referência profissional e conhecimento transmitido. Mas também Janini Pereira e Clemente Tanajura. Além do professor e também orientador, durante a minha estadia na Austrália, Charitha Pattiaratchi. Thank you!

Não por uma questão de formalidade, mas sim pela importância em se valorizar a iniciativa, gostaria de agradecer ao Programa Ciência Sem Fronteiras (CSF) e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo fomento.



# Referências Bibliográficas

- Abramowitz, M. and Stegun, I. A. (1965) Handbook of mathematical functions, Dover Publications, New York.
- Banerjee, B.; Sengupta, B. J. and Pal, B. P. (1980a) Apparent resistivity of a multilayered earth with a layer having exponentiality varying conductivity, *Geoph. Prosp.*, **28**:435–452.
- Banerjee, B.; Sengupta, B. J. and Pal, B. P. (1980b) Resistivity sounding on a multilayered earth containing transition layers, *Geoph. Prosp.*, **28**:750–758.
- Dias, C. A. (1968) A non-grounded method for measuring induced electrical polarization and conductivity, Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley.
- Erdélyi, A. (1953) Higher transcendental functions, vol. II, McGraw-Hill, New York.
- Erdélyi, A. (1954) Tables of integral transforms, vol. II, McGraw-Hill, New York.
- Goossens, M.; Mittelbach, F. and Samarim, A. (1994) The L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X Companion, Addison-Wesley.
- Guptasarma, D. and Singh, B. (1997) New digital linear filters for Hankel  $J_0$  and  $J_1$  transforms, *Geoph. Prosp.*, **45**:745–762.
- Kao, D. (1982) Magnetotelluric response on vertically inhomogeneous earth having conductivity varying linearly with depth, *Geoph. Prosp.*, **30**:866–878.
- Keller, G. V. and Frischknecht, F. C. (1966) Electrical methods in geophysical prospecting, Pergamon Press, England.
- Kim, H. and Lee, K. (1996) Response of a multilayered earth with layers having exponentially varying resistivities, *Geophysics*, **61**:180–191.
- Sato, H. K. (1979) Método eletromagnético para interpretação de polarização induzida e resistividade, usando o protótipo de um sistema a multi-freqüência, Dissert. de Mestrado, Universidade Federal da Bahia, Salvador, Brasil.
- Sato, H. K. (1993) Potencial elico devido a uma fonte de corrente no interior de um semi-espaeterogo, in: *Resumos Expandidos, 3o. Congr. Intern. da SBGf*, vol. 1, pp. 1358–1362, Rio de Janeiro, SBGf.

- Sato, H. K. (1996) Fonte de corrente elétrica no interior de camadas horizontais cujas condutividades variam potencialmente com a profundidade, Tese de Doutorado, Universidade Federal da Bahia, Salvador, Brasil.
- Sato, H. K. and Sampaio, E. S. (1980) Electrical sounding of a half space with a monotonic continuous variation of the resistivity with depth, *Geoph. Prosp.*, **28**:967–976.
- Sen, M. and Stoffa, P. (1995) Global optimization methods in geophysical inversion, *Advances in Exploration Geophysics 4*, Elsevier, Amsterdam.
- Telford, W. M.; Geldart, L. P.; Sheriff, R. E. and Keys, D. A. (1976) *Applied Geophysics*, Cambridge Un. Press, Cambridge.
- Ward, S. H. (1967) The electromagnetic method, in: *Mining Geophysics*, vol. II, chap. 2, Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, Oklahoma.
- Aghsaee, P., Boegman, L., and Lamb, K. G. (2010). Breaking of shoaling internal solitary waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 659, 289-317.
- Baines, P. G. (1981). Satellite observations of internal waves on the Australian north-west shelf. *Marine and Freshwater Research*, 32(3), 457-463.
- Belde, J., Reuning, L., and Back, S. (2017). Bottom currents and sediment waves on a shallow carbonate shelf, Northern Carnarvon Basin, Australia. *Continental Shelf Research*, 138, 142-153.
- Boczkar-Karakiewicz, B., Bona, J. L., and Pelchat, B. (1991). Interaction of internal waves with the seabed on continental shelves. *Continental Shelf Research*, 11(8-10), 1181-1197.
- Boegman, L., Imberger, J., Ivey, G. N., and Antenucci, J. P. (2003). High-frequency internal waves in large stratified lakes. *Limnology and oceanography*, 48(2), 895-919.
- Boegman, L., Ivey, G. N., and Imberger, J. (2005). The degeneration of internal waves in lakes with sloping topography. *Limnology and oceanography*, 50(5), 1620-1637.
- Boehm, A. B., Sanders, B. F., and Winant, C. D. (2002). Cross-shelf transport at Huntington Beach. Implications for the fate of sewage discharged through an offshore ocean outfall. *Environmental science and technology*, 36(9), 1899-1906.
- Bogucki, D., Dickey, T., and Redekopp, L. G. (1997). Sediment resuspension and mixing by resonantly generated internal solitary waves. *Journal of Physical Oceanography*, 27(7), 1181-1196.

Bogucki, D. J., and Redekopp, L. G. (1999). A mechanism for sediment resuspension by internal solitary waves. *Geophysical Research Letters*, 26(9), 1317-1320.

Bourgault, D., Morsilli, M., Richards, C., Neumeier, U., and Kelley, D. E. (2014). Sediment resuspension and nepheloid layers induced by long internal solitary waves shoaling orthogonally on uniform slopes. *Continental Shelf Research*, 72, 21-33.

Cacchione, D. A., and Southard, J. B. (1974). Incipient sediment movement by shoaling internal gravity waves. *Journal of Geophysical Research*, 79(15), 2237-2242.

Cacchione, D. A., Pratson, L. F., and Ogston, A. S. (2002). The shaping of continental slopes by internal tides. *Science*, 296(5568), 724-727.

Cai, S., Long, X., Dong, D., and Wang, S. (2008). Background current affects the internal wave structure of the northern South China Sea. *Progress in Natural Science*, 18(5), 585-589.

Chen, G. Y., Wu, R. J., and Wang, Y. H. (2010). Interaction between internal solitary waves and an isolated atoll in the Northern South China Sea. *Ocean dynamics*, 60(5), 1285-1292.

Chen, W. (2011). Status and challenges of Chinese deepwater oil and gas development. *Petroleum Science*, 8(4), 477-484.

Chereskin, T. K. (1983). Generation of internal waves in Massachusetts Bay. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 88(C4), 2649-2661.

Cheriton, O. M., McPhee-Shaw, E. E., Shaw, W. J., Stanton, T. P., Bellingham, J. G., and Storlazzi, C. D. (2014). Suspended particulate layers and internal waves over the southern Monterey Bay continental shelf: An important control on shelf mud belts?. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(1), 428-444.

Colosi, J. A., Beardsley, R. C., Lynch, J. F., Gawarkiewicz, G., Chiu, C. S., and Scotti, A. (2001). Observations of nonlinear internal waves on the outer New England continental shelf during the summer Shelfbreak Primer study. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 106(C5), 9587-9601.

Craig, P. D. (1988). A numerical model study of internal tides on the Australian Northwest Shelf. *Journal of marine research*, 46(1), 59-76.

Davis, K. A., and Monismith, S. G. (2011). The modification of bottom boundary layer turbulence and mixing by internal waves shoaling on a barrier reef. *Journal of Physical Oceanography*, 41(11), 2223-2241.

Dean, R. G. and Dalrymple, R. A. 1991 *Water wave mechanics for engineers and scientists*. In *Advanced Series on Ocean Engineering* (ed. L.-F. Liu), vol 2. World Scientific.

Diamesis, P. J., and Redekopp, L. G. (2006). Numerical investigation of solitary internal wave-induced global instability in shallow water benthic boundary layers. *Journal of physical oceanography*, 36(5), 784-812.

Dufois, F., Lowe, R. J., Branson, P., and Fearn, P. (2017). Tropical Cyclone-Driven Sediment Dynamics Over the Australian North West Shelf. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122(12), 10225-10244.

Dunphy, M. (2017). DJLES: Dubreil-Jacotin-Long Equation Solver.

Freeman, W. J., and Zhai, J. (2009). Simulated power spectral density (PSD) of background electrocorticogram (ECoG). *Cognitive neurodynamics*, 3(1), 97-103.

Gerkema, T., and Zimmerman, J. T. F. (2008). An introduction to internal waves. *Lecture Notes*, Royal NIOZ, Texel.

Glenn, S., Jones, C., Twardowski, M., Bowers, L., Kerfoot, J., Kohut, J., ... and Schofield, O. (2008). Glider observations of sediment resuspension in a Middle Atlantic Bight fall transition storm. *Limnology and Oceanography*, 53(5part2), 2180-2196.

Helfrich, K. R. (1992). Internal solitary wave breaking and run-up on a uniform slope. *Journal of Fluid Mechanics*, 243, 133-154.

Helfrich, K. R., and Melville, W. K. (2006). Long nonlinear internal waves. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 38, 395-425.

Henyey, F. S., and Hoering, A. (1997). Energetics of borelike internal waves. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 102(C2), 3323-3330.

Holloway, P. E. (1983). Internal tides on the Australian North-West Shelf: a preliminary investigation. *Journal of Physical Oceanography*, 13(8), 1357-1370.

Holloway, P. E. (1983). Tides on the Australian North-west shelf. *Marine and Freshwater Research*, 34(1), 213-230.

Holloway, P. E. (1984). On the semidiurnal internal tide at a shelf-break region on the Australian North West Shelf. *Journal of Physical Oceanography*, 14(11), 1787-1799.

Holloway, P. E., Humphries, S. E., Atkinson, M., and Imberger, J. (1985). Mechanisms for nitrogen supply to the Australian North West Shelf. *Marine and Freshwater Research*, 36(6), 753-764.

Holloway, P. E. (1987). Internal hydraulic jumps and solitons at a shelf break region on the Australian North West Shelf. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 92(C5), 5405-5416.

Holloway, P. E. (1994). Observations of internal tide propagation on the Australian North West Shelf. *Journal of Physical Oceanography*, 24(8), 1706-1716.

Holloway, P. E., Pelinovsky, E., Talipova, T., and Barnes, B. (1997). A nonlinear model of internal tide transformation on the Australian North West Shelf. *Journal of Physical Oceanography*, 27(6), 871-896.

Holloway, P. E., Chatwin, P. G., and Craig, P. (2001). Internal tide observations from the Australian North West Shelf in summer 1995. *Journal of Physical Oceanography*, 31(5), 1182-1199.

Holloway, P., Pelinovsky, E., and Talipova, T. (2003). Internal tide transformation and oceanic internal solitary waves. In *Environmental stratified flows* (pp. 29-60). Springer US.

Hosegood, P., and van Haren, H. (2004). Near-bed solibores over the continental slope in the Faeroe-Shetland Channel. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 51(25-26), 2943-2971.

Hosegood, P., and van Haren, H. (2006). Sub-inertial modulation of semi-diurnal currents over the continental slope in the Faeroe-Shetland Channel. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 53(4), 627-655.

Huthnance, J. M. (1989). Internal tides and waves near the continental shelf edge. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 48(1-3), 81-106.

Johnson, D. R., Weidemann, A., and Pegau, W. S. (2001). Internal tidal bores and bottom nepheloid layers. *Continental Shelf Research*, 21(13), 1473-1484.

Jones, H. A. (1973). The sediments, structure and morphology of the North West continental shelf between Rowley Shoals and the Monte Bello Islands. B.M.R. Bulletin No. 136. Klinck, J. (1999). Dynmodes. m—Ocean Dynamic Vertical Modes.

Klymak, J. M., and Moum, J. N. (2003). Internal solitary waves of elevation advancing on a shoaling shelf. *Geophysical Research Letters*, 30(20).

Lamb, K. G. (1994). Numerical experiments of internal wave generation by strong tidal flow across a finite amplitude bank edge. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 99(C1), 843-864.

Lamb, K. G. (2002). A numerical investigation of solitary internal waves with trapped cores formed via shoaling. *Journal of Fluid Mechanics*, 451, 109-144.

Lamb, K. G., and Nguyen, V. T. (2009). Calculating energy flux in internal solitary waves with an application to reflectance. *Journal of Physical Oceanography*, 39(3), 559-580.

Lamb, K. G. (2014). Internal wave breaking and dissipation mechanisms on the continental slope/shelf. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 46, 231-254.

Leichter, J. J., Wing, S. R., Miller, S. L., and Denny, M. W. (1996). Pulsed delivery of subthermocline water to Conch Reef (Florida Keys) by internal tidal bores. *Limnology and Oceanography*, 41(7), 1490-1501.

Liao, G., Yuan, Y., Arata, K., Yang, C., Chen, H., Naokazu, T., ... and Masanori, M. (2011). Analysis of internal tidal characteristics in the layer above 450 m from acoustic Doppler current profiler observations in the Luzon Strait. *Science China Earth Sciences*, 54(7), 1078-1094.

McLoughlin, R. J., and Young, P. C. (1985). Sedimentary provinces of the fishing grounds of the North West Shelf of Australia: grain-size frequency analysis of surficial sediments. *Marine and Freshwater Research*, 36(5), 671-681.

McPhee-Shaw, E. E., Sternberg, R. W., Mullenbach, B., and Ogston, A. S. (2004). Observations of intermediate nepheloid layers on the northern California continental margin. *Continental Shelf Research*, 24(6), 693-720.

Merckelbach, L., Smeed, D., and Griffiths, G. (2010). Vertical water velocities from underwater gliders. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 27(3), 547-563.

Michallet, H., and Ivey, G. N. (1999). Experiments on mixing due to internal solitary waves breaking on uniform slopes. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 104(C6), 13467-13477.

Miller, J. A., and Shanks, A. L. (2004). Ocean-estuary coupling in the Oregon upwelling region: abundance and transport of juvenile fish and of crab megalopae. *Marine Ecology Progress Series*, 271, 267-279.

Moum, J. N., Farmer, D. M., Smyth, W. D., Armi, L., and Vagle, S. (2003). Structure and generation of turbulence at interfaces strained by internal solitary waves propagating shoreward over the continental shelf. *Journal of Physical Oceanography*, 33(10), 2093-2112.

Nam, S., and Send, U. (2011). Direct evidence of deep water intrusions onto the continental shelf via surging internal tides. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 116(C5).

Noble, M., Jones, B., Hamilton, P., Xu, J., Robertson, G., Rosenfeld, L., and Largier, J. (2009). Cross-shelf transport into nearshore waters due to shoaling internal tides in San Pedro Bay, CA. *Continental Shelf Research*, 29(15), 1768-1785.

Orr, M. H., and Mignerey, P. C. (2002). Matched-field processing gain degradation

caused by tidal flow over continental shelf bathymetry. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(6), 2615-2620.

Pattiaratchi, C., Hollings, B., Woo, M., Hanson, C., and Welhena, T. (2010). Dense Shelf Water Cascade Along West Australian Continental Shelves. Conference paper.

Pawlowicz, R., Beardsley, B., and Lentz, S. (2002). Classical tidal harmonic analysis including error estimates in MATLAB using *T<sub>T</sub>IDE.ComputersandGeosciences*, 28(8), 929 – 937.

Petrenko, A. A., Jones, B. H., Dickey, T. D., and Hamilton, P. (2000). Internal tide effects on a sewage plume at Sand Island, Hawaii. *Continental Shelf Research*, 20(1), 1-13.

Pineda, J. (1991). Predictable upwelling and the shoreward transport of planktonic larvae by internal tidal bores. *Science*, 253(5019), 548-549.

Porter-Smith, R., Harris, P. T., Andersen, O. B., Coleman, R., Greenslade, D., and Jenkins, C. J. (2004). Classification of the Australian continental shelf based on predicted sediment threshold exceedance from tidal currents and swell waves. *Marine Geology*, 211(1-2), 1-20.

Quaresma, L. S., Vitorino, J., Oliveira, A., and da Silva, J. (2007). Evidence of sediment resuspension by nonlinear internal waves on the western Portuguese mid-shelf. *Marine Geology*, 246(2), 123-143.

Saffarinia, K., and Kao, T. W. (1996). Numerical study of the breaking of an internal soliton and its interaction with a slope. *Dynamics of atmospheres and oceans*, 23(1-4), 379-391.

Sandstrom, H., and Elliott, J. A. (1984). Internal tide and solitons on the Scotian Shelf: A nutrient pump at work. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 89(C4), 6415-6426.

Scotti, A., and Pineda, J. (2004). Observation of very large and steep internal waves of elevation near the Massachusetts coast. *Geophysical Research Letters*, 31(22).

Shearman, R. K., and Brink, K. H. (2010). Evaporative dense water formation and cross-shelf exchange over the northwest Australian inner shelf. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 115(C6).

Shi, X. G., Fan, Z. S., and Liu, H. L. (2009). A numerical calculation method for eigenvalue problems of nonlinear internal waves. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 21(3), 373-378.

Shroyer, E. L., Moum, J. N., and Nash, J. D. (2009). Observations of polarity reversal

in shoaling nonlinear internal waves. *Journal of Physical Oceanography*, 39(3), 691-701.

Small, J., Sawyer, T. C., and Scott, J. C. (1999, March). The evolution of an internal bore at the Malin shelf break. In *Annales Geophysicae* (Vol. 17, No. 4, pp. 547-565). Springer-Verlag.

Smyth, N. F., and Holloway, P. E. (1988). Hydraulic jump and undular bore formation on a shelf break. *Journal of Physical Oceanography*, 18(7), 947-962.

Stastna, M., and Lamb, K. G. (2002). Large fully nonlinear internal solitary waves: The effect of background current. *Physics of fluids*, 14(9), 2987-2999.

Stastna, M., and Lamb, K. G. (2008). Sediment resuspension mechanisms associated with internal waves in coastal waters. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 113(C10).

Sutherland, B. R., Barrett, K. J., and Ivey, G. N. (2013). Shoaling internal solitary waves. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(9), 4111-4124.

Van Gastel, P., Ivey, G. N., Meuleners, M. J., Antenucci, J. P., and Fringer, O. (2009). The variability of the large-amplitude internal wave field on the Australian North West Shelf. *Continental Shelf Research*, 29(11), 1373-1383.

Vlasenko, V., and Hutter, K. (2002). Numerical experiments on the breaking of solitary internal waves over a slope-shelf topography. *Journal of Physical Oceanography*, 32(6), 1779-1793.

Vlasenko, V., Stashchuk, N., and Hutter, K. (2005). *Baroclinic tides: theoretical modeling and observational evidence*. Cambridge University Press.

Walter, R. K., Stastna, M., Woodson, C. B., and Monismith, S. G. (2016). Observations of nonlinear internal waves at a persistent coastal upwelling front. *Continental Shelf Research*, 117, 100-117.

Xie, X. H., Cuypers, Y., Bouruet-Aubertot, P., Pichon, A., Lourenço, A., and Ferron, B. (2015). Generation and propagation of internal tides and solitary waves at the shelf edge of the Bay of Biscay. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(10), 6603-6621.

Xu, Z., Yin, B., and Hou, Y. (2010). Highly nonlinear internal solitary waves over the continental shelf of the northwestern South China Sea. *Chinese Journal of Oceanology and Limnology*, 28(5), 1049-1054.