

Curso de
**Noções Básicas
de Modelagem
Hidrodinâmica
Computacional
e de Dispersão
de Poluentes**

Rio de Janeiro
maio de 2009



<http://www.lamce.coppe.ufrj.br>

Luiz Paulo de Freitas Assad
Manlio Fernandes Mano
Hatsue Takanaca de Decco
Audalio Rebelo Torres Junior
Luiz Landau

Noções Básicas de Modelagem Hidrodinâmica
Computacional e de Dispersão de Poluentes

1^a Edição

Rio de Janeiro

COPPE

2009

© 2009, Luiz Paulo de Freitas Assad
© 2009, Manlio Fernandes Mano
© 2009, Editora COPPE

Este livro ou parte dele não pode ser reproduzido por qualquer meio sem autorização escrita do Editor.

A844n Assad, Luiz Paulo de Freitas.

Noções básicas de modelagem hidrodinâmica computacional
e de dispersão de poluentes / Luiz Paulo de Freitas Assad, Manlio
Fernandes Mano, Hatsue Takanaca de Decco, Audalio Rebelo Torres Junior,
Luiz Landau ; ilustrador: Renan Leser de Medeiros. – Rio de Janeiro:
COPPE/UFRJ, 2009.

126p. ; il.

Inclui bibliografia.

ISBN 978-85-285-0139-1



1. Hidrodinâmica – Modelos matemáticos.
 2. Fluidodinâmica computacional.
 3. Estruturas marítimas - Hidrodinâmica.
 4. Poluentes – Dispersão – Modelos matemáticos.
 5. Indústria petrolífera.
- I. Mano, Manlio Fernandes.
II. Decco, Hatsue Takanaca de.
III. Torres Junior, Audalio.
IV. Landau, Luiz.
V. Título.

CDD 532.5

Comissão Científica: Luiz Paulo de Freitas Assad, Manlio Fernandes Mano, Hatsue Takanaca

de Decco, Audalio Rebelo Torres Junior, Luiz Landau.

Editoração e Revisão: Hatsue Takanaca de Decco.

Formatação e Montagem da Capa: Núcleo de Tecnologia da Informação do LAMCE (nTIC).

Ilustrações: Renan Leser de Medeiros.

Editora COPPE / Universidade Federal do Rio de Janeiro

(Créditos institucionais) NUMA / LAMCE - Núcleo de Modelagem Ambiental / Laboratório
de Métodos Computacionais em Engenharia (www.lamce.coppe.ufrj.br/numa)

Sumário

INTRODUÇÃO	6
Parte I – Modelagem Conceptual	9
1. Oceanografia	9
2. Dimensões e formas dos oceanos.....	10
2.1 Costa	12
2.2 Plataforma Continental	12
2.3 Talude Continental.....	13
2.4 Assoalho Oceânico Profundo.....	13
2.5 Importantes feições na Plataforma Continental brasileira e região oceânica adjacente.	13
2.5.1 Região de Campos-Abrolhos.....	14
2.5.2 Bacia de Santos	16
2.5.3 Plataforma Continental Amazônica.....	17
3. As propriedades físicas da água do mar	18
3.1 Efeitos da temperatura, da salinidade e da pressão sobre a densidade.....	19
3.2 Distribuição Espacial das Propriedades nos oceanos.....	20
4. Circulação Oceânica.....	28
4.3.1 A Corrente do Brasil.....	44
4.3.2 O Atlântico Equatorial.....	46
5. Circulação Termohalina	46
5.1 Posicionamento da ACAS.....	51
5.2 O diagrama T-S.....	51
6. Marés.....	53
6.1 Tipos de marés	54
6.2 Mecanismos geradores da maré	55
6.3 Correntes de maré	58
Parte II – Modelagem Físico-Matemática.....	61
1. Equação da Continuidade.....	61
2. Equação do Movimento	63
2.1 Determinação da Massa – A Equação de estado da água do mar	64
2.2 Determinação da aceleração	65
2.2.1 Aceleração de Coriolis	66
2.2.2 Aproximação do plano f	67
2.2.3 Aproximação do plano β	68
2.2.4 Aproximação do plano β - Equatorial	68

3. Determinação das Forças	69
3.1 Força da gravidade (aceleração da gravidade).....	69
3.2 Forças Viscosas (Atrito)	69
3.3 A Força do Gradiente de Pressão.....	73
3.3.1 Componte barométrica da força do gradiente de pressão.....	74
3.3.2 Componte barotrópica da força do gradiente de pressão.....	75
3.3.3 Componte baroclínica da força do gradiente de pressão	76
3.4 Aproximação geostrófica e o Método dinâmico	80
3.5 Aplicação do método geostrófico (ou dinâmico).....	82
3.6 Aproximação de Ekman.....	83
4. Equações de Conservação de Calor e Sal nos oceanos	85
4.1 Processos Difusivos	86
4.2 Fontes e Sumidouros.....	88
5. Modelagem de Dispersão de Óleo	90
5.1 Processos físico-químicos que atuam na dispersão do óleo.....	91
5.1.1 Equação de Transporte Advectivo - Difusivo	92
5.1.2 Espalhamento	93
5.1.3 Evaporação	94
5.1.4 Entranhamento.....	95
5.1.4 Emulsificação	96
5.1.5 Dissolução	96
5.1.6 Biodegradação	97
5.1.7 Oxidação.....	97
5.1.8 Sedimentação.....	97
5.1.9 Influência do vento no transporte	98
Parte III -Modelagem Numérica e Computacional	99
1. MODELAGEM NUMÉRICA.....	99
1.1 - Problema de Valor Inicial.....	101
1.2 - Geração da grade	106
2. MODELAGEM COMPUTACIONAL	111
2.1 - Tipos de Modelo	111
2.2 - Princeton Ocean Model	114
2.3 - Validação e Assimilação de Dados.....	120
3 - NA PRÁTICA.....	122
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	124

INTRODUÇÃO

O material a ser apresentado tem como objetivo iniciar profissionais ligados à Indústria do Petróleo nas áreas de modelagem computacional hidrodinâmica marinha e de dispersão de óleo. O conteúdo principal dessa apostila foi extraído parte de dissertações de mestrado e teses de doutorado desenvolvidas na COPPE (Instituto Alberto Luiz Coimbra de Pós-Graduação e Pesquisa de Engenharia) e parte em bibliografia científica específica em modelagem computacional ambiental. Tais informações foram então sintetizadas nesse documento por pesquisadores do NUMA (Núcleo de Modelagem Ambiental) do Laboratório de Métodos Computacionais em Engenharia (LAMCE), situado na COPPE. O documento fornece apenas noções básicas para o entendimento das atividades de modelagem computacional hidrodinâmica marinha e de dispersão de poluentes.

Inicialmente, torna-se de fundamental importância compartimentar e subdividir o conhecimento necessário para se modelar computacionalmente um determinado fenômeno da natureza. Uma etapa inicial trata exclusivamente da observação de tal fenômeno e do entendimento de sua variação no tempo e no espaço. Dessa forma, torna-se possível o desenvolvimento de modelos conceptuais que forneçam informações a respeito da origem e da variabilidade espaço-temporal de um determinado processo.

Após a correta observação (modelagem conceptual) de um determinado fenômeno, é necessário que transformemos tais informações em uma linguagem físico-matemática capaz de representá-lo. Tal processo consiste basicamente na adequação do fenômeno a ser estudado em leis físicas universais que possam descrevê-lo através de um conjunto de fórmulas matemáticas, chamadas de equações governantes. Pode-se denominar tal etapa de modelagem física ou matemática.

Para que o sistema de equações governantes construído possa ser aplicado a um determinado fenômeno específico que se deseja estudar, é necessária a particularização do sistema de equações. Tal processo pode ser realizado a partir do estabelecimento de condições que identifiquem

(particularizem) tal fenômeno no tempo e no espaço. Tais condições são também conhecidas como condições iniciais (tempo) e de contorno (espaço).

O sistema de equações que descrevem (equações governantes) um determinado fenômeno da natureza apresenta grande complexidade matemática, apresentando termos não-lineares de difícil solução a partir da aplicação de métodos analíticos. Dessa forma, tais equações devem ainda sofrer uma transformação matemática para que possam ser solucionadas. Este processo consiste basicamente na discretização numérica espaço-temporal das equações ou na simples passagem das mesmas de um meio contínuo (infinito) para um meio discreto (finito).

O sistema numérico de equações governantes não-lineares que governam determinado fenômeno deverá agora ser solucionado em cada ponto no espaço de um determinado domínio espacial e para instantes diferentes. Escoamentos naturais apresentam, com certa freqüência, significativa anisotropia com relação ao meio, o que significa que suas propriedades variam de forma diferenciada para cada plano espacial. Tal fato exige a investigação (solução das equações governantes numéricas) não apenas em um plano (ex: horizontal), mas em vários planos (ex: horizontal e vertical) o que aumenta bruscamente o número de operações matemáticas a serem realizadas. O desenvolvimento computacional permitiu a solução desse tipo de problema a partir do surgimento de uma nova área do conhecimento: a modelagem numérica computacional.

Pode-se, portanto, compartimentar o processo de modelagem computacional hidrodinâmica nas seguintes etapas: modelagem conceptual, modelagem físico-matemática, modelagem numérica e modelagem computacional (Figura 1.1)

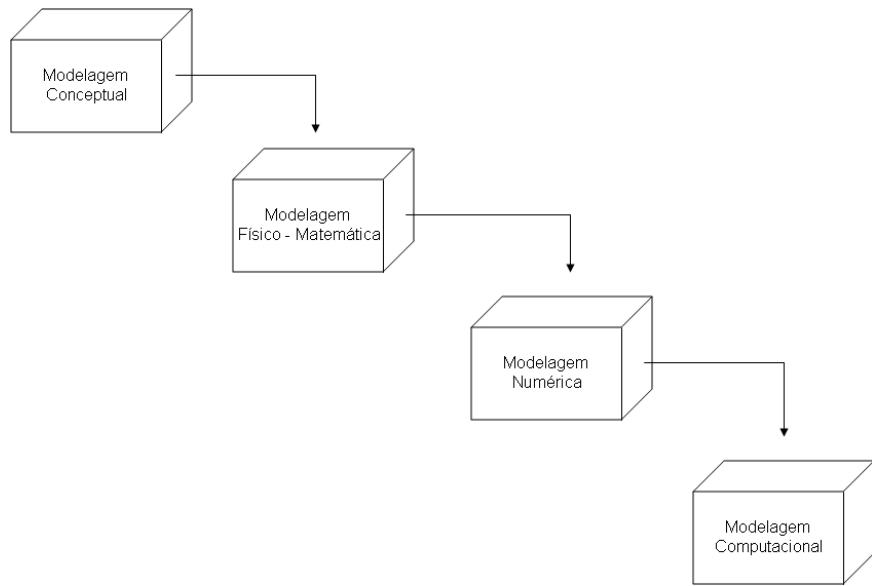


Figura 1.1 – Fluxograma das etapas a serem estudadas para o entendimento da modelagem computacional hidrodinâmica e de dispersão de poluentes.

O texto a ser apresentado será, portanto, subdividido de forma que contemple os quatro compartimentos apresentados acima. Na primeira parte serão apresentados os subsídios necessários para a modelagem hidrodinâmica marinha. Para tal, serão descritos os principais aspectos associados à variabilidade espaço temporal da dinâmica marinha. Também serão apresentados aspectos associados à dispersão de óleo em ambiente marinho. Na segunda parte será abordada a modelagem físico-matemática dos diversos processos oceânicos descritos anteriormente além dos processos envolvidos na modelagem de dispersão de óleo. A terceira parte abordará a modelagem numérica do sistema de equações governantes e apresentará alguns importantes aspectos relativos à modelagem computacional.

Parte I – Modelagem Conceptual

Essa parte do documento será dedicada à apresentação da ciência oceanográfica e aos conceitos básicos de oceanografia física, essenciais para o entendimento da dinâmica oceânica.

1. Oceanografia

Oceanografia é o nome dado à ciência que estuda e descreve os oceanos em seus aspectos físicos, biológicos, geológicos e químicos. É, portanto, dividida em quatro áreas: Oceanografia Física, Oceanografia Biológica, Oceanografia Geológica e Oceanografia Química.

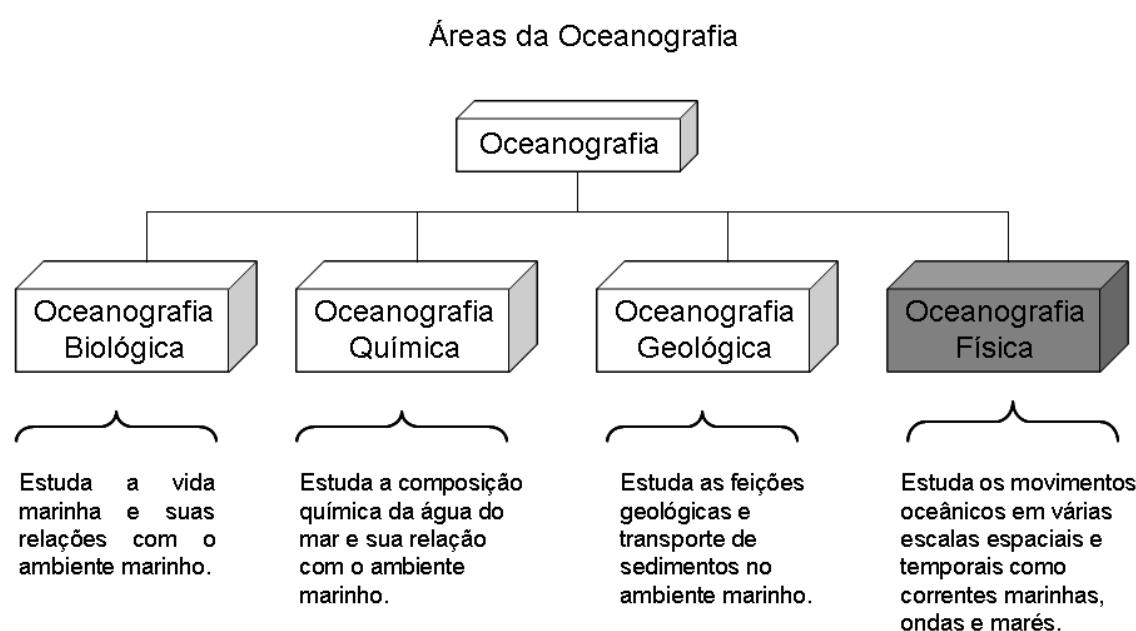


Figura 1.2 Áreas de atuação da ciência oceanográfica e seus respectivos focos de estudo.

O presente curso trata de noções básicas de Oceanografia Física, área que estuda os movimentos oceânicos, como as correntes marinhas, as ondas e as marés. Esses fenômenos oceanográficos podem ser estudados separadamente, pois apresentam diferentes escalas espaciais e temporais, diferentes mecanismos de geração, e importância diferenciada dependendo

da região do oceano. Um exemplo disto é que quanto mais próximo à costa, maior é a influência da maré, e à medida que nos afastamos das regiões costeiras em direção ao oceano aberto, a influência da maré diminui, dando espaço à maior influência de outras forças, como a energia do vento, que também gera as chamadas correntes marinhas (Ex: corrente do Brasil e corrente do Golfo). As correntes podem em maior ou menor intensidade (de acordo com a região do globo) influenciar no clima de uma região continental adjacente, como é a influência da corrente do Golfo sobre alguns países da Europa setentrional, que torna o clima, nessa região, mais ameno.

Como vimos anteriormente, movimentos oceânicos podem apresentar uma variação espacial e temporal pequena, como a variação da maré durante algumas horas na costa; mas também podem ter grande variação espaço-temporal, como quando as correntes influenciam no clima de algumas regiões do globo.

2. Dimensões e formas dos oceanos

Pode-se distinguir as principais regiões oceânicas em termos de suas características oceanográficas, particularmente sua circulação. São definidas como: oceano Atlântico, oceano Pacífico, oceano Índico e oceano Ártico. Essas áreas são claramente separadas entre si por porções continentais (Figura 1.3). Pode-se destacar também pequenos (relativamente aos primeiros) corpos d'água como o mar Mediterrâneo, o mar do Caribe, o mar do Japão e outros. O termo “mar” também pode ser usado para uma porção do oceano não separada por porções continentais, mas por características oceanográficas distintas das regiões adjacentes.

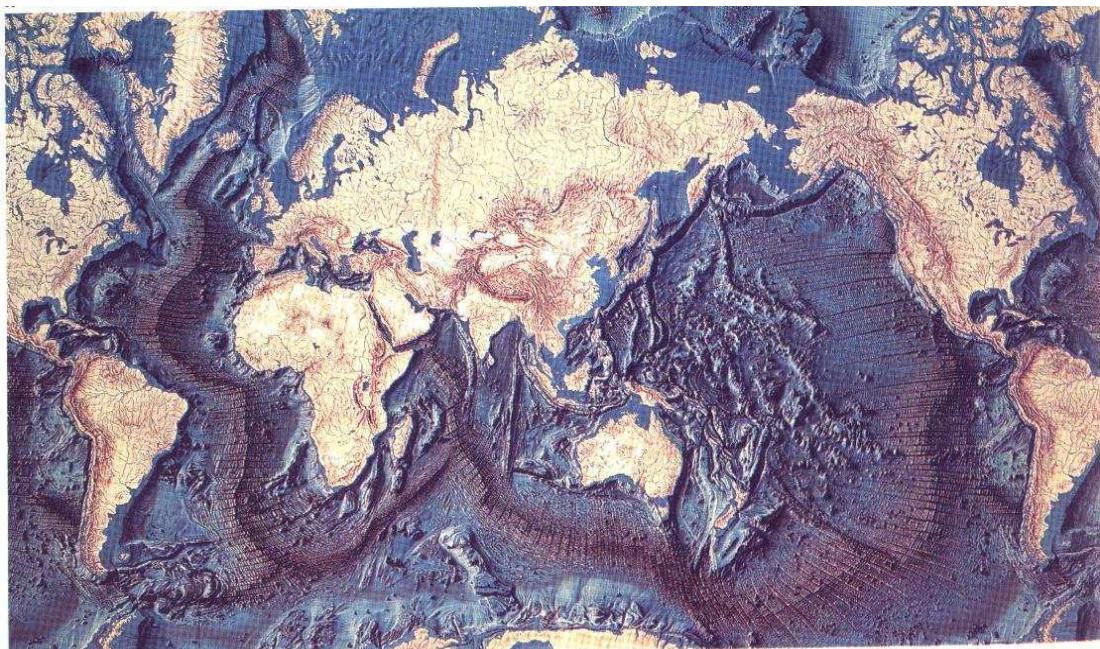


Figura 1.3 – Mapa batimétrico global

Cerca de 71% da superfície terrestre é coberta por água, sendo apenas 29% cobertos por terra. O oceano Pacífico é o maior dos oceanos, sendo mais extenso que o oceano Atlântico e Índico juntos. A profundidade média dos oceanos é 4000 metros. A profundidade máxima encontrada nos oceanos é de 11524 metros, na Fossa de Mindanao, no Pacífico Oeste. As dimensões verticais dos oceanos são muito menores que as dimensões horizontais, as quais são da ordem de 5000 a 15000 km.

Apesar da pequena dimensão vertical dos oceanos, há uma grande variação e detalhamento nessa “fina” camada entre a superfície e o fundo oceânico. Os continentes são as principais fronteiras dos oceanos e as características da linha de costa e do fundo oceânico influenciam o movimento das águas. As principais divisões do fundo oceânico são: a costa, a plataforma continental o talude continental e o assoalho oceânico profundo (Figura 1.4).

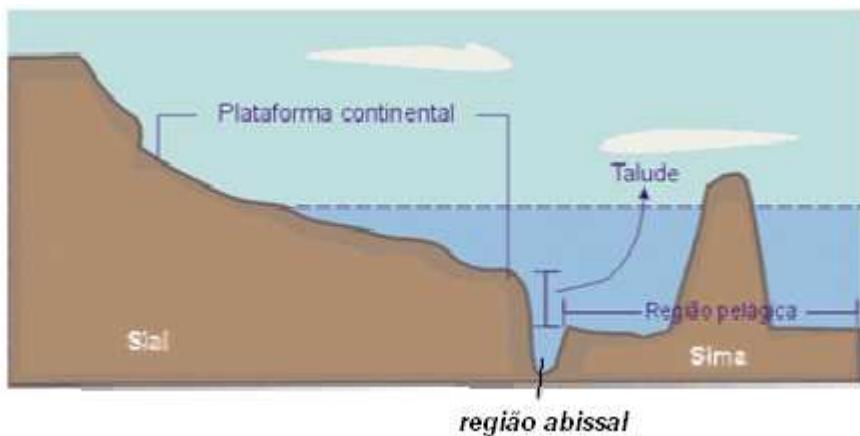


Figura 1.4 - Desenho esquemático de perfil batimétrico com as principais divisões.

2.1 Costa

A costa é definida como a porção continental adjacente ao oceano que tem sido gradativamente modificada pela ação do mesmo. O limite oceânico da costa é a praia. A praia estende-se da região onde o mar atinge a costa durante a maré alta, à região onde o mar atinge a costa durante a maré baixa.

2.2 Plataforma Continental

A plataforma continental estende-se da costa em direção ao oceano com um gradiente vertical médio de profundidade de 1 por 500, com a profundidade aumentando 1 metro a cada 500 metros de distância. O limite externo da plataforma, chamado de quebra da plataforma, é localizado na região onde a inclinação do fundo apresenta gradientes de 1 por 20. A partir daí, inicia-se o chamado Talude continental, região de forte inclinação. A plataforma continental apresenta uma distância média em relação à costa de cerca de 65 km e uma profundidade média de aproximadamente 130 metros.

2.3 Talude Continental

O talude continental é uma região de forte inclinação, onde, ao longo de pequenas distâncias horizontais, a distância vertical chega a ser de cerca de 4000 metros. Nessa região, assim como nas plataformas continentais, pode-se encontrar formas geológicas típicas como canyons submarinos. Pode-se encontrar também vales com formato em V geralmente em regiões onde há a existência de rios na costa. Na verdade, esses vales nada mais são que a antiga calha desses rios que em períodos glaciais (quando o nível dos oceanos estava bem mais baixo) encontravam-se expostas na superfície.

2.4 Assoalho Oceânico Profundo

Do fundo do talude continental até o assoalho oceânico dos oceanos observasse uma diminuição na inclinação do fundo oceânico. Esta região estende-se por grandes áreas, atinge profundidades de 3000 a 6000 metros e corresponde a 74% das bacias oceânicas. Essa região apresenta uma enorme variedade de feições topográficas.

A cordilheira meso-oceânica é a mais extensa formação geológica existente sobre a superfície terrestre. Do sul da Groelândia estende-se pelo meio do oceano Atlântico de norte a sul e atravessa os oceanos Índico e Pacífico. No Atlântico, a cordilheira separa as águas de fundo dos lados leste e oeste.

2.5 Importantes feições na Plataforma Continental brasileira e região oceânica adjacente

A região da plataforma continental brasileira é margeada por uma linha de costa de aproximadamente 6400 km de extensão. A largura dessa plataforma varia de 300 km na região Amazônica a 10 km próximo ao paralelo de 13° S (Figura 1.5). A região de quebra da plataforma oscila em profundidade entre 40 e 180 metros (Castro & Miranda, 1998). Devido à influência de diferentes forçantes ambientais em cada região da plataforma continental brasileira, pode-se subdividi-la em 6 diferentes sub-regiões:

Plataforma Amazônica, Plataforma Nordeste brasileira, Plataforma Leste brasileira, Região de Campos-Abrolhos, Plataforma Continental Sudeste e Plataforma Continental sul.

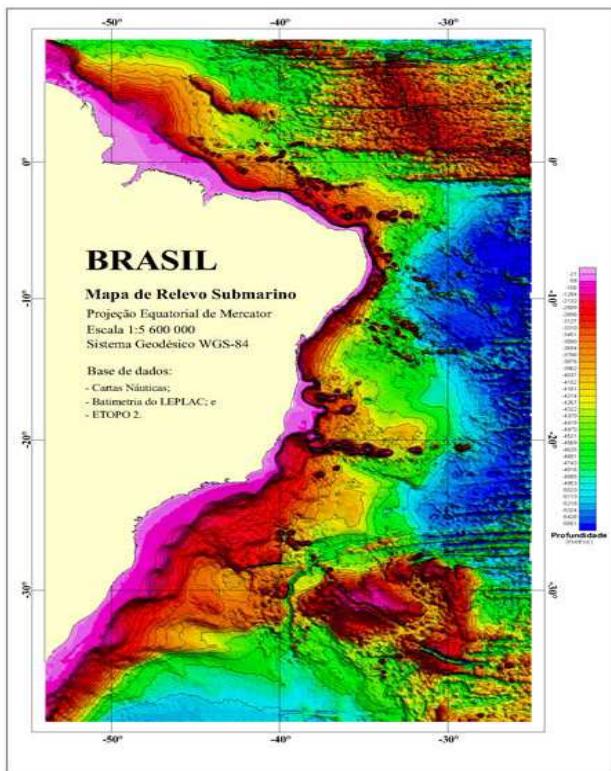


Figura 1.5 Mapa de relevo sombreado e contorno batimétrico a 200 metros.

2.5.1 Região de Campos-Abrolhos

A Bacia de Campos apresenta plataforma continental relativamente estreita (largura média de 60 km), com profundidade de quebra entre 60 e 100 m. Duas importantes características batimétricas na região merecem destaque: (1) a abrupta mudança na orientação da linha de costa, passando da direção NE-SW, entre Vitória e Cabo Frio, para E-W, a partir de Cabo Frio; (2) a cadeia submarina de Vitória-Trindade, localizada perpendicularmente à costa, ao longo dos paralelos de 20° e 21°S, gerando gradientes batimétricos bastante acentuados. Estas feições topográficas têm grande influência na circulação local, contribuindo para a formação dos meandros e vórtices (Figura 1.6).

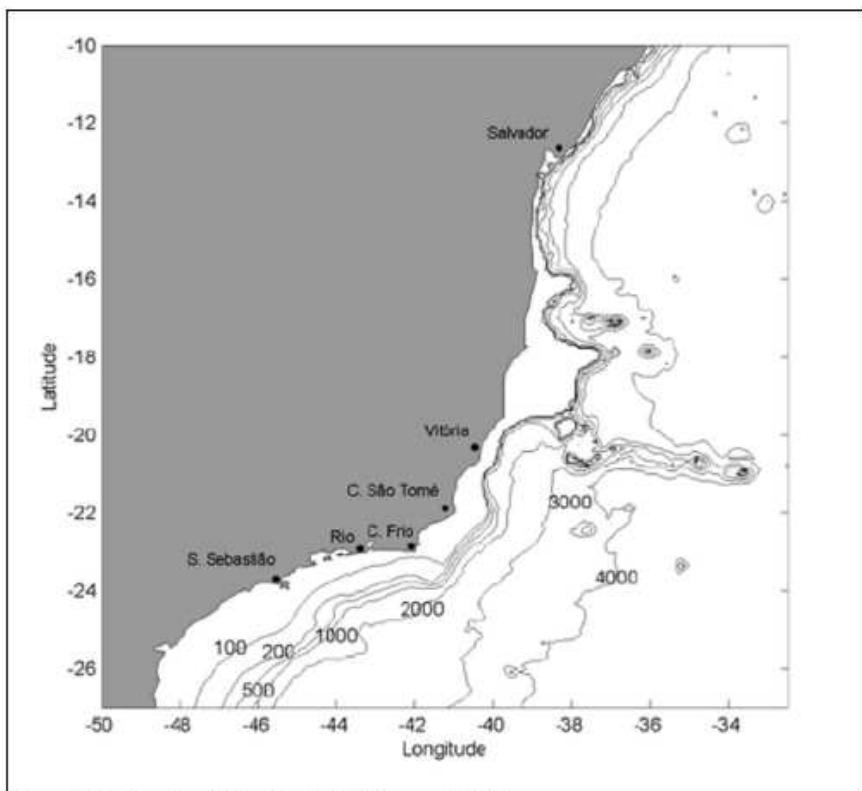


Figura 1.6 Mapa batimétrico da região da bacia de Campos e da Costa leste brasileira. (Fonte: Fragoso, 2004)

Nessa região algumas importantes feições de fundo se destacam não somente pelas significativas dimensões mas também pela influência na dinâmica marinha local. Dentre essas feições pode-se citar o banco dos Abrolhos e o banco Royal-Charlotte (Figura 1.7).

O Banco dos Abrolhos estende-se até cerca de 200 km de distância da linha de costa em sua porção mais alargada, e possui uma área de cerca de 46.000 km² (Leão, com. pess.). Compreende o alargamento da plataforma entre a Foz do Rio Jucuruçu (município de Prado/BA) e a Foz do Rio Doce (Vila de Regência, município de Linhares/ES).

O Banco Royal Charlotte, localizado ao norte do Banco dos Abrolhos, é menor, mais estreito, avançando cerca de 100 km a partir da linha de costa e possuindo largura máxima de cerca de 50 km. Sua superfície é plana, apenas entrecortada por canais com profundidades entre 30 e 40 metros. Compreende o alargamento da plataforma continental entre a Foz do Rio Jequitinhonha (município de Belmonte/BA) e a Foz do Rio Jucuruçu (Município de Prado/BA).

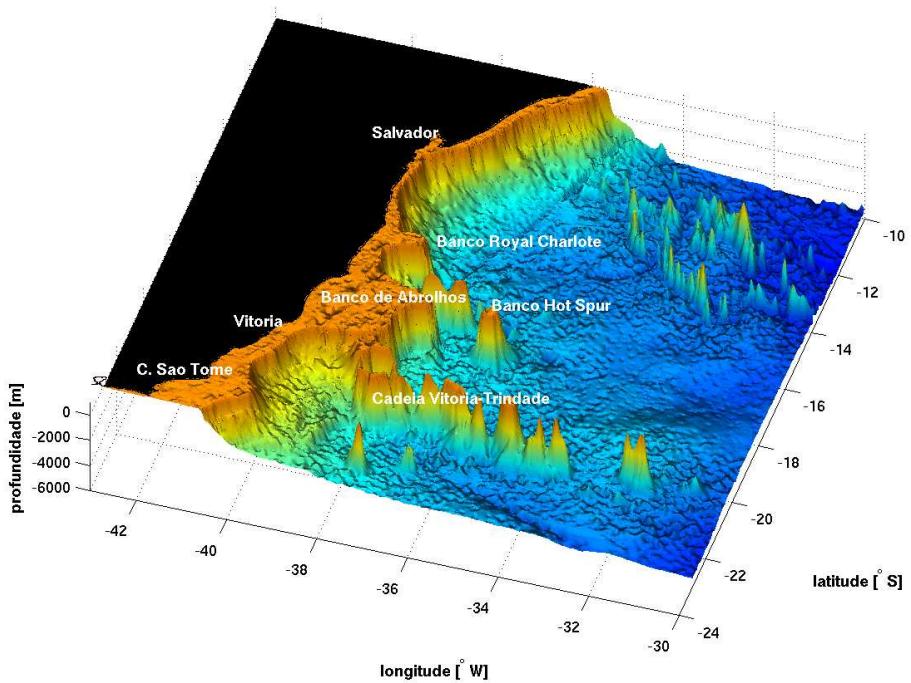


Figura 1.7 Mapa batimétrico tridimensional para Plataforma Continental e região oceânica adjacente. (Fonte: Soutelino, 2008)

2.5.2 Bacia de Santos

A Bacia de Santos é limitada ao norte pela Bacia de Campos, através do Alto de Cabo Frio, e, ao sul, pela Bacia de Pelotas, através do alto de Florianópolis. Estende-se, portanto, desde o litoral sul do estado do Rio de Janeiro até o norte do estado de Santa Catarina, abrangendo uma área de cerca de 352 mil quilômetros quadrados até a cota batimétrica 3000 m. É uma bacia de margem divergente, formada com a abertura do Atlântico Sul, que se iniciou no Cretáceo Inferior. Nesta bacia, localizam-se campos petrolíferos em produção e grandes reservas por serem exploradas.

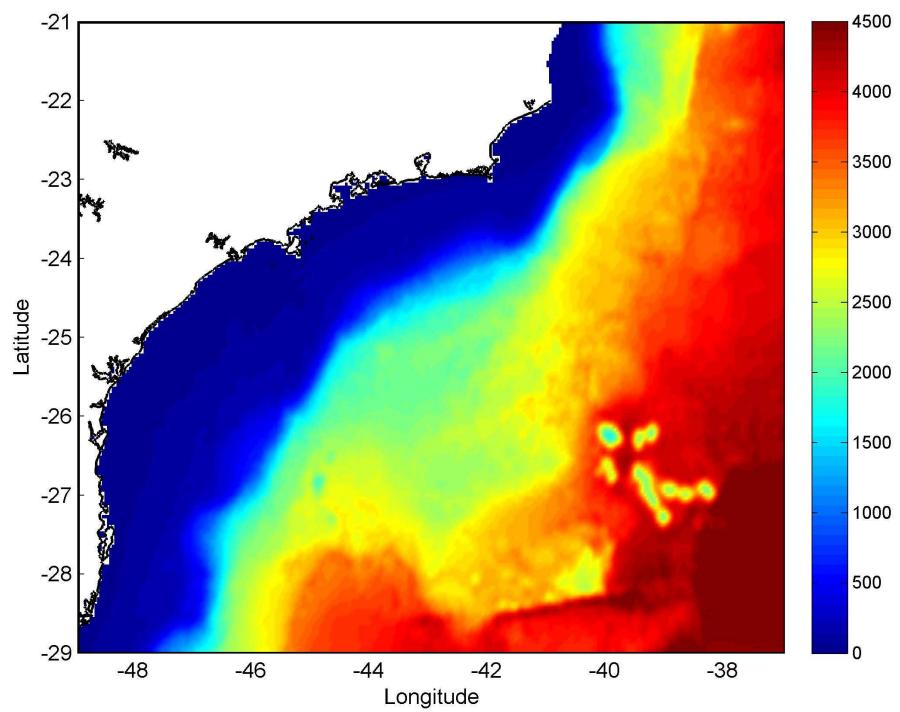


Figura 1.8 Mapa batimétrico da Bacia de Santos e região oceânica adjacente.

2.5.3 Plataforma Continental Amazônica

Consiste na região mais extensa da Plataforma Continental brasileira. Tal fato se deve à alta descarga sedimentar oriunda do rio Amazonas (Figura 1.9). É importante ressaltar as características únicas dessa região com relação ao restante da plataforma continental brasileira. Tais características estão associadas às forçantes que contribuem para a dinâmica oceânica dessa região: escoamento da Corrente Norte do Brasil, marés, descarga fluvial e ventos alíseos.

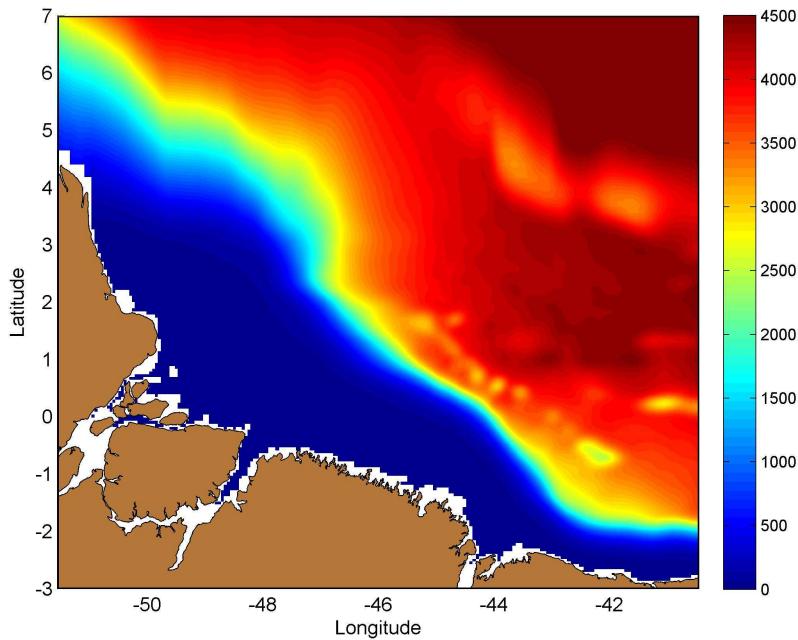


Figura 1.9 – Mapa batimétrico da plataforma continental amazônica e região oceânica adjacente.

3. As propriedades físicas da água do mar

Existem várias propriedades físicas relevantes da água do mar, como: temperatura, salinidade, pressão, densidade, transparência, velocidade do som e outras. No entanto, as principais propriedades físicas da água do mar são a temperatura e a salinidade. Essas duas propriedades exercem grande influência sobre muitos movimentos no oceano. Nessa seção, estudaremos como essas propriedades podem influenciar nos movimentos e como estão distribuídas nos oceanos.

A temperatura da água do mar foi um dos primeiros parâmetros oceânicos a serem medidos. Essa propriedade pode ser facilmente medida com o uso de termômetros.

A salinidade é o nome dado à quantidade total de material dissolvido em uma parcela de água do mar. “A salinidade pode ser definida como a quantidade total, em gramas, de material sólido contido em um quilograma de água do mar quando todos os carbonatos forem convertidos a óxidos, brometos e iodetos substituídos por cloretos e toda a matéria orgânica for completamente oxidada”. A salinidade média da água do mar é de 35.

Outra propriedade importante a ser considerada é a pressão que a coluna d'água exerce sobre uma parcela de água. A pressão pode ser expressa em decibares (um decibar equivale, aproximadamente, a um metro). Portanto, uma outra maneira de expressarmos a profundidade nos oceanos é através da pressão. Informações de temperatura, salinidade e pressão (propriedades independentes) são particularmente importantes para estudos em Oceanografia Física, pois através delas pode-se determinar a densidade da água do mar, assim como outras propriedades dependentes. Em oceanografia, a densidade pode ser expressa em kg/m³ e seu valor varia de 1021,00 kg/m³ na superfície, a 1070,00 kg/m³ em profundidades superiores a 10000 metros, nas regiões oceânicas. Existem algumas maneiras de se expressar a densidade, sendo a mais usual apenas a leitura dos últimos quatro dígitos de acordo com a fórmula abaixo:

$$\text{densidade} = \text{densidade} - 1000,00 \text{ kg/m}^3$$

Com a utilização da fórmula acima passamos a obter os seguintes valores de densidade:

$$1021,00 \text{ kg/m}^3 = 21,00 \text{ kg/m}^3$$

$$1025,00 \text{ kg/m}^3 = 25,00 \text{ kg/m}^3$$

$$1070,00 \text{ kg/m}^3 = 70,00 \text{ kg/m}^3$$

3.1 Efeitos da temperatura, da salinidade e da pressão sobre a densidade

Na seção anterior definimos as chamadas propriedades independentes da água do mar e destacamos sua importância para a determinação da densidade. Nessa seção, descreveremos como pressão, temperatura e salinidade influenciam a densidade da água do mar.

A temperatura apresenta variação inversamente proporcional à densidade, ou seja, encontraremos nos oceanos, águas frias associadas a altas densidades e águas quentes associadas a baixas densidades. A salinidade apresenta variação diretamente proporcional à densidade, ou seja,

encontraremos nos oceanos águas com altos valores de salinidade associadas a altas densidades e águas menos salinas associadas a baixas densidades. A pressão, da mesma forma que a salinidade, é diretamente proporcional à densidade, e, portanto, as águas mais densas ocupam sempre nos oceanos as maiores profundidades (maiores pressões), enquanto as camadas superficiais são ocupadas pelas águas menos densas (Figura 1.10).

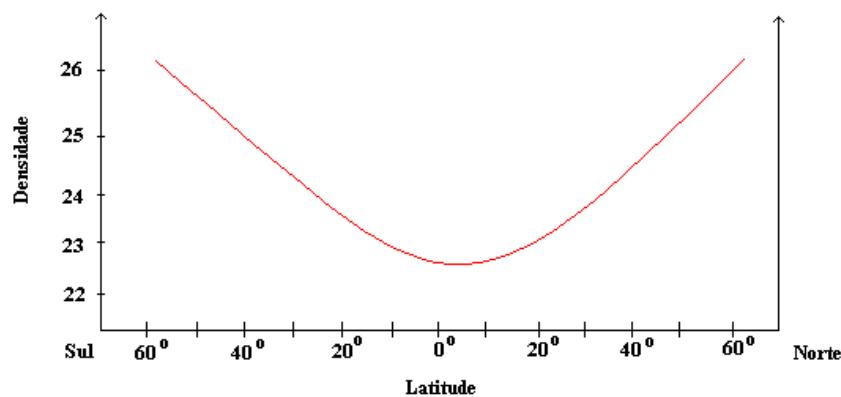
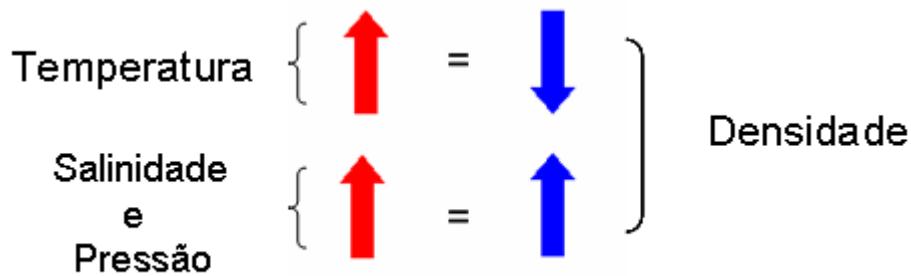


Figura 1.10 – Efeitos da temperatura, salinidade e pressão sobre a densidade da água do mar (acima) e distribuição espacial zonal média de densidade.

3.2 Distribuição Espacial das Propriedades nos oceanos

Nessa seção trataremos da distribuição espacial das propriedades no oceano. Como vimos na introdução, existe uma grande diferença entre as dimensões vertical e horizontal das bacias oceânicas. Como tal, os padrões de distribuição de temperatura e de salinidade no oceano devem ser analisados separadamente nas duas dimensões. Geralmente encontramos variações espaciais maiores na vertical (com a profundidade) e menores na horizontal.

3.2.1 Distribuição horizontal de temperatura

A temperatura da superfície do oceano basicamente reflete o padrão de incidência da radiação solar sobre a superfície terrestre. As regiões equatoriais e tropicais apresentam as maiores temperaturas da superfície do mar (TSM), uma vez que nessas regiões temos alta incidência da radiação solar. Regiões subtropicais e polares apresentam baixos valores de TSM, uma vez que nessa região ocorre uma menor incidência de radiação solar. Temos, portanto, na superfície do oceano um padrão zonal de distribuição de temperatura, com altas temperaturas em baixas latitudes e baixas temperaturas em altas latitudes (Figura 1.11).

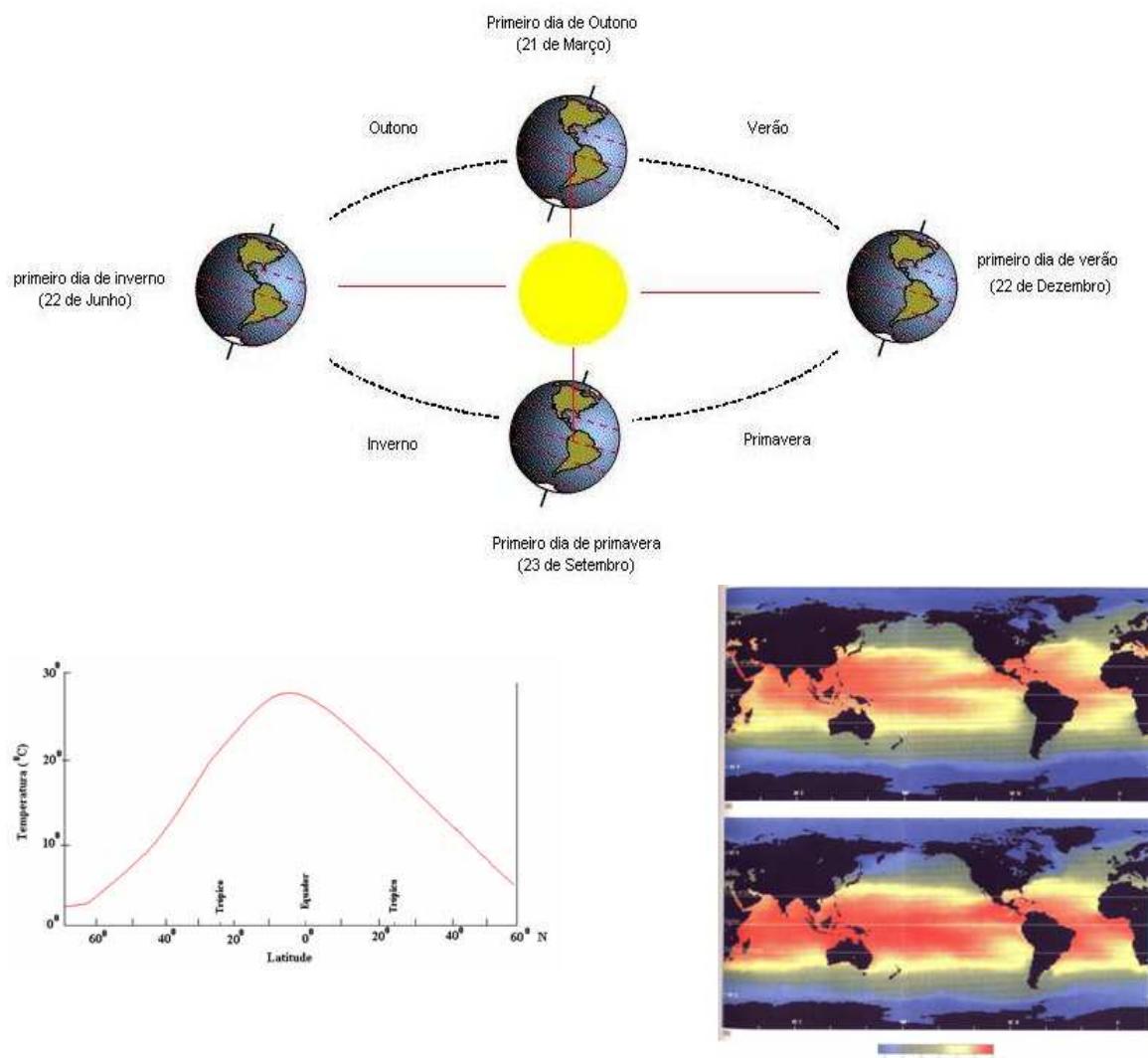


Figura 1.11 – Órbita da Terra ao redor do Sol (acima). Variação média anual zonal da temperatura da superfície do mar (esquerda abaixo) e campos de temperatura superficial médio de janeiro (direita abaixo) e Julho (direita acima).

A variação espacial de temperatura nos oceanos coexiste com a variação temporal da mesma. Ao longo do ano, o plano da órbita da Terra ao redor do Sol (eclíptica) cruza duas vezes o Equador terrestre (Equinócios). Esse plano desloca-se até aproximadamente 23,5º N (Solstício de Verão) durante o inverno no hemisfério Sul e 23,5º S (Solstício de inverno) durante o Verão no Hemisfério Sul (Figura 1.11). Esse deslocamento solar em relação à linha equatorial é chamado de declinação solar e é responsável pela variação das estações do ano e também por alterações espaciais que afetam tanto movimentos atmosféricos quanto oceânicos.

O sentido de rotação da Terra (de leste para oeste) também afeta a distribuição de temperatura junto às bordas continentais. A rotação da Terra age de maneira a empilhar água na superfície das margens leste dos continentes. Nas margens oeste dos continentes, ocorre o processo inverso, provocando retirada de água da superfície, e a consequente subida de águas profundas com temperaturas mais baixas que as de superfície. Esse processo, de fundamental importância para a vida marinha, é chamado de ressurgência e será abordado com maior detalhe posteriormente.

As fontes termais presentes nas regiões oceânicas profundas da cordilheira meso – oceânica também constituem importante fonte de calor, mas seu efeito sobre a temperatura do oceano restringe-se as regiões imediatamente adjacentes.

3.2.2 Distribuição vertical de Temperatura

Como descrito na seção anterior, a principal fonte de calor para o oceano é a energia solar. O oceano é aquecido na sua superfície e essa característica assegura ao mesmo um comportamento estável, ou seja, águas menos densas na superfície e mais densas no fundo. O calor irradiado para o oceano é capaz de penetrar na coluna d'água apenas algumas dezenas de metros. Abaixo dessa camada superficial, o calor é transferido para as camadas inferiores do oceano apenas por processos difusivos e de transporte vertical. Esses processos são bem menos eficientes que o primeiro, e o resultado é que observamos a alguns metros da superfície uma brusca queda de temperatura.

Como resultado do processo de aquecimento, descrito no parágrafo anterior, podemos caracterizar um perfil típico de temperatura para uma região oceânica, identificando algumas regiões importantes.

Nos primeiros 100 metros de profundidade, aproximadamente, temos uma camada onde a temperatura permanece constante é a chamada Camada de Mistura. Essa camada não apresenta variações bruscas de temperatura devido aos fortes processos de mistura promovidos pela influência dos ventos e das ondas geradas pelos mesmos. Essa camada é muito importante para o oceano, pois é nela que se estabelece a conexão com a atmosfera (Figura 1.12).

Abaixo da camada de mistura encontra-se a chamada termoclinia permanente, marcada por ser uma região onde ocorre uma forte queda de temperatura (gradiente vertical máximo de temperatura). Em latitudes baixas e médias, a termoclinia permanente localiza-se, aproximadamente, entre as profundidades de 200 e 1000 metros. Como o próprio nome diz, essa camada permanece com características constantes durante o ciclo sazonal.

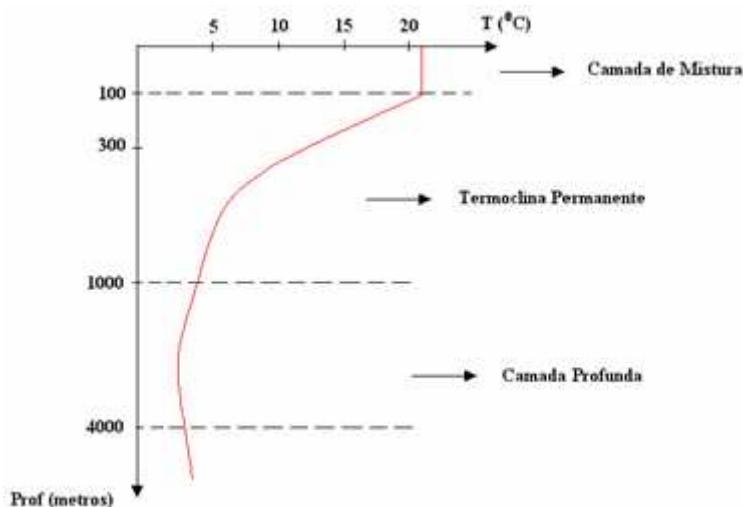


Figura 1.12 – Desenho esquemático do perfil vertical de temperatura e suas camadas.

Durante o inverno, devido a forte ação dos ventos, a camada de mistura é fortalecida e mantém a temperatura constante até regiões mais profundas. No verão, a temperatura da superfície do mar aumenta e uma termoclinia sazonal se desenvolve na profundidade aproximada de 30 metros (Figura 1.13).

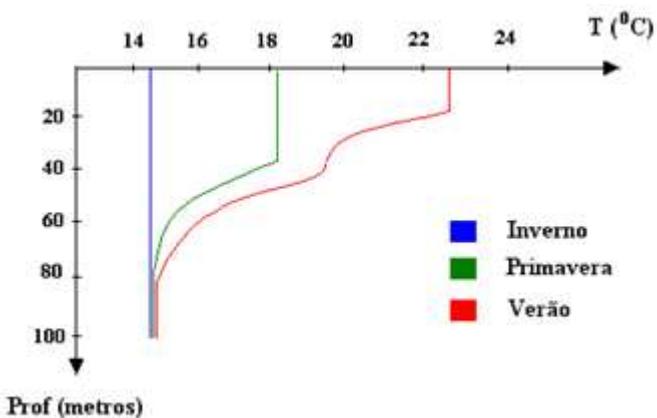


Figura 1.13 – Variação sazonal da camada de mistura e aparecimento da termoclinia sazonal.

Abaixo da região da termoclinia permanente (aproximadamente 1000 metros), surge uma camada profunda cuja característica marcante é a suave variação da temperatura com a profundidade. Após os 3000 metros de profundidade inicia-se uma significativa influência da pressão, elevando suavemente a temperatura.

Como veremos com maior detalhe no próximo capítulo, a distribuição espacial da temperatura nos oceanos não é função apenas da desigual incidência de radiação solar sobre a superfície terrestre, mas também dos movimentos horizontais e verticais da água do mar.

3.2.3 Distribuição horizontal de Salinidade

A distribuição horizontal de salinidade é fortemente dependente dos processos de evaporação e precipitação sobre a superfície do mar. Quanto maior for a taxa de evaporação em uma região oceânica, maior será a concentração dos sais da água do mar, e portanto, maior será sua salinidade. Quanto maior for a taxa de precipitação (chuvas), maior será a diluição dos sais nas águas superficiais. Como pode ser observado, existe uma ligação direta entre a salinidade e o balanço Evaporação – Precipitação (Figura 1.14). Para compreendermos melhor a distribuição espacial do parâmetro salinidade, torna-se fundamental o conhecimento desse balanço sobre a superfície do oceano.

Como se observa na Figura 1.14, a taxa de precipitação é maior que a taxa de evaporação no equador, diminuindo os valores de salinidade. Nas

regiões tropicais, temos um balanço evaporação–precipitação positivo representando o domínio da evaporação e altos valores de salinidade. Em direção às regiões polares, devido à menor incidência da radiação solar, temos novamente uma diminuição do processo de evaporação e a gradual diminuição da salinidade. Os valores de salinidade na superfície do oceano variam de 33ppm a 37ppm.

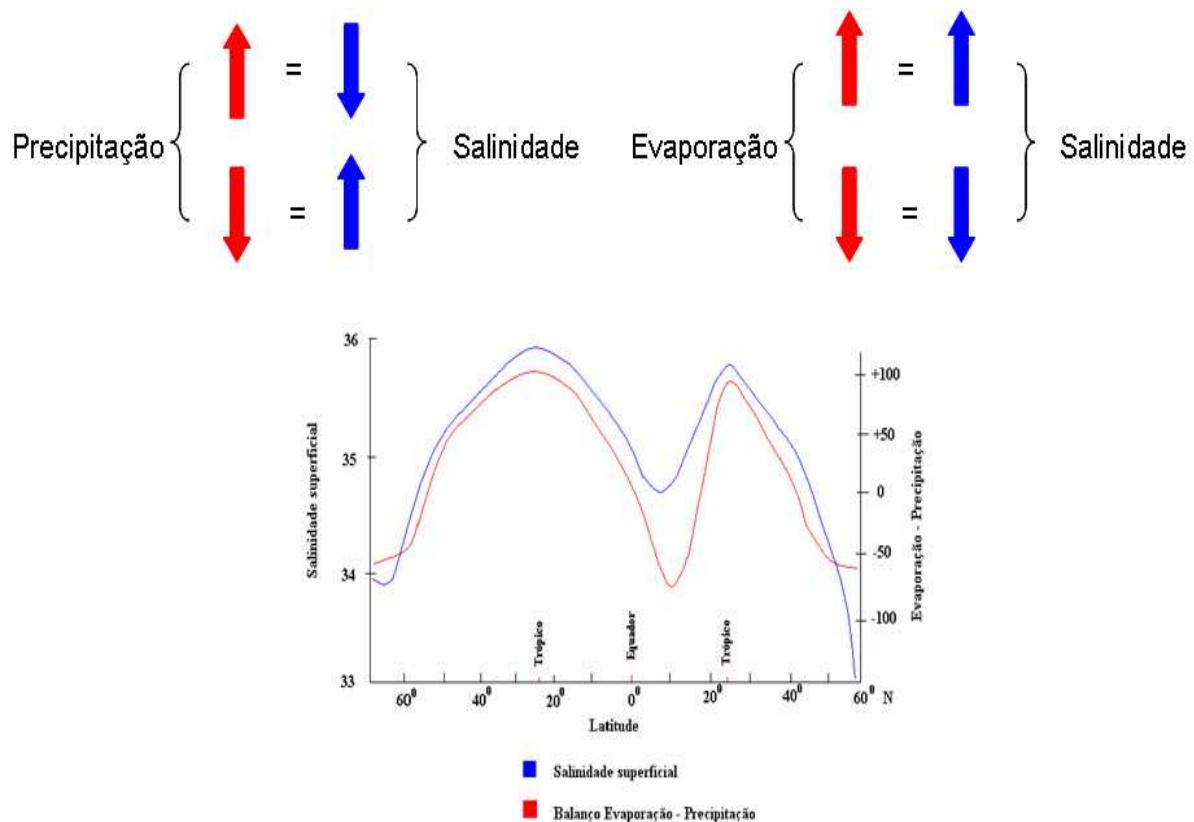


Figura 1.14 – Efeitos do balanço Evaporação – Precipitação sobre a salinidade superficial nos oceanos.

Outro fator que pode influenciar regionalmente a concentração de sais da água do mar é o aporte de águas fluviais (rios). As regiões onde ocorre o encontro entre as águas provenientes da drenagem continental (água doce) e as águas marinhas são chamadas de Estuários, e apresentam águas de baixa salinidade. Como exemplo desse ambiente pode-se citar o estuário do Rio Amazonas na costa Norte brasileira (Figura 1.15).

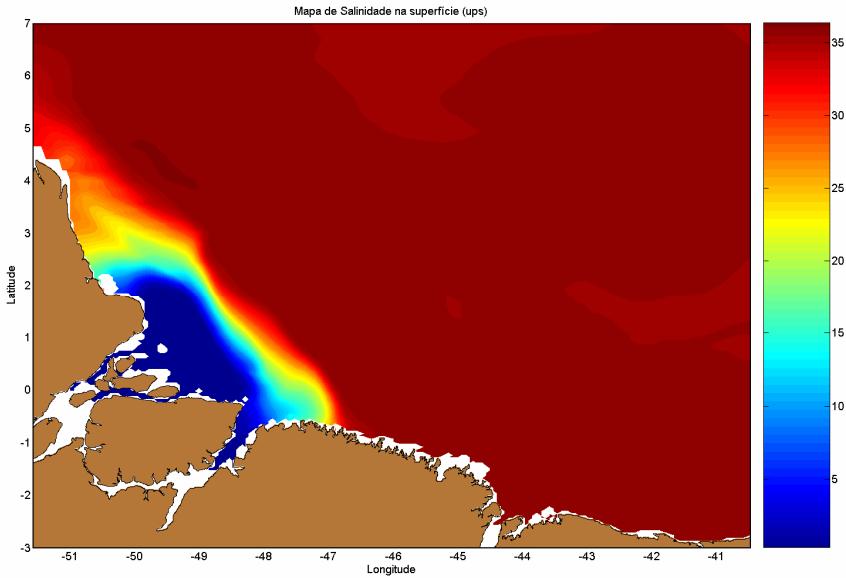


Figura 1.15 – Distribuição média anual de salinidade superficial na região costeira e da plataforma continental amazônica.

Por outro lado, existem regiões marinhas localizadas no interior de continentes como o Mar Mediterrâneo e o Mar Vermelho, que possuem altos valores de salinidade devido à alta taxa de evaporação.

Assim como a temperatura a distribuição temporal da salinidade na superfície dos oceanos é variável ao longo do ciclo sazonal.

3.2.4 Distribuição vertical de Salinidade.

A estrutura vertical de salinidade não é tão simples quanto a estrutura vertical de temperatura. Pode-se encontrar nos oceanos altos valores de salinidade tanto em regiões superficiais como em regiões profundas. Esse fato está intimamente ligado à circulação (correntes marinhas) no interior dos oceanos, a chamada circulação termohalina, que será abordada com maior detalhe no próximo capítulo.

A salinidade exerce menor importância na determinação da densidade. A densidade, por sua vez, é uma propriedade fundamental para a determinação dos movimentos no oceano. Portanto, a salinidade não age ativamente nos movimentos oceânicos. Na verdade, essa propriedade é

considerada um constituinte passivo e é transportada pelas correntes marinhas.

Existe uma variação significativa nos perfis verticais de salinidade em diferentes faixas latitudinais. Apesar dessa variação, em todas as regiões é possível observar uma faixa de mínimo de salinidade localizada entre as profundidades de 600 a 1000 metros. A partir daí, observa-se um gradativo aumento da salinidade até a profundidade aproximada de 2000 metros (Figura 1.16). A salinidade em águas profundas (abaixo dos 4000 metros), assim como a temperatura, comporta-se aproximadamente de maneira uniforme em todos os oceanos.

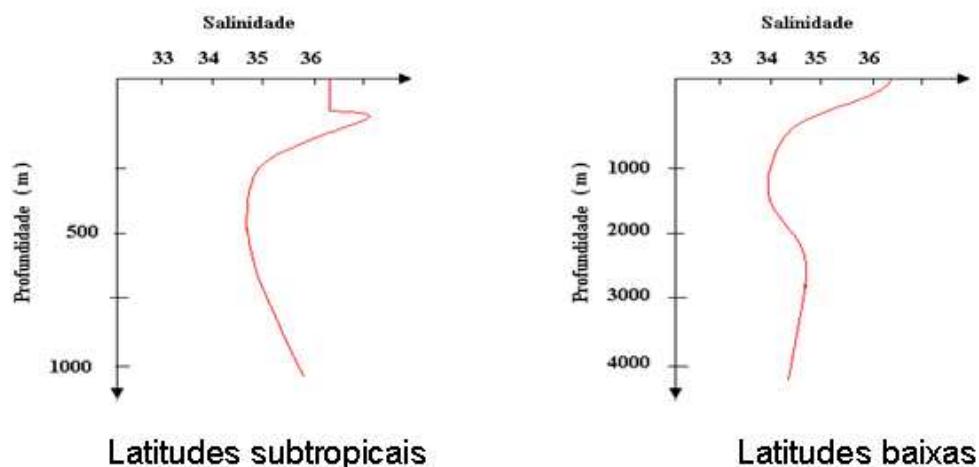


Figura 1.16 – Perfil vertical de salinidade em regiões oceânicas situadas em latitudes subtropicais (esquerda) e baixas (direita).

Em regiões costeiras estuarinas existe uma região de forte gradiente de salinidade a chamada haloclina. Nessas regiões encontramos águas fluviais menos densas na superfície, e águas marinhas mais densas no fundo (Figura 1.17).

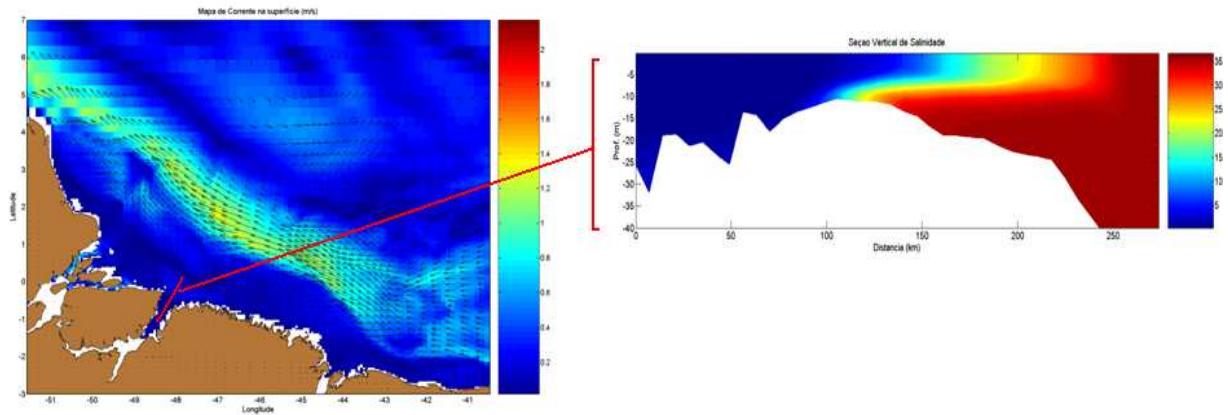


Figura 1.17 – Mapa de correntes sobreposto a campo de intensidade e seção vertical de salinidade na foz do Rio Pará gerados a partir da execução de um modelo numérico computacional. Pode-se observar o gradiente de salinidade encontrado na região próxima ao estuário

4. Circulação Oceânica

O grande motor gerador de movimentos no planeta é a energia solar. A distribuição desigual dessa energia sobre a superfície terrestre origina movimentos atmosféricos (circulação atmosférica) e oceânicos (circulação oceânica) que desempenham papel fundamental na redistribuição dessa energia no planeta.

Como vimos anteriormente, as regiões de baixas latitudes recebem a maior parte dessa energia, enquanto as regiões de altas latitudes recebem apenas uma pequena parte. Esse fato deve-se basicamente à maior obliquidade de incidência dos raios solares sobre a superfície terrestre nas regiões de altas latitudes. Com isso, temos o aparecimento da circulação atmosférica (ventos), que em parte será responsável pelo aparecimento de movimentos sobre a superfície do oceano (Ex: Corrente do Brasil). Surgem também movimentos no interior do oceano, gerados basicamente pelas diferenças de temperatura entre as regiões de baixas e altas latitudes. Esses dois tipos de movimento formam a chamada circulação oceânica.

Esse capítulo será destinado à descrição da circulação oceânica, definindo a circulação de superfície, a circulação no interior da coluna d'água e as características das principais correntes marinhas associadas a esses dois tipos de circulação. Serão também estudados alguns movimentos relacionados à circulação oceânica, como vórtices e ressurgências.

4.1 Correntes geradas pelo vento

Esse tipo de circulação, como o próprio nome diz, é gerado pela energia do vento. Na verdade, o vento transfere energia para a superfície do oceano através de uma força chamada tensão de cisalhamento do vento. Essa força causa o deslocamento das águas superficiais e das camadas subjacentes até uma determinada profundidade (Figura 1.18).

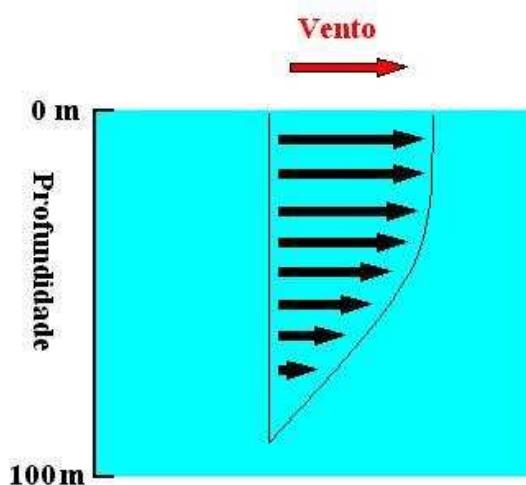


Figura 1.18 – Desenho esquemático de perfil vertical de velocidades gerado a partir da transferência de energia do vento para a coluna d’água adjacente.

Pela análise da Figura 1.18 observa-se o estabelecimento de um perfil de velocidades no interior da coluna d’água. À medida que a profundidade aumenta, menor a eficiência do vento em “arrastar” água, até uma profundidade onde o deslocamento causado pelo vento é nulo. Nos oceanos, em alguns casos, essa profundidade pode atingir algumas centenas de metros.

Nos oceanos, observa-se sempre uma diferença angular entre a corrente marinha e o vento que a gerou. Essa diferença é originada devido ao movimento de rotação da Terra. O sentido desse movimento faz com que as correntes marinhas fluam à direita do vento no hemisfério Norte e à esquerda do vento no hemisfério Sul. Tal fato foi primeiramente observado em 1898 pelo naturalista norueguês Nansen, ao estudar a deriva de icebergs no Atlântico Norte. Nansen relatou sua experiência para o pesquisador alemão de nome Ekman o qual desenvolveu uma teoria analítica para quantificar as

correntes geradas pelo vento. Ekman constatou que esse fato ocorre devido ao surgimento de uma força a qual todos os corpos em movimento sobre a esfera terrestre estão submetidos, a chamada Força de Coriolis.

Essa força deflete a corrente de superfície em cerca de 45° a direita da direção do vento no hemisfério norte (H.N.) e à esquerda da direção do vento no hemisfério sul (H.S.) (Figura 1.19).

Deflexão da corrente de superfície no H.S.

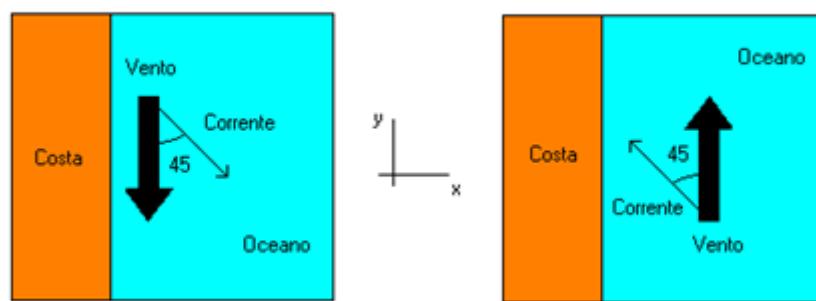


Figura 1.19 – Desenho esquemático de corrente superficial gerada a partir de imposição do vento, próximo a região costeira, no hemisfério Sul.

À medida que a profundidade aumenta, nota-se um aumento na deflecção da corrente em relação ao vento que a gerou seguido da diminuição de intensidade da mesma. Se pudéssemos traçar uma figura final, com os vetores de velocidade por faixa de profundidade, teríamos um perfil de velocidades com forma próxima a uma espiral. Dessa forma, define-se esse perfil vertical de velocidades gerado pelo vento como “Espiral de Ekman” (Figura 1.20).

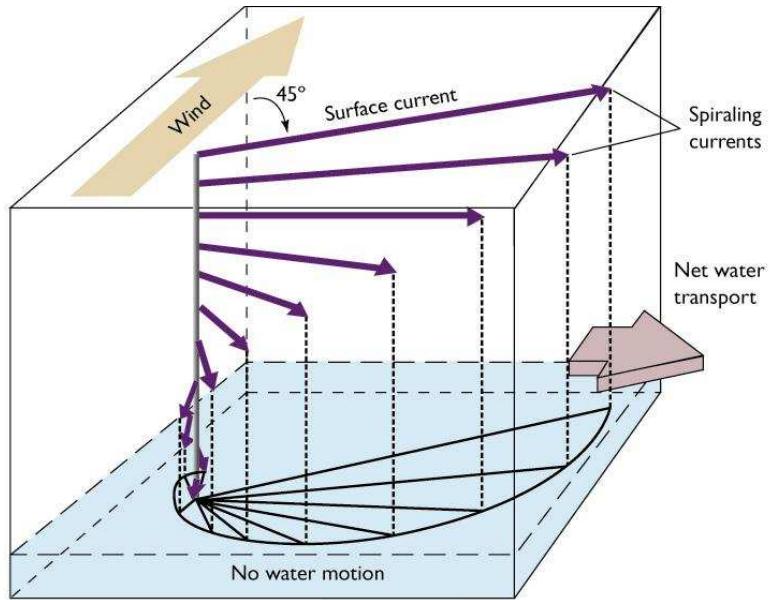


Figura 1.20 – Espiral de Ekman. Perfil vertical de velocidades gerado a partir de imposição do vento no Hemisfério Norte.

Ekman estimou o transporte de água médio na coluna d'água sob influência do vento e observou que esse possui uma deflexão de 90º em relação ao vento para a direita no H.N. e para a esquerda no H.S (Figura 1.21).

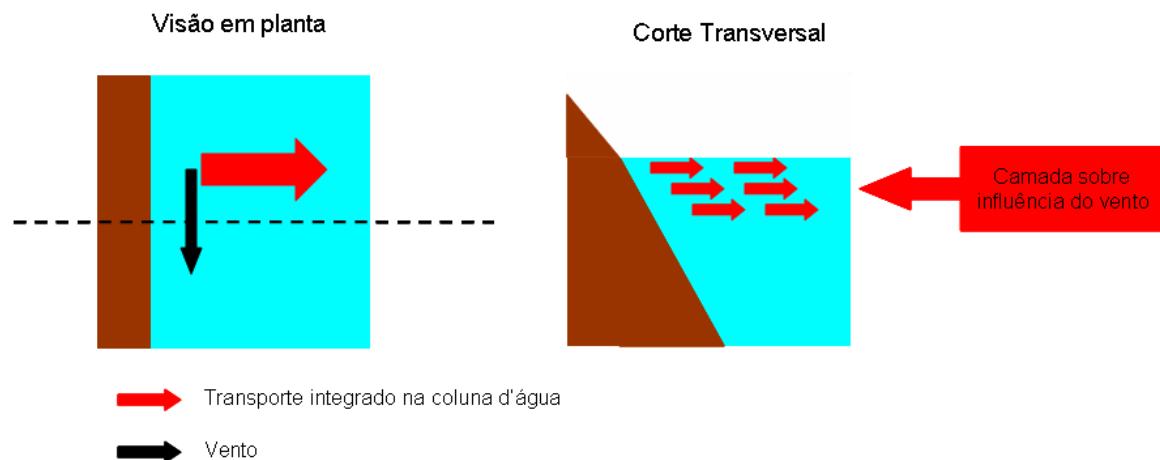


Figura 1.21 – Desenho esquemático do Transporte de Ekman próximo a uma região costeira no Hemisfério Sul. O Transporte de Ekman representa o transporte integrado em toda a coluna d’água sob direta influência do vento.

O transporte estimado por Ekman explica grande parte dos movimentos verticais no oceano. Um importante processo oceanográfico

gerado por esse tipo de transporte é a ressurgência que será abordada com maior detalhe na próxima seção.

4.1.1 Ressurgência

A ressurgência ocorre quando há a subida de águas profundas, ricas em nutrientes, para camadas superficiais devido a uma retirada (transporte de Ekman) de águas de superfície para regiões oceânicas. Esse processo é de grande importância para a vida marinha uma vez que as águas profundas são ricas em nutrientes, que sustentam a vida de grande parte da biota marinha (Figura 1.22). Geralmente, regiões costeiras com ocorrência de ressurgência, são muito ricas em pesca.

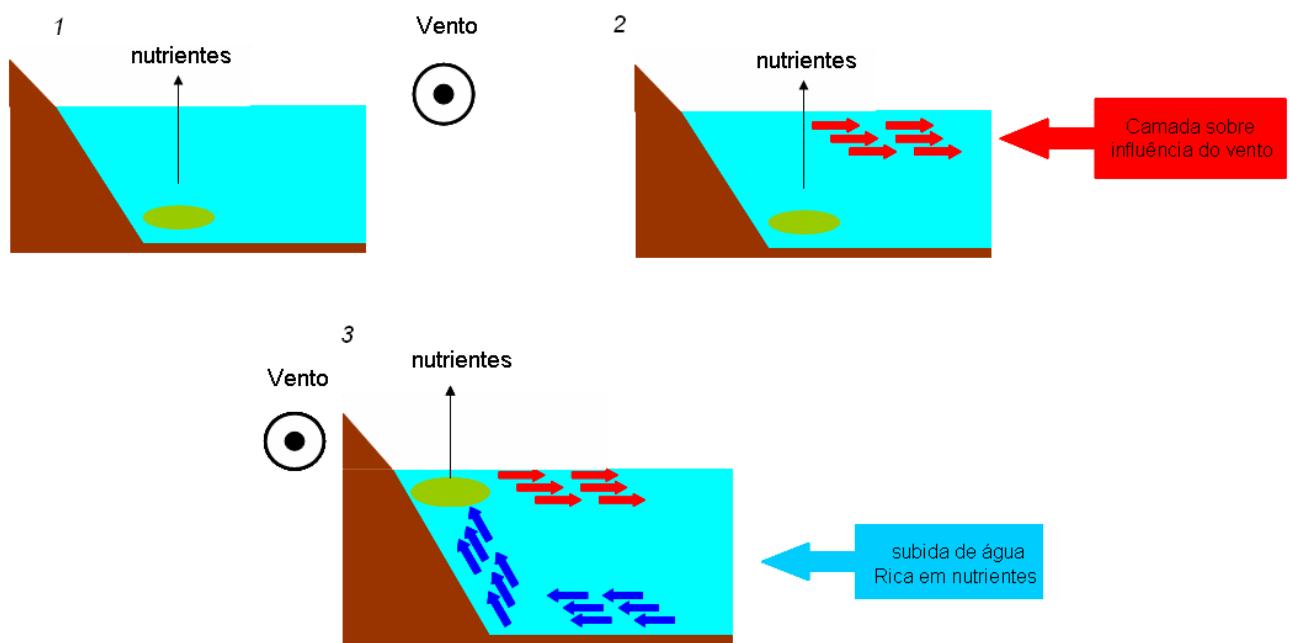


Figura 1.22 – Desenho esquemático representando a ocorrência de processo de ressurgência costeira no Hemisfério Sul. O sentido do vento é para fora do papel.

No Brasil, temos como exemplo a região de Cabo Frio, onde devido à posição geográfica e aos fortes e constantes ventos de Nordeste temos, principalmente no verão, a ocorrência do processo de ressurgência (Figura 1.23). Os ventos de Nordeste geram um transporte de Ekman superficial com resultante para o oceano, permitindo a ocupação de camadas de superfície por águas vindas de camadas mais profundas.

Temperatura da Superfície do Mar - TSM Carta - Imagem

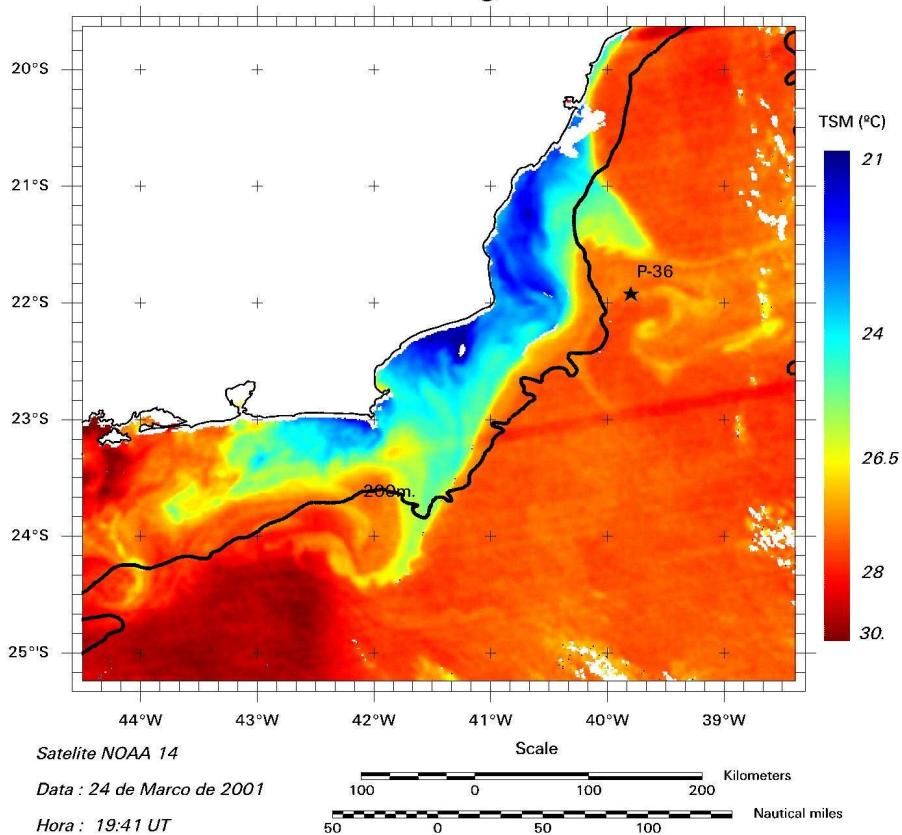


Figura 1.23 – Mapa de temperatura da superfície do Mar obtido por sensoriamento remoto para a região da Bacia de Campos e Santos.

Ressurgências costeiras são mais freqüentes nos bordos leste (costa oeste dos continentes) dos oceanos. Isso ocorre devido ao sentido de rotação da Terra que acaba por posicionar a termoclitina em níveis mais superficiais nessas regiões, devido ao empilhamento de água no lado oposto, o que facilita o afloramento de águas mais frias e ricas em nutrientes (Figura 1.24).

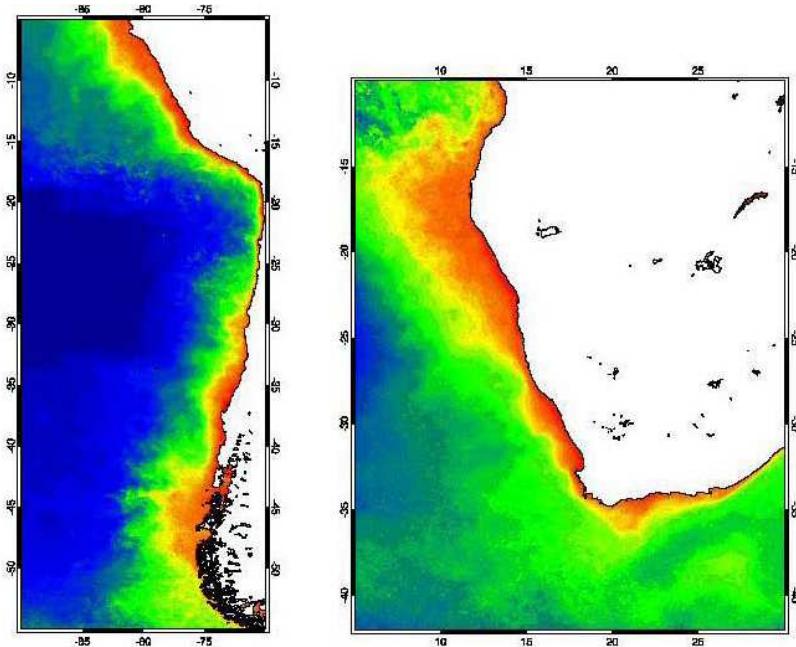


Figura 1.24 – Campo de superficial de clorofila médio de Dez-Jan-Fev para a região da costa peruana e chilena e médio de Jun-Jul-Ago para a região da costa africana. Os tons quentes indicam alta concentração de clorofila e os frios baixos valores.

Em regiões equatoriais também é comum acontecer o processo de elevação de camadas mais profundas para níveis mais superficiais, no entanto, essas águas não são ricas em nutrientes. Nessas regiões esse processo é forçado pelos ventos alíseos.

4.1.2 Vórtices e Meandros

Apesar de constantemente alimentadas pela energia dos ventos, as correntes oceânicas não aumentam continuamente sua intensidade. Na verdade um estado de equilíbrio deve ser atingido igualando os suprimentos às perdas de energia para o oceano. Existem diversas formas de dissipar essa energia nos oceanos, uma delas é a formação de meandros e vórtices nas correntes oceânicas (Figura 1.25).

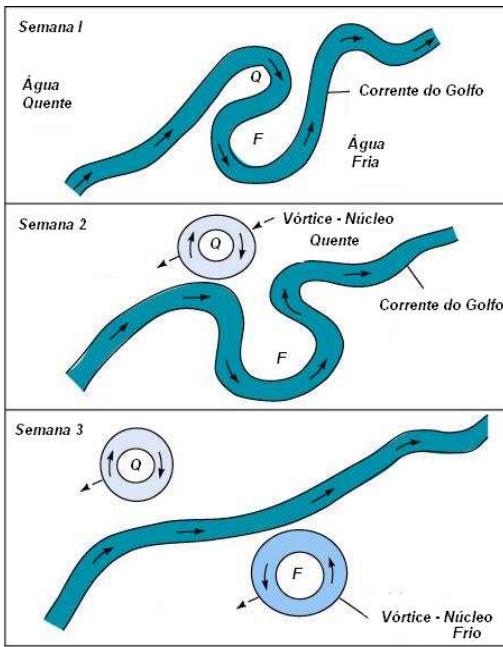


Figura 1.25 – Desenho esquemático de processos de meandramento e formação de vórtice oriundo do escoamento associado à Corrente do Golfo.

Outra fonte de formação de vórtices é a própria topografia do fundo oceânico. Ao encontrar acidentes topográficos, os fluxos das correntes sofrem meandramentos, que mais tarde podem se descolar e formar vórtices.

Os vórtices apresentam forma semelhante à de um “redemoinho” e podem apresentar núcleo com temperatura quente ou fria (Figura 1.26). A temperatura do núcleo de um vórtice vai depender do sentido de rotação do mesmo (cyclônico – sentido horário ou anticiclônico – sentido anti-horário, no Hemisfério Sul).

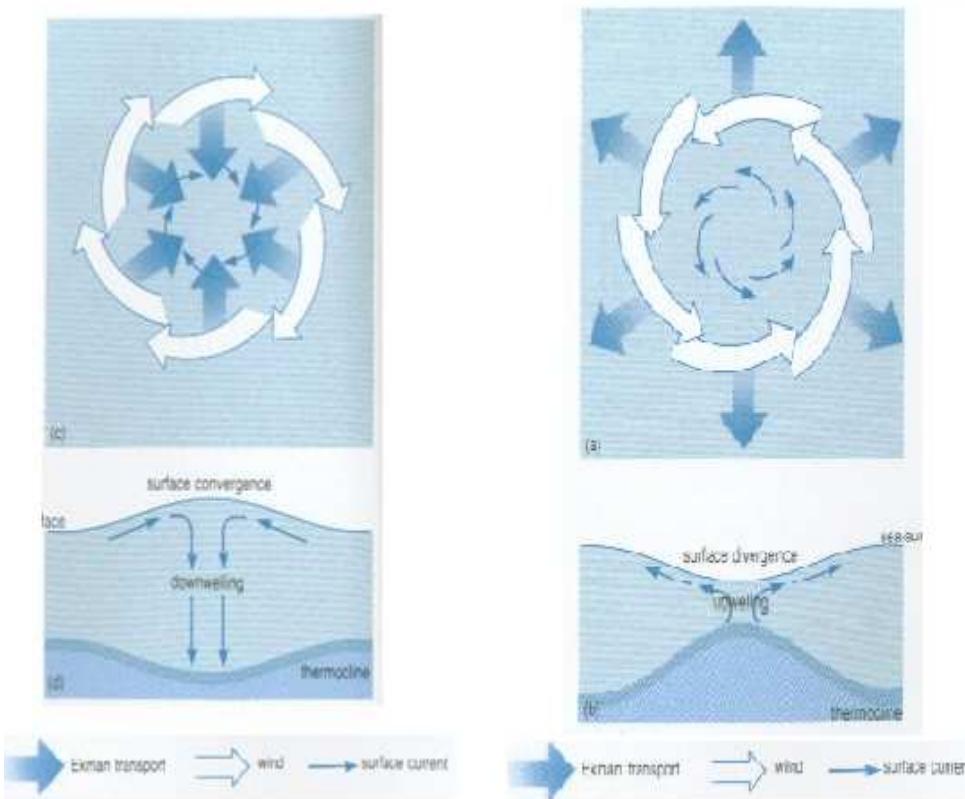


Figura 1.26 – Desenho esquemático demonstrando o sentido do vórtice de acordo com o sentido de rotação do vento superficial e sua influência na coluna d’água no Hemisfério Norte. (Fonte: Open University, 2001)

Os vórtices podem ser encontrados nos oceanos em diversas escalas espaciais. Os maiores vórtices estão geralmente associados às grandes correntes oceânicas como: corrente do Golfo, corrente do Brasil e outras. Os vórtices podem atingir até 300 km de diâmetro, e sua estrutura vertical de profundidades de até 3000 metros. Podem ter escala temporal de dias até dois anos em média. Os vórtices podem se deslocar por significativas distâncias horizontais mantendo suas estruturas de velocidade e de temperatura permanentes.

Na Figura 1.27 estão representados vórtices ciclônicos gerados pelo escoamento associado à Corrente do Brasil na região da Bacia de Campos e Bacia de Santos. Na Figura 1.28 estão representados vórtices forçados topograficamente e encontrados na costa leste brasileira.

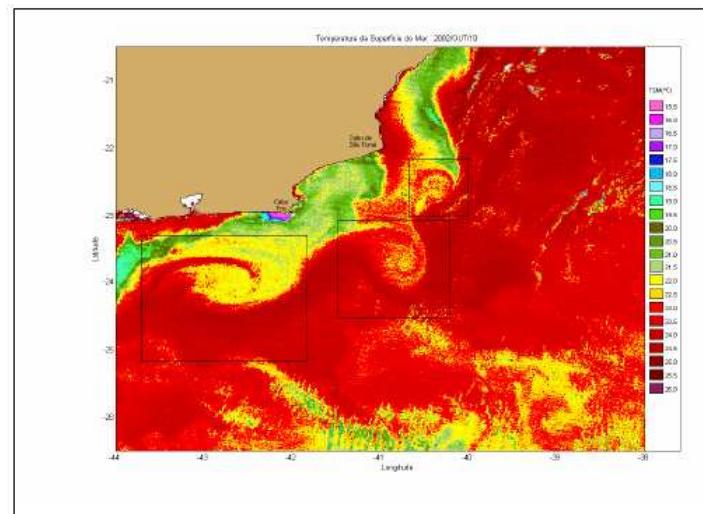


Figura 1.27 – Exemplos de Vórtices anticlônicos (núcleo frio) na região da Bacia de Campos e Santos. (Fonte: Mano, 2007)

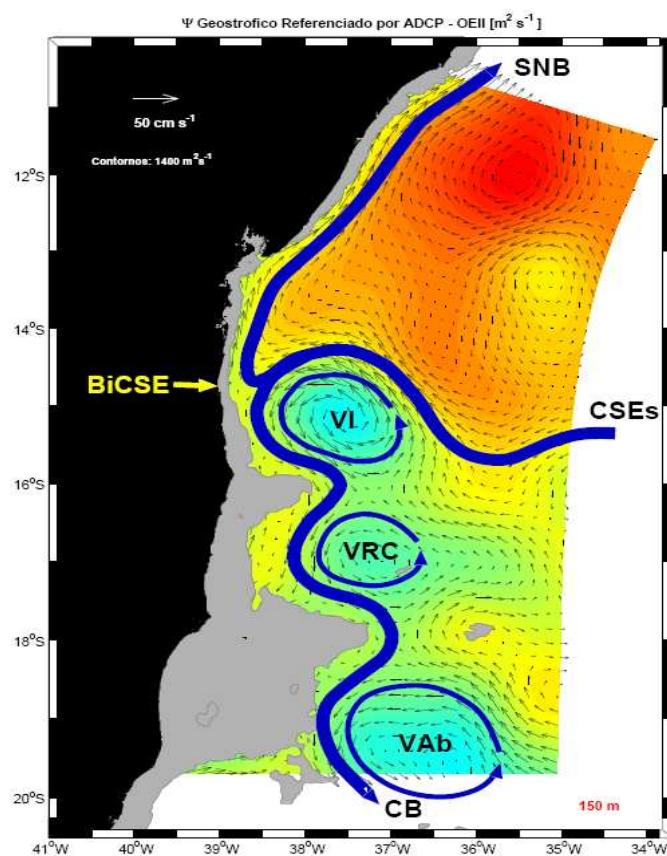


Figura 1.28 – Campo de correntes a 150 metros de profundidade. Em destaque, exemplos de vórtices forçados topograficamente e encontrados na próximo à costa leste brasileira. Na figura VI – vórtice de Ilhéus, VRC – vórtice Royal Charlotte, VAb – vórtice de Abrolhos. Ainda na figura BiCSE – representa o ponto de bifurcação da Corrente Sul equatorial, CSEs – ramo sul da Corrente sul equatorial e SNB – sub corrente Norte do Brasil. (Fonte: Soutelino, 2008)

4.2 Os grandes giros subtropicais oceânicos

Nessa seção, descreveremos as características das principais correntes oceânicas geradas pelos ventos associados às regiões de alta pressão subtropical, isto é, será descrita a circulação oceânica gerada pelos sistemas anticiclônicos subtropicais nos oceanos.

Pode-se caracterizar uma corrente oceânica, basicamente, sob três aspectos: sua intensidade (velocidade), sua direção e a característica das águas que transporta. Para que possamos descrever com maior detalhe a circulação oceânica, teremos que subdividir o oceano em algumas regiões. O oceano Atlântico pode ser dividido em Atlântico Norte, Sul e equatorial, sendo que podemos detalhar os mares adjacentes como Mediterrâneo, Caribe e Labrador.

Muitas vezes o oceanógrafo interessado em estudar os movimentos em uma dessas regiões é obrigado a ampliar seu foco de estudo uma vez que fenômenos remotamente gerados podem influenciar a dinâmica dessas regiões. Um exemplo de fenômeno meteo-oceanográfico, com origem no Pacífico equatorial oeste, que influencia remotamente várias regiões do globo é o El Niño.

Cada uma das bacias oceânicas citadas acima apresenta correntes interligadas que circulam ao redor das bacias formando grandes giros oceânicos (Figura 1.29). Cada uma das bacias oceânicas apresentará um giro oceânico subtropical com sentido dependente do hemisfério que se encontra.

Devido à enorme complexidade e volume de informações descritivas agregadas a cada um desses giros, descreveremos apenas os grandes giros do Atlântico Norte e Sul.

Como veremos nas próximas seções, os padrões de circulação dos grandes giros apresentarão algumas características comuns como: intensificação das correntes do lado oeste dos oceanos e correntes com águas frias fluindo de latitudes maiores para menores e de águas quentes fluindo de baixas latitudes para altas.

Essa última característica representa o fundamental papel dos oceanos no clima do planeta: a redistribuição de calor.

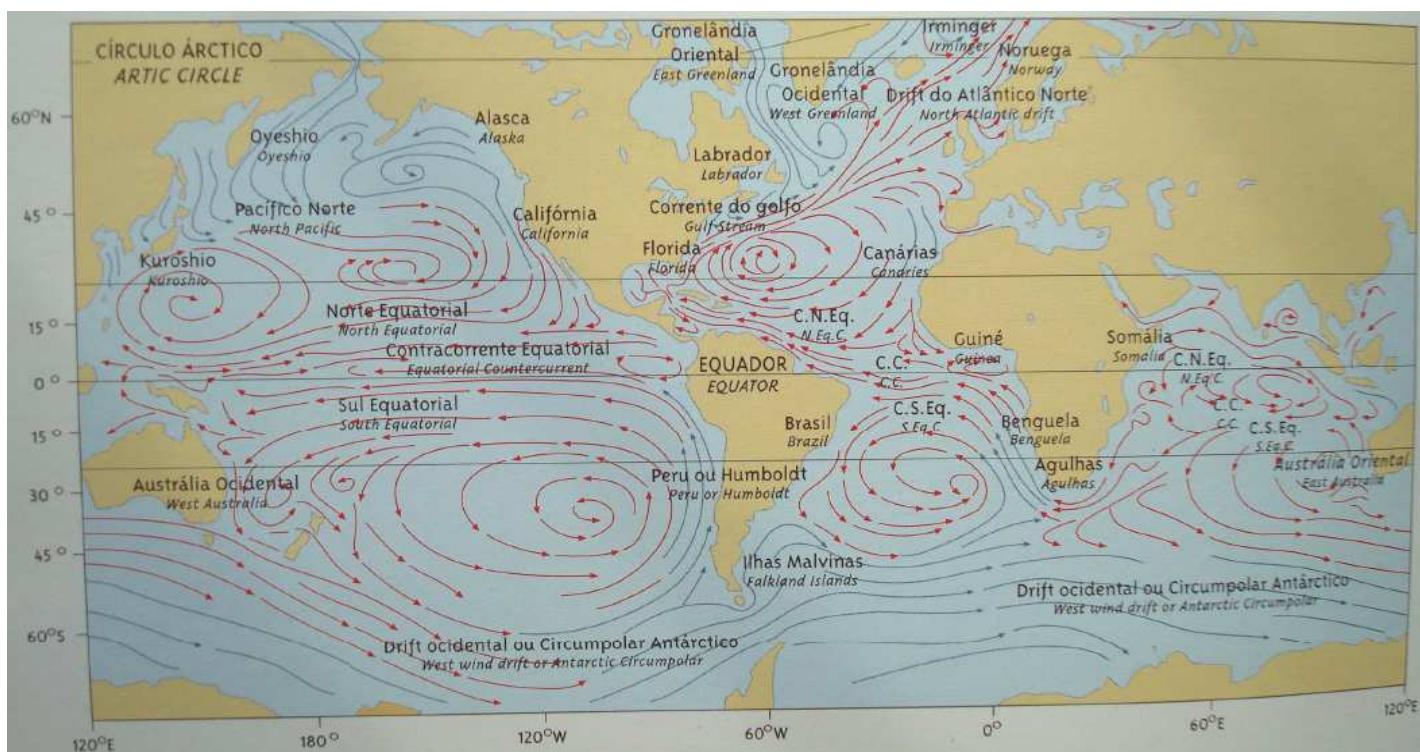
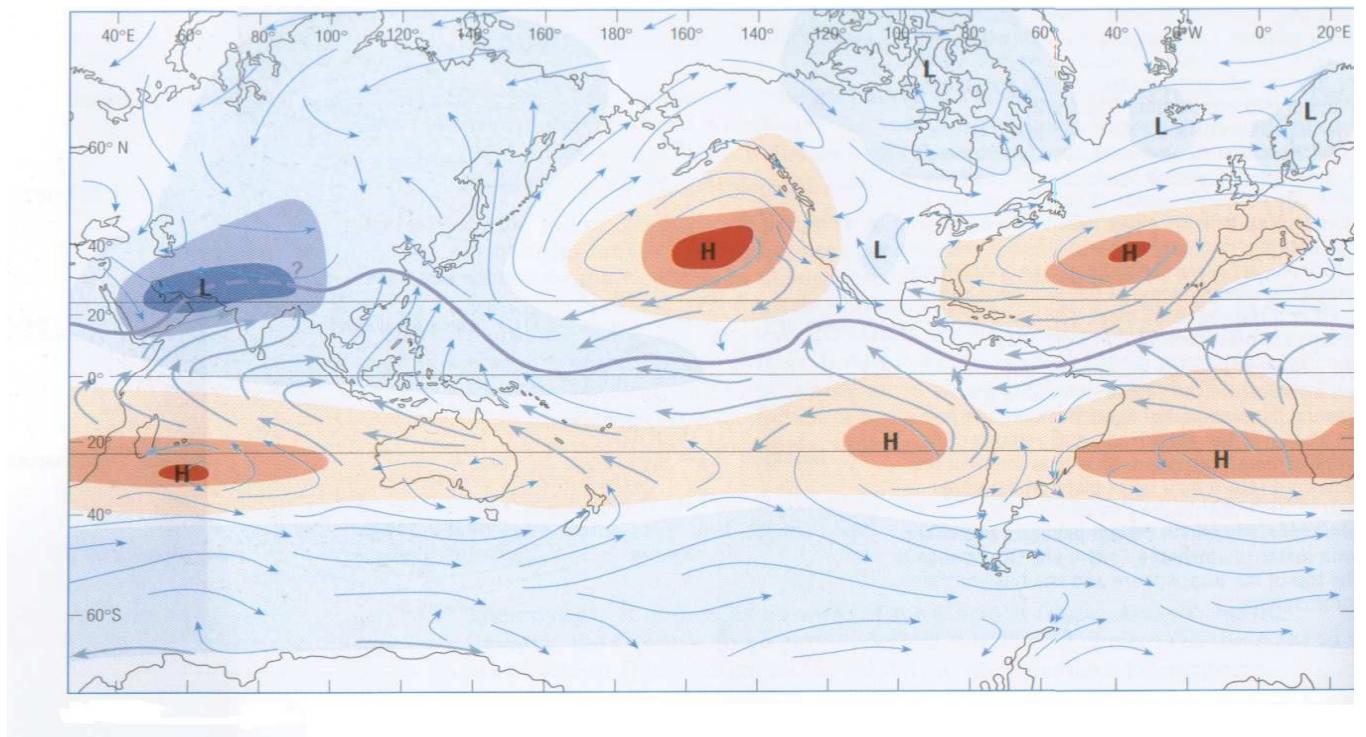


Figura 1.29 – Distribuição espacial média anual global dos ventos junto à superfície do oceano (acima) (adaptado de Open University, 2001) e distribuição espacial global das correntes oceânicas superficiais de grande escala (abaixo). As linhas vermelhas representam águas quentes e azuis águas frias.

4.3 O Atlântico

A circulação de superfície no oceano Atlântico como um todo consiste, grosseiramente, de dois grandes giros anticiclônicos com sentido anti-horário no Atlântico Sul e horário no Atlântico Norte (Figura 1.30). Os dois giros oceânicos são independentes e forçados pelos dois giros anticiclônicos atmosféricos e pelos ventos alíseos em cada um dos hemisférios.

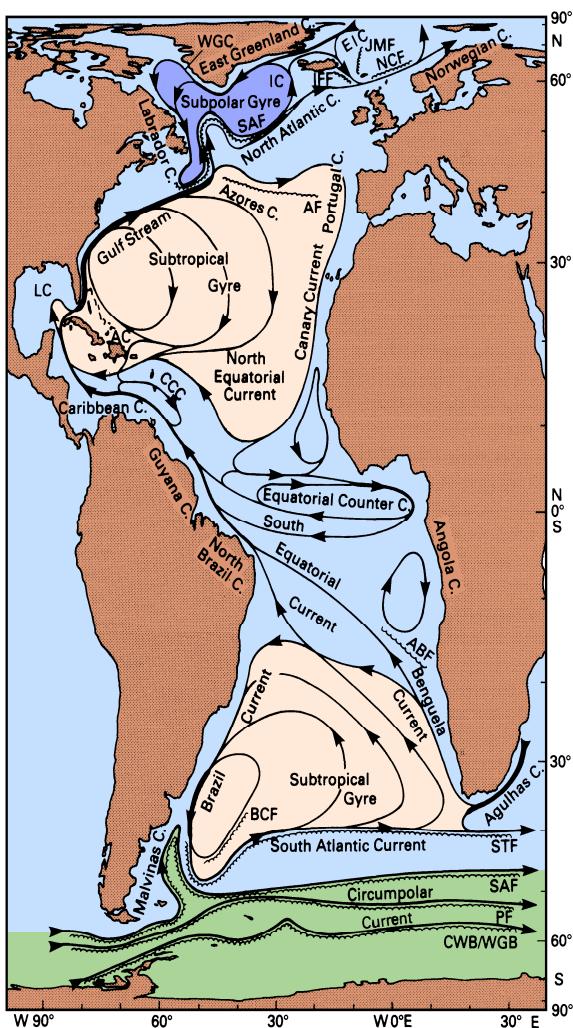


Figura 1.30 - Mapa global de correntes superficiais. Fonte: Adaptada de Peterson and Stramma (1991).

4.3.1 O Atlântico Sul

As correntes oceânicas de superfície, associadas ao giro do Atlântico sul, atingem 200 metros de profundidade nas regiões próximas ao equador e até 800 metros no limite sul do giro. As diferentes regiões desse giro

apresentam diferentes características de temperatura e salinidade. Esse giro é composto pela Corrente Sul equatorial (CSE), Corrente do Brasil (CB), Corrente do Atlântico Sul (CAS) e Corrente de Benguela (CBE). Além das correntes citadas, outras correntes participam efetivamente na dinâmica do giro do Atlântico sul como: Corrente Circumpolar Antártica (CCA), Corrente das Malvinas (CM) (Figura 1.32).

Os ventos alíseos de sudeste que agem sobre a região equatorial entre os paralelos de 10º a 15ºS forçam a chamada CSE que flui para oeste em direção à costa da América do Sul (Figura 1.31). Ao se aproximar da costa do continente americano a CSE se divide, basicamente, em dois ramos. Um ramo cruza o equador em direção ao Atlântico Norte e irá contribuir para a formação da Corrente Norte do Brasil (CNB). O outro ramo segue para o sul ao longo da costa brasileira e forma a Corrente do Brasil (CB). A CB é a corrente que flui ao largo de praticamente toda a nossa costa, tendo como limites espaciais aproximadamente a latitude de 12ºS e 30ºS. A CB é a corrente mais intensa do giro do Atlântico sul e transporta águas quentes e salinas vindas de baixas latitudes. Ao atingir aproximadamente a latitude de 30ºS, a CB separa-se da costa ao encontrar a corrente das Malvinas, que por sua vez flui para norte, transportando águas frias e pouco salinas provenientes de altas latitudes (Figura 1.33). A região de encontro dessas duas correntes é chamada de Convergência subtropical.

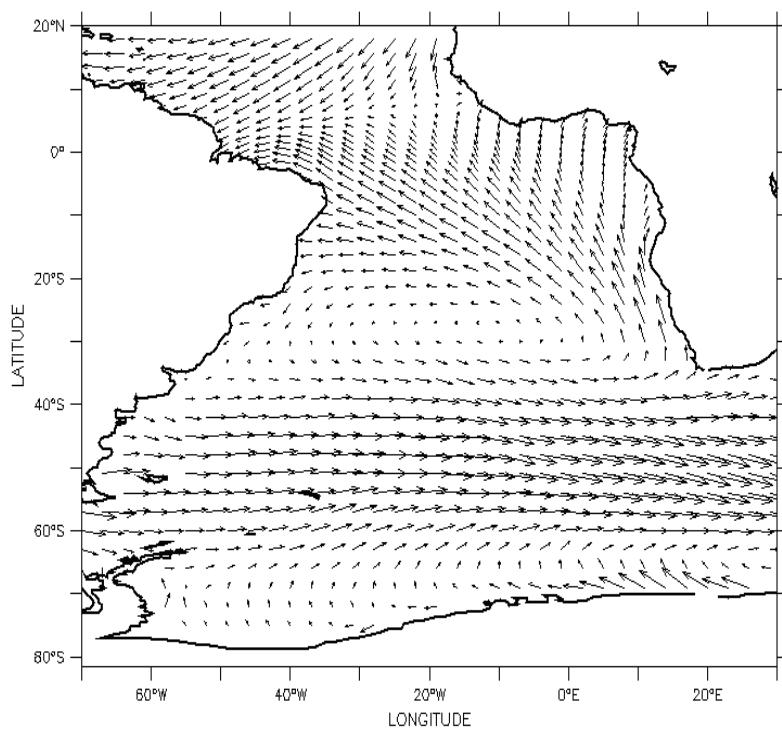


Figura 1.31 – Climatologia anual de ventos junto a superfície do oceano Atlântico Sul. (Adaptado de Assad, 2006)

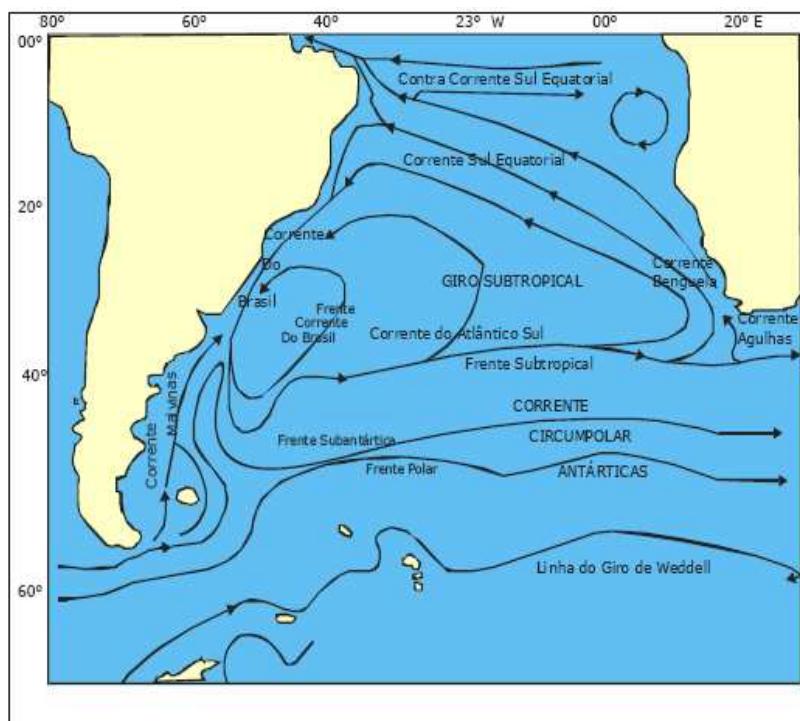


Figura 1.32 - Circulação forçada por vento em larga escala no Atlântico Sul, destacando o Giro Subtropical (adaptado de Peterson e Stramma, 1991).

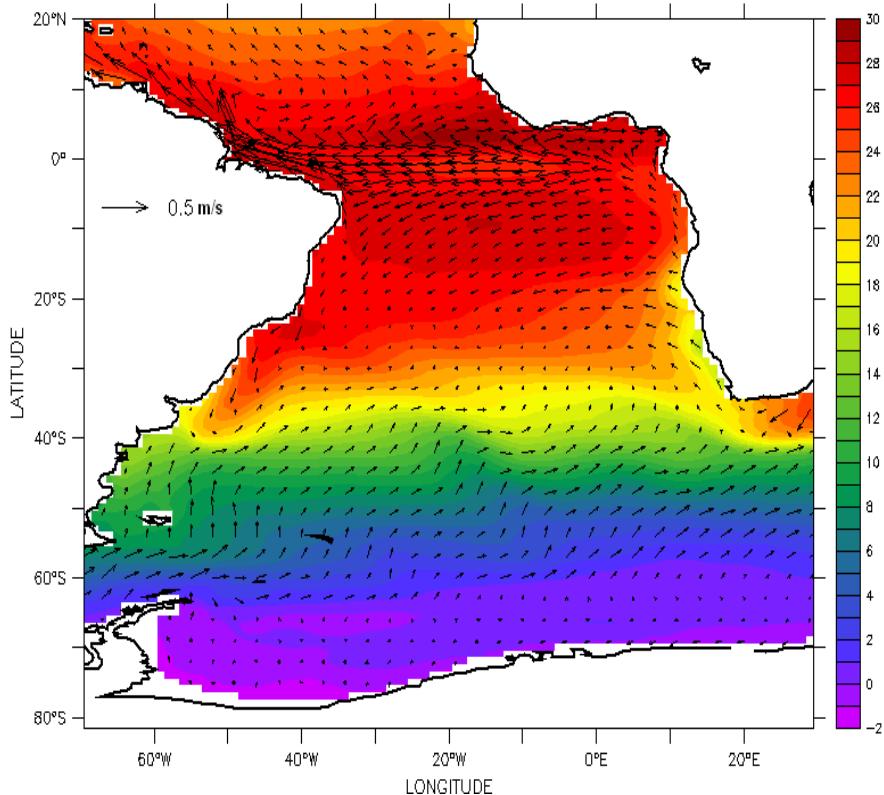


Figura 1.33 Campo de correntes médio mensal de Janeiro sobreposto ao campo de temperatura superficial médio mensal para o mesmo mês oriundos de um experimento numérico climatológico realizado com um modelo global. (Fonte: Assad, 2006)

A região da convergência subtropical oscila ao longo do ano, localizando-se mais ao norte (aproximadamente 30°S) no inverno e mais ao sul no verão (aproximadamente 40°S), época em que o fluxo da CB encontra-se intensificado.

Ao longo do curso da CB é possível observar a presença de vórtices e meandramentos. Essas feições oceanográficas podem ser observadas próximo a região da cadeia submarina Vitória–Trindade e na região ao largo de Cabo Frio.

Ao se separar da costa brasileira, a CB flui para leste formando a corrente do Atlântico sul. A CAS flui em direção ao continente africano e juntamente com o fluxo da corrente circumpolar antártica (CCA) formará a corrente que flui ao largo do continente africano, a chamada Corrente de Benguela (CBE). A CBE flui para norte e transporta águas frias e pouco salinas provenientes de altas latitudes e dos intensos processos de ressurgência comuns na costa africana. A CBE fecha o giro do Atlântico sul.

Uma das correntes mais importantes do planeta é CCA. Essa é a única corrente que liga os três grandes oceanos: Pacífico, Atlântico e Índico (Figura 1.34). O fluxo da CCA influencia diretamente o fluxo da CM e representa uma importante fonte de conexão dinâmica entre os movimentos oceânicos que ocorrem no Pacífico e que podem influenciar os movimentos no Atlântico, como o El niño.

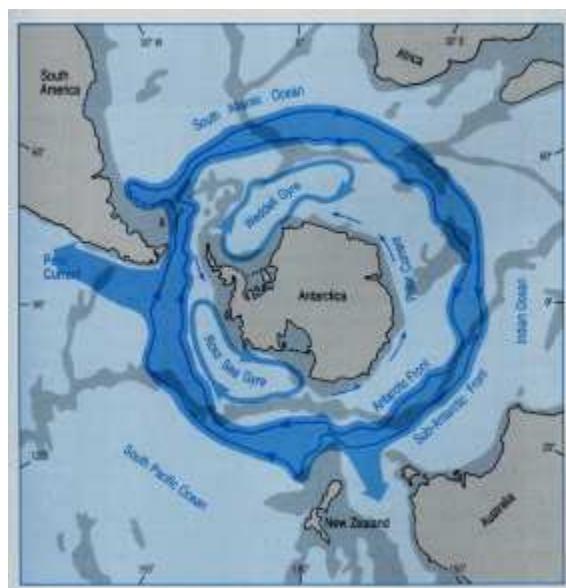


Figura 1.34 – Corrente Circumpolar Antártica. (Fonte: Open University, 2001)

4.3.1 A Corrente do Brasil

A poucos graus de latitude ao sul de sua área de formação (região de bifurcação do ramo sul da Corrente Sul Equatorial), a CB é rasa, quente e salina junto à quebra da plataforma. O transporte da CB permanece com pouca intensidade entre as latitudes de 10º S e 20º S. Estimativas do transporte geostrófico próximas a sua região de formação são difíceis uma vez que a CB encontra-se bem rasa e confinada à plataforma continental nessa região (Peterson e Stramma, 1991). Na região próxima à latitude de 20,5º S, a CB encontra-se com a cordilheira Vitória-Trindade, uma cadeia de montes submarinos responsáveis pela formação de meandros e vórtices no escoamento da CB. Peterson e Stramma, 1991 observaram velocidades superficiais máximas de 60 cm/s associados à CB, a qual flui preferencialmente entre os montes submarinos e a costa. Ao largo de Cabo

Frio (23° S), mais da metade do fluxo é confinado aos primeiros 200 metros de coluna d'água (Peterson e Stramma, 1991).

Ao sul de 24° S, a CB intensifica seu transporte. Ao sul de 30° S, esse processo de intensificação parece estar associado a uma célula de recirculação anticiclônica que é observada em medições hidrográficas, análise de imagens de satélite e de bóias de deriva (Peterson e Stramma, 1991).

A Figura 1.35 apresenta uma representação esquemática do escoamento geostrófico da CB nos primeiros 250 metros da coluna d'água calculados a partir de dados hidrográficos. Também se pode observar, na região da plataforma continental amazônica, o escoamento associado à Corrente Norte do Brasil.

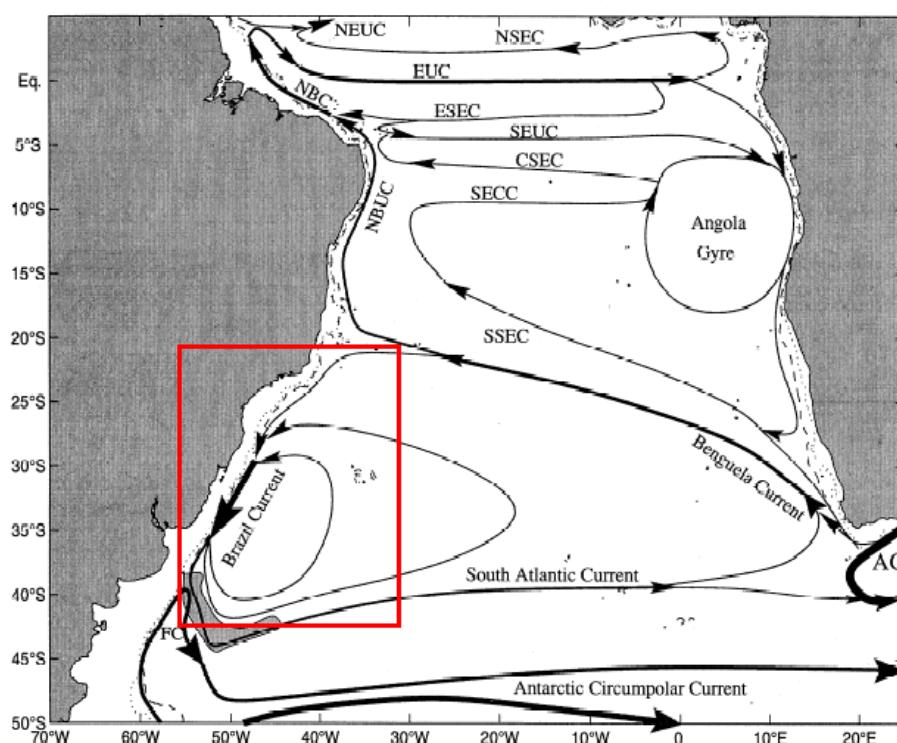


Figura 1.31 Representação esquemática da circulação oceânica no Oceano Atlântico Sul ao nível de 250 metros de profundidade. Em destaque a região onde se encontra o escoamento associado a Corrente do Brasil (Adaptado de Stramma & England, 1999)

Devido à sua significativa influência sobre os transportes de calor e massa na bacia do Atlântico Sul, a região da confluência Brasil Malvinas vem sendo alvo de muitos estudos na área de interação oceano-atmosfera,

objetivando caracterizar sua variabilidade espaço temporal e a causa do processo de separação da CB e da CM da costa. A figura 36 apresenta uma representação esquemática do posicionamento da isoterma de 23 °C na região de confluência Brasil – Malvinas (Figura 1.36).

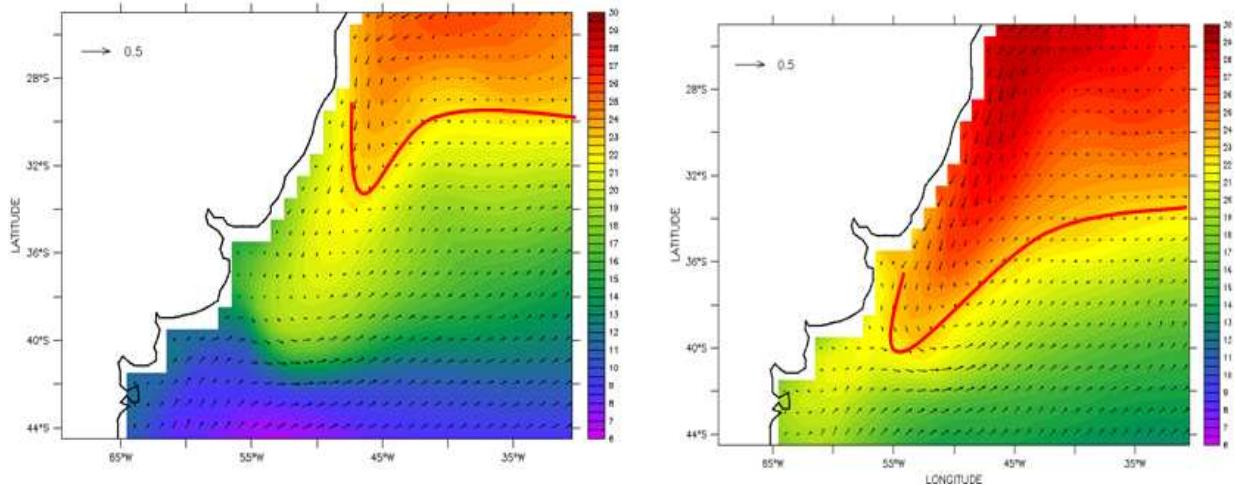


Figura 1.36 Campo de correntes superficiais médio mensal modelado para janeiro (direita) e Julho (esquerda) sobreposto ao campo de temperatura superficial. Em destaque o posicionamento da isoterma de 23º C. (Adaptado de Assad, 2006)

4.3.2 O Atlântico Equatorial

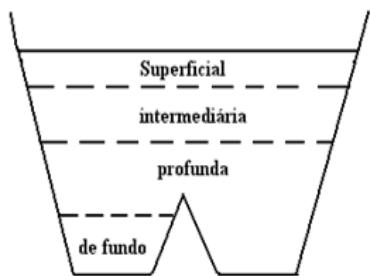
Os oceanos Atlântico Sul e Norte são dinamicamente separados pelo sistema de circulação equatorial. No Equador, o Atlântico estende-se do meridiano de 10º E a 45º W. Essa distância corresponde a aproximadamente 6000 km. As principais correntes que fazem parte do giro equatorial são: Contracorrente Norte equatorial fluindo para leste entre as latitudes de 8º N a 3º N; corrente sul equatorial fluindo para oeste entre as latitudes de 3º N a 8º S; Subcorrente equatorial fluindo para leste no equador entre as profundidades de 50 metros a 300 metros.

5. Circulação Termohalina

A circulação termohalina, como o próprio nome diz, é a circulação gerada pela influência da temperatura e da salinidade na água do mar. Como vimos em seções anteriores, as duas propriedades citadas determinam outra propriedade fundamental para estudar os movimentos oceânicos: a

densidade da água do mar. Se conseguirmos isolar uma parcela de água do mar e medir sua concentração de sais e sua temperatura, pode-se conhecer sua densidade. De acordo com essa propriedade, podemos saber qual profundidade essa parcela d'água irá ocupar na coluna d'água do oceano. Como se sabe, o oceano é dinamicamente estável, ou seja, encontraremos sempre águas menos densas na superfície e mais densas no fundo. No entanto, como foi visto, temperatura e salinidade, e consequentemente a densidade são propriedades que possuem variações espaciais e temporais significativas sobre a superfície do oceano. Essas variações são responsáveis pelo aparecimento de significativos movimentos verticais (convectivos) e menos significativos movimentos horizontais nos oceanos. Essa circulação é muito mais lenta do que a circulação gerada pelo vento. Para iniciarmos o estudo desse tipo de circulação, é necessário definirmos alguns conceitos básicos como:

- Circulação termohalina – É a circulação gerada pelas diferenças de densidade.
- Massa d'água – É um corpo (ou parcela de água) d'água definido pelos seus pares de temperatura e salinidade (densidade), e, segundo os quais, ocupará um nível (faixa de profundidade) nos oceanos. Pode-se classificar as massas d'água de acordo com a profundidade que ocupam em: superficiais, centrais, intermediárias, profundas e de fundo. Além de receberem o nome da camada do oceano que ocupam, as massas d'água também são denominadas de acordo com o oceano que ocupam (Figura 1.37).
- Índice termohalino – São médias de temperatura e salinidade representativas de cada massa d'água. Cada massa d'água possui um índice termohalino diferenciado.



Exemplo: Água Intermediária Antártica

Massa d'água formada na região da convergência antártica e que ocupa profundidades intermediárias nos oceanos.

Figura 1.37 – Exemplo de classificação de massas d'água.

A maioria das massas d'água encontradas nos oceanos é formada na superfície através de processos de troca de calor entre oceano e atmosfera. Esses processos influem intensamente na temperatura e salinidade de superfície. As principais regiões oceânicas formadoras de massas d'água encontram-se em latitudes altas e polares (Figura 1.38). No entanto, também podemos encontrar regiões formadoras de massas d'água em baixas latitudes.

Nas regiões polares, são geradas as massas d'água que vão ocupar o fundo oceânico. Nessas regiões, as massas de água de fundo e profundas são formadas principalmente na época de formação de gelo e ampliação das calotas polares. O processo de formação de gelo causa o resfriamento das águas de superfície, tornando-se mais densas e afundando na coluna d'água. Além da contribuição da temperatura existe também um aumento da salinidade nas camadas superficiais uma vez que o sal não é congelado, sendo então adicionado à água do mar (Figura 1.38).

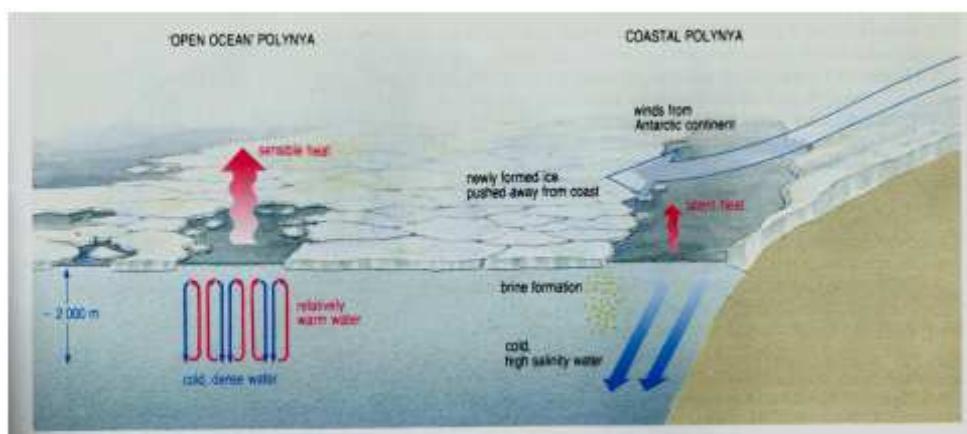


Figura 1.38 - Processo de formação de massas d'água em regiões polares. Fonte: Open University, 2001.

As massas d'água formadas nessas regiões após atingirem sua profundidade de equilíbrio na coluna d'água fluem em direção às regiões de baixa latitude. Ao longo de seu caminho, essas massas d'água trocam calor com camadas superiores podendo tornar-se menos densas, ocupando camadas menos profundas em baixas latitudes (Figura 1.39).

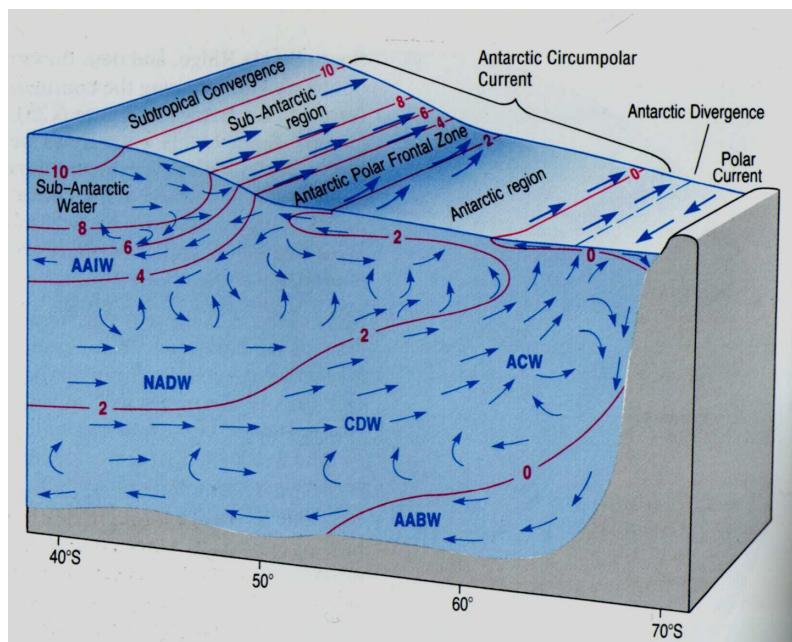


Figura 1.39 Regiões de formação de massas d'água, movimentos verticais e correntes superficiais
Fonte: Open University, 2001.

Nas latitudes aproximadas de 60°S e 60°N temos a região responsável pela formação das massas d'água que ocuparão níveis intermediários nos oceanos. Nessas regiões, há grande ocorrência de degelo causando uma diminuição da salinidade. As massas d'água intermediárias são marcadas por valores mínimos de salinidade encontrados na coluna d'água.

Nas faixas entre 30°S e 40°S e entre 30°N e 40°N, encontraremos as regiões das convergências subtropicais responsáveis pela formação das massas d'água que ocupam as camadas centrais dos oceanos. Essas massas d'água ocupam a região da termoclina e são relativamente afetadas pelas correntes superficiais.

As massas d'água superficiais são formadas nas regiões tropicais e possuem altos valores de salinidade, mas também altos valores de

temperatura, devido à maior intensidade da radiação solar. Essas massas d'água são fortemente influenciadas pelas correntes superficiais.

Na Figura 1.40 estão representadas esquematicamente o posicionamento das principais massas d'água encontradas no Atlântico Sul para um seção ao largo da Plataforma Continental Sudeste brasileira.

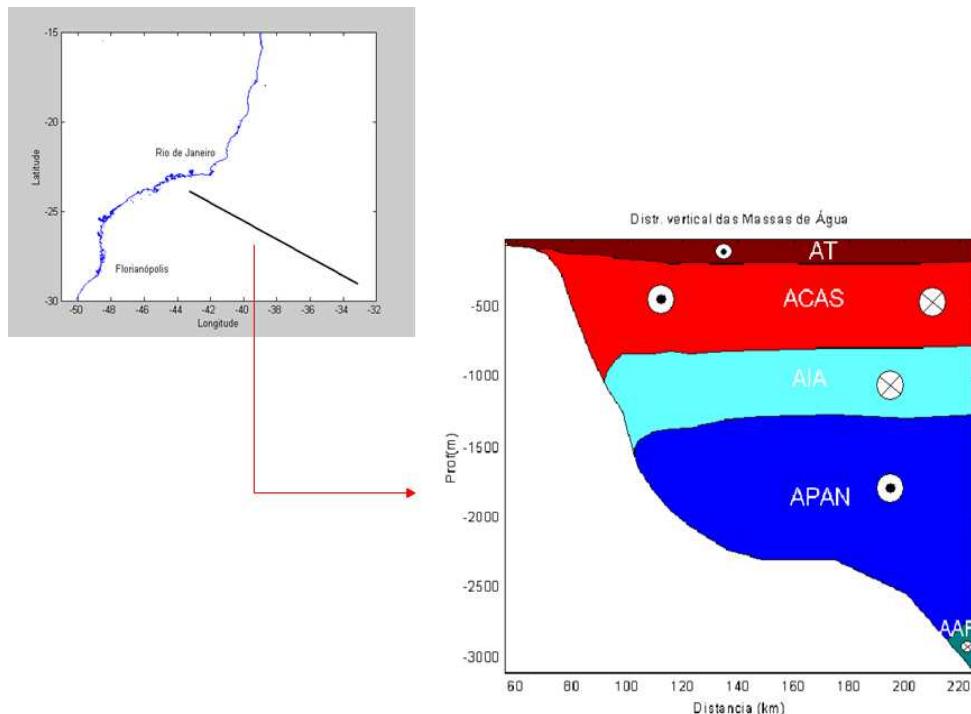


Figura 1.40 Perfil de massas d'água típico para a plataforma continental sudeste e região oceânica adjacente. Na figura: AT-Água tropical, ACAS – Água Central do Atlântico Sul, AIA- Ágia Intermediária Antártica, APAN- Água Profunda do Atlântico Norte e AAF – Água Antártica de Fundo.

Na Tabela 1.I são apresentadas as principais características das massas d'água presentes no oceano Atlântico Sul.

Tabela 1.I – Índices Termohalinos das principais massas d'água observadas no Atlântico Sul

Massa d'Água	Temp	Salin	Prof.	Formação
AT	30° a 20° C	37,0 a 35,0	+- 0 a 100m	Oceano tropical
ACAS	20° a 5° C	36,5 a 34,5	+- 100 a 500m	Convergência Subtropical
AIA	4° a 2° C	34,0 a 33,0	+- 500 a 1000m	Convergência Antártica
APAN	3° a 2° C	35,5 a 34,7	+- 1000 a 2500m	Ártico (Mar do Norte)
AAF	1° a 2° C	35,5 a 35,0	+- 2500m em diante	Antártica

5.1 Posicionamento da ACAS

Nessa seção será descrita com maior detalhamento o posicionamento da Água Central do Atlântico Sul (ACAS) ao longo da costa brasileira. A ACAS é formada na região da Confluência Brasil-Malvinas. Sua formação é oriunda da mistura entre duas águas superficiais: a Água Tropical (AT) que é transportada pela Corrente do Brasil e a ASA (Água Sub-superficial Antártica) que é transportada pela Corrente das Malvinas. A literatura destaca a existência de uma variação nas profundidades das massas d'água, devida à combinação entre o sistema de ventos e a presença de vórtices ciclônicos. Segundo Matsuura (1986 apud Rodrigues, 1997), embora ocorra também no inverno, a penetração da ACAS sobre a plataforma é mais intensa durante os meses de primavera e verão, sendo observada a formação de uma termoclina marcante. Já durante os meses de outono e inverno, a ACAS recua para a quebra da plataforma e a distribuição da temperatura na região costeira fica homogênea.

No verão, a ACAS está presente sobre toda a extensão da plataforma continental, mantendo contato com a sua origem ao norte e ao sul, sugerindo o fluxo da ACAS contra as isóbatas ao sul de Cabo Frio e ao norte do Cabo de São Tomé.

Em condições de ressurgência, a ACAS pode aflorar na superfície, gerando processos de mistura, horizontal e vertical. No inverno, a ACAS limita-se à região do talude, já que o processo de ressurgência é menos comum.

5.2 O diagrama T-S

As massas d'água conseguem conservar suas características de temperatura e salinidade porque elas deixam a zona de mistura superficial onde as trocas e interações oceano-atmosfera são mais efetivas, e, ao fluírem para maiores profundidades, conseguem conservar suas características oceanográficas. Dessa forma, torna-se possível identificarmos

quais as massas d' água presentes em uma região a partir do conhecimento do perfil vertical dos dois parâmetros mencionados.

Uma importante ferramenta utilizada para identificação de massas d'água é o diagrama T-S, um gráfico cartesiano de temperatura x salinidade (Figura 1.41).

Ao dispormos os dados de temperatura e salinidade medidos no oceano em um gráfico cartesiano T X S, os pontos correspondentes irão formar curvas bem definidas e não pontos aleatórios. Assim, podemos identificar as massas d'água através do Diagrama T-S-z. Nesse diagrama, pode-se representar todos os pares de temperatura e salinidade, em profundidade, coletados em estações oceanográficas realizadas ao longo de uma comissão oceanográfica. Esse gráfico é chamado de diagrama T-S espalhado (Figura 1.41).

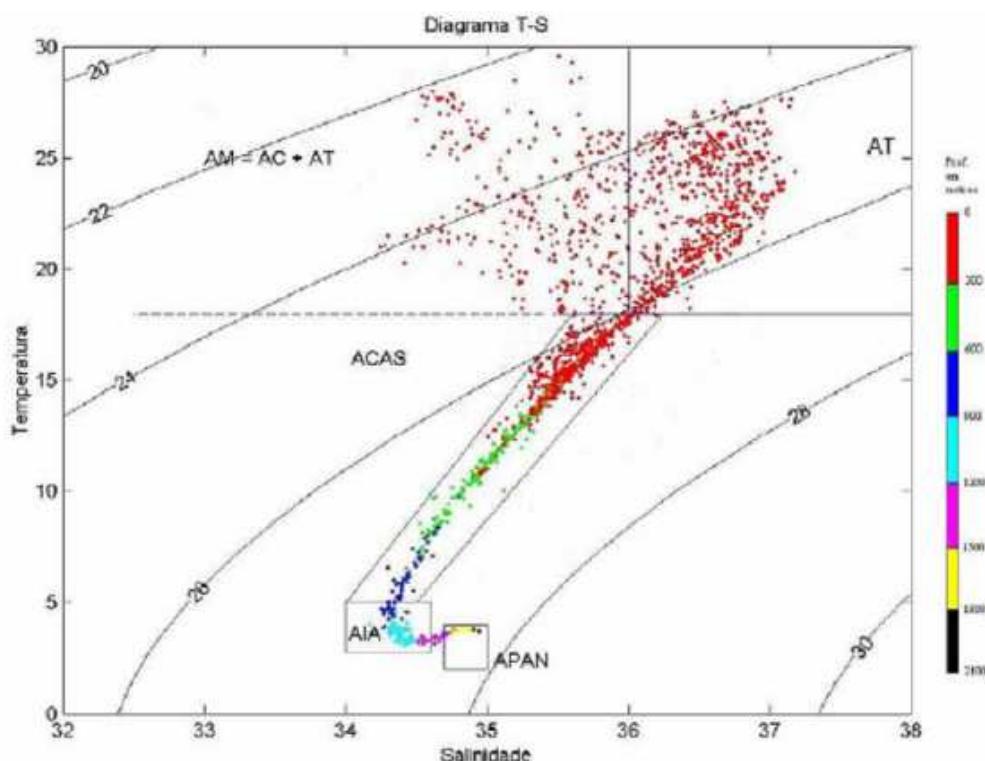


Figura 1.41 Diagrama T-S-z espalhado para uma comissão oceanográfica realizada na plataforma continental sudeste e região oceânica adjacente.

6. Marés

As marés podem ser definidas como oscilações periódicas do nível do mar que se manifestam na forma de subidas e descidas alternadas do mesmo ao longo do tempo. O fenômeno das marés tem como causa a força de atração gravitacional entre o sistema Terra–Lua–Sol.

Na verdade, podemos tratar as marés como ondas que possuem período médio de 12.4 horas podendo chegar a 24.8 horas em algumas regiões do globo. Existem basicamente 4 tipos de marés, as quais são classificadas de acordo com o período de sua oscilação (Figura 1.42).

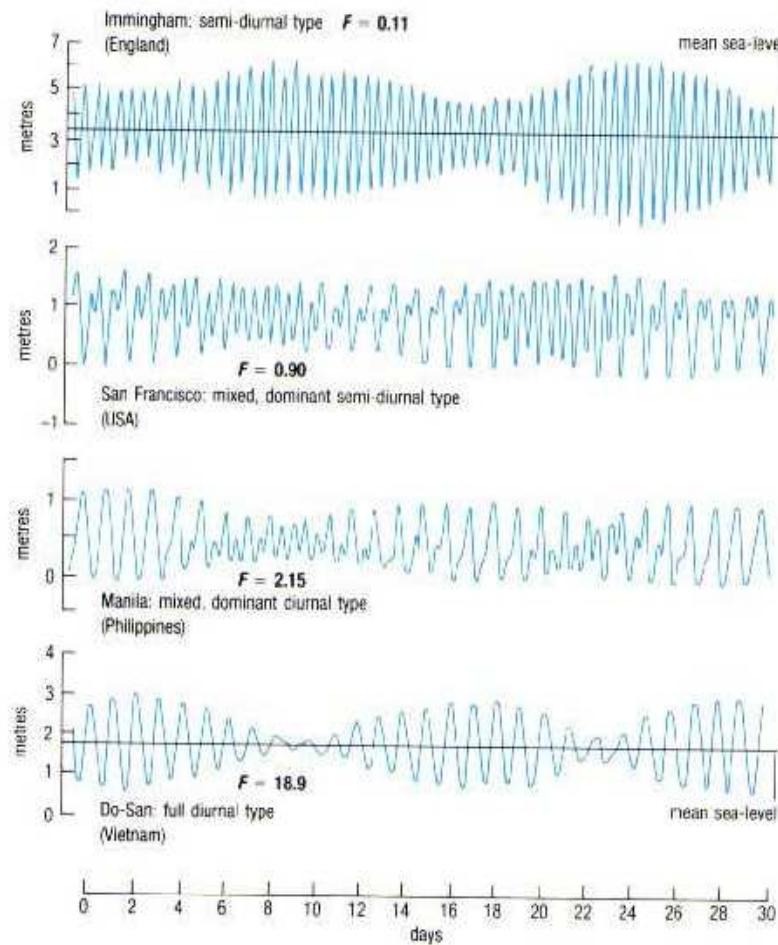


Figura 1.42 Registros para cada um dos tipos de maré (Fonte: Open University, 2001).

Antes de definirmos cada um dos tipos de marés existentes, vamos definir alguns conceitos básicos sobre maré que são fundamentais para o melhor entendimento desse fenômeno.

- Ciclo de maré: intervalo de tempo (período) entre duas marés altas ou baixas.
- Preamar: nível máximo do mar alcançado em um ciclo de maré.
- Baixamar: nível mínimo do mar alcançado em um ciclo de maré.
- Amplitude da maré (“range”): diferença entre a preamar e a baixamar em um ciclo de maré.
- Maré de sizígia: maré resultante da lua cheia ou nova. São as marés com maiores amplitudes.
- Maré de quadratura: maré resultante da lua crescente ou minguante. São as marés com menores amplitudes.
- Nível médio do mar: média das alturas horárias do nível do mar de uma série longa de dados (acima de um ano).
- Registro de marés: Gráfico apresentando série temporal das oscilações do nível do mar em relação ao nível médio ao longo do tempo. No eixo das abscissas está o tempo e no eixo das ordenadas a elevação da superfície do mar (Figura 1.42).
- Tábua de marés: tabela que apresenta valores de alturas do nível do mar e o instante das preamaras e baixamaras ao longo de um ano para diversos pontos (geralmente portos).

6.1 Tipos de marés

Como foi visto na seção anterior, podemos classificar as marés de acordo com o período de sua oscilação. Podemos definir 4 tipos de maré: Maré semi-diurna, maré semi-diurna com desigualdade, maré diurna e maré diurna com desigualdade.

A Figura 1.42 apresenta registros de marés, com um mês de duração, para cada um dos tipos de marés citados. Através da sua análise, conseguimos definir as características de cada um dos tipos de marés existentes.

- Maré semidiurna: possuem período aproximado de 12 horas apresentando duas preamaras e duas baixamaras ao longo de um dia.

- Maré diurna: possuem período aproximado de 24 horas apresentando uma preamar e uma baixamar ao longo de um dia.
- Marés com desigualdade: apresentam o mesmo período das anteriores mais com diferentes alturas (ao longo de um ciclo de maré) entre as baixamares e preamares.

Outra importante conclusão que podemos constatar é a significativa variação da amplitude de maré ao longo de um mês. Tal fato está associado as diferentes fases da Lua. Como resultado dessa variação pode-se observar ao longo de um mês períodos de amplitude máxima e de amplitude mínima de maré, são as chamadas marés de sizígia e quadratura respectivamente.

6.2 Mecanismos geradores da maré

O mecanismo responsável pelo deslocamento das partículas de água sobre a superfície da Terra é o balanço de forças entre as forças centrífuga e de atração gravitacional. A força centrífuga é direcionada paralela à linha que liga os centros de massa da Terra e da lua e têm a mesma magnitude em qualquer ponto da Terra. Já a força gravitacional exercida pela lua sobre a Terra possui intensidade diferenciada.

Os pontos mais próximos à lua sofrerão maior ação dessa força e os mais afastados sofrerão menor ação. A resultante entre essas duas forças é conhecida como a força geradora de maré e será responsável pela geração de um “bulbo” de águas ao redor da superfície do planeta, causando a diferenciação entre as marés altas e baixas.

Podemos separar a força geradora de maré em duas componentes uma devida unicamente à influência da Lua e outra devida unicamente à influência do Sol. A primeira é muito mais intensa que a segunda. Sendo a lunar, aproximadamente, 2 vezes mais intensa que a solar.

Portanto, a posição relativa entre a Terra, o sol e a lua irá causar diferentes amplitudes de maré. Quando estes três astros estão em conjunção, ocorre a maré de sizígia e quando em oposição, há a maré de quadratura (Figura 1.43).

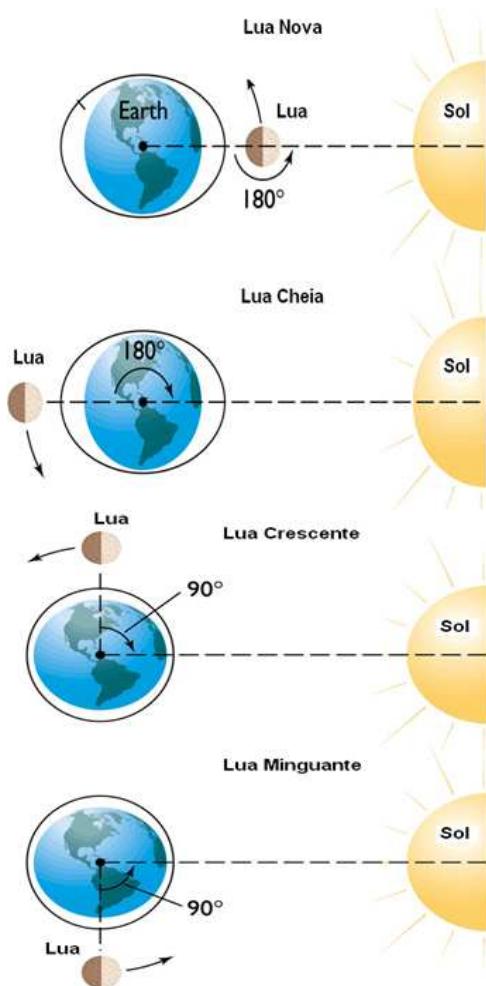


Figura 1.43 Fases da lua e deformações da superfície marinha associadas.

A fim de se entender melhor a interação entre as marés lunar e solar, é mais fácil considerarmos o caso mais simples, onde a declinação é zero tanto da lua quanto do sol. Além disso, vamos imaginar inicialmente que a superfície terrestre é totalmente coberta por água e então observaremos como a força geradora de maré envolvida nesse sistema irá causar deformações sobre a superfície terrestre (de água) do planeta.

Quando as forças geradoras de maré do sol e da lua estão atuando na mesma direção, a maré resultante é maior, isto é, as preamarés são maiores e as baixamarés são menores, resultando em marés com maiores amplitudes. Essas são as chamadas marés de sizígia (Figura 1.43).

Quando as forças geradoras de maré do sol e da lua estão atuando em um ângulo de 90° em relação uma à outra, a maré resultante é menor, isto é, as preamarés são menos altas e as baixamarés são menos baixas

resultando em marés com menores amplitudes. Essas são as chamadas marés de quadratura.

A rotação da Terra irá fazer com que um mesmo ponto sobre sua superfície passe por diferentes níveis de maré ao longo de um dia. Assim, teríamos a cada 12 horas a repetição do mesmo nível da maré, o que chamamos de maré semi-diurna, já que seu período é de meio dia. Porém o movimento de translação da Lua em redor da Terra causa um pequeno atraso dessa recorrência de níveis e o período passa a ser de aproximadamente 12 h e 25min.

Outro aspecto que influencia a maré é a declinação da lua. De acordo com a declinação e a latitude do ponto sobre a superfície da Terra, podemos ter a chamada maré de desigualdade diurna, cujos níveis de preamar e baixamar são diferentes ao longo de um mesmo ciclo de maré (Figura 1.44).

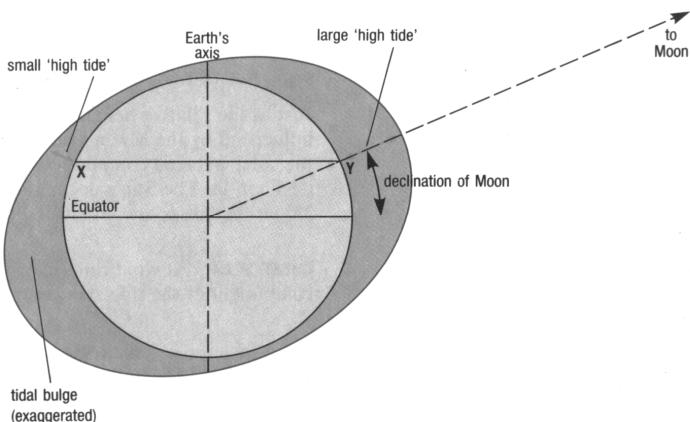


Figura 1.44 Desenho esquemático representando a declinação lunar. Fonte: Open University, 2001.

Todas essas considerações não levam em conta a forma das bacias oceânicas. De fato, a combinação da geometria das bacias oceânicas com a força de Coriolis forma o que chamamos de sistemas anfídrônicos. Em cada um desses sistemas a crista da onda de maré circula em redor do ponto anfídrônico. Nesse ponto, a amplitude da maré é zero e à medida que nos afastamos dele a amplitude aumenta (Figura 1.45). As linhas cotidais giram ao redor dos pontos anfídrônicos no sentido horário no hemisfério sul e anti-horário no hemisfério norte.

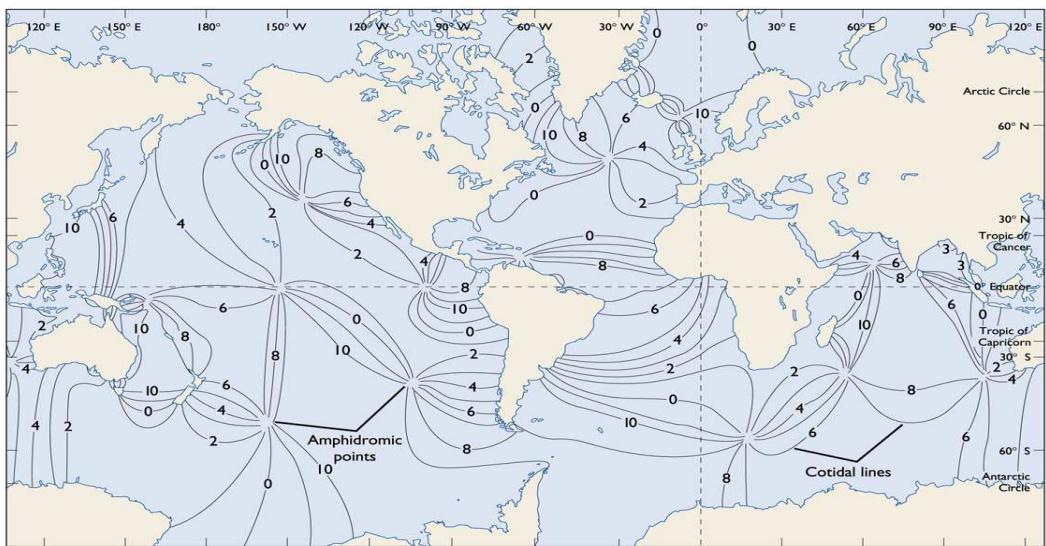


Figura 1.45 Distribuição espacial global de (altura de maré) linhas cotidais e pontos anfídrômicos

6.3 Correntes de maré

Correntes de maré podem ser definidas como movimentos horizontais periódicos da água causados pela subida e descida da maré. Em regiões oceânicas abertas onde os movimentos oceânicos não são restringidos por nenhuma barreira continental as correntes de maré são constituídas de movimentos rotatórios. Esses movimentos são causados pela influência da rotação da Terra e têm sentido horário no Hemisfério Norte e anti-horário no Hemisfério Sul. A velocidade varia ao longo do ciclo de maré. Para marés semi-diurnas o campo de velocidades terá dois máximos e dois mínimos entre os dois primeiros picos. Os valores máximos de corrente maré estão geralmente defasados em 90° dos instantes de preamar e baixamar. Essa variação de intensidade e direção pode ser plotada em séries de vetores que juntos constroem uma figura elíptica conhecida como elipse de maré (Figura 48).

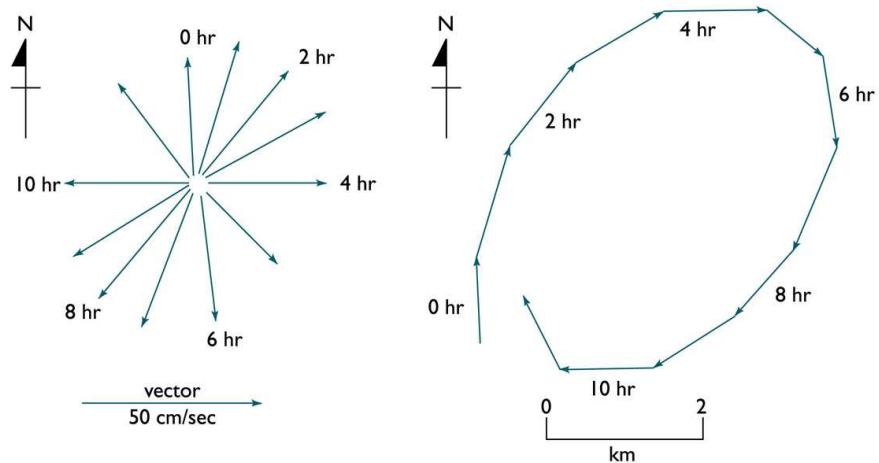


Figura 48 – Elipse de Maré (esquerda) e vetor trajetória de corrente maré (direita).

Em estuários, estreitos ou baías o fluxo associado à corrente de maré possui basicamente duas direções, de acordo com o instante do ciclo de maré (enchente ou vazante) e passa por períodos de corrente quase nulos, nos instantes de reversão da corrente, conhecido por estofo de maré (Figura 49).

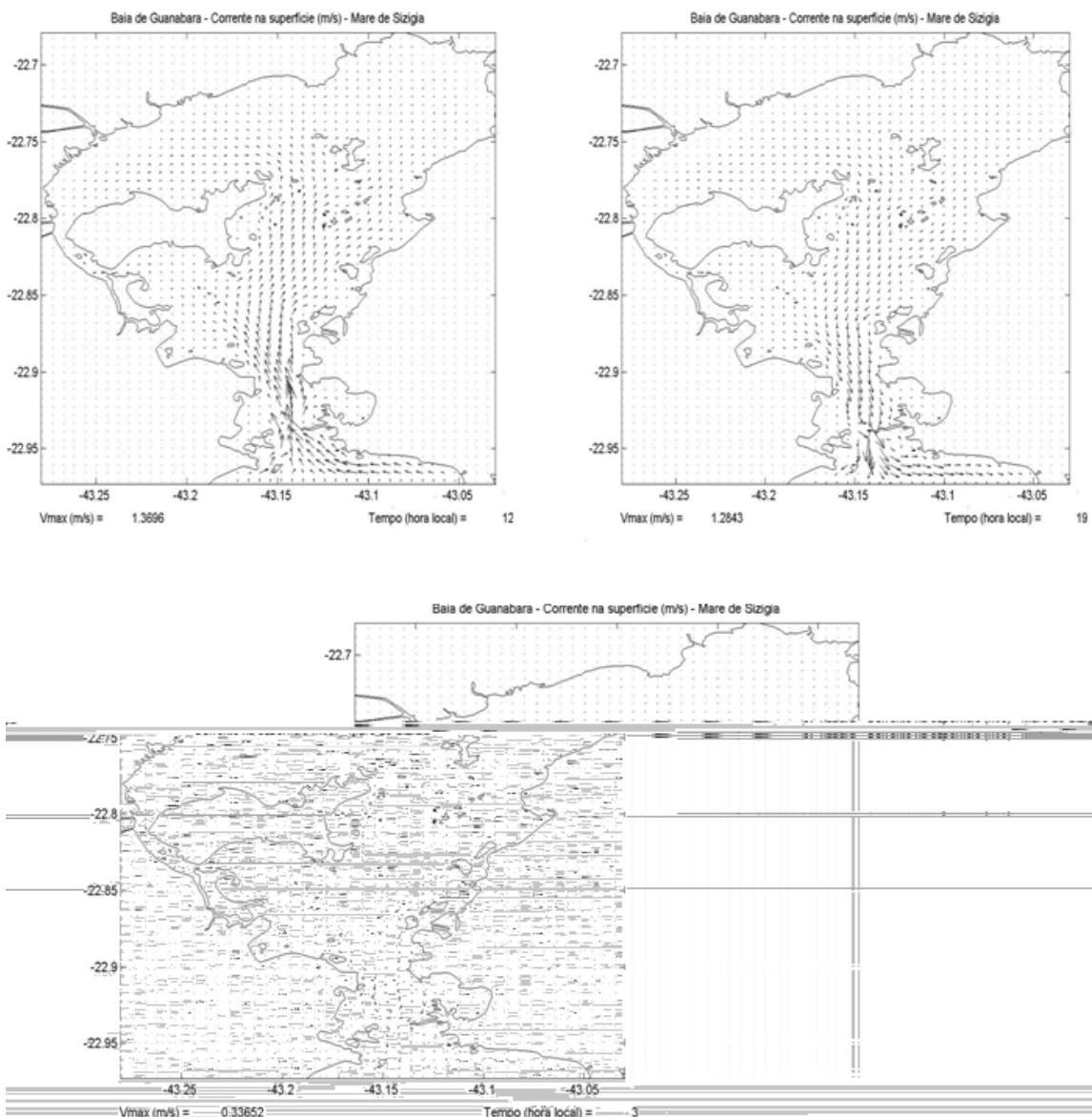


Figure 49 – Campos de corrente superficial gerados a partir da execução de um modelo computacional hidrodinâmico para a região da Baía de Guanabara (RJ). Acima a esquerda o momento de preamar, acima a direita o momento de baixamar e abaixo o momento próximo ao estofo de maré com as menores intensidades de corrente.

Parte II – Modelagem Físico-Matemática

Na parte I do presente curso, observaram-se quais são os principais movimentos encontrados nos oceanos e quais os seus forçantes ambientais. Foi observada também a variabilidade espaço-temporal da dinâmica oceânica.

Essa parte do curso se destinará basicamente à transformação dos conceitos aprendidos na parte I para uma linguagem matemática a partir da utilização de leis físicas universais, com o objetivo de obter um sistema de equações governantes que possam descrever a dinâmica oceânica e sua variabilidade espaço-temporal, a saber: Equação da Continuidade, Equações do movimento e Equações de conservação de calor e sal nos oceanos. Serão estudadas também algumas importantes simplificações e aproximações desse sistema de equações que são amplamente aplicados em estudos de oceanografia Física.

1. Equação da Continuidade

Para os estudos de oceanografia física, deve-se considerar uma importante aproximação na montagem do sistema de equações físico-matemáticas governantes: a água do mar deve ser considerada um fluído incompressível. Na verdade a compressibilidade da água do mar é muito baixa e a inclusão de tal característica física, aumentaria significativamente a complexidade da solução do sistema de equações governantes. Dessa forma, para a maioria dos estudos de oceanografia física dinâmica, a água é considerada um fluído incompressível.

Para obtermos a equação matemática que represente essa característica física, devemos partir da equação de conservação de massa, que pode ser deduzida a partir do balanço de massa no interior de um elemento de volume estacionário através do qual um fluido escoa (Figura 2.1). No interior do fluido a massa deve permanecer constante no tempo e no espaço.

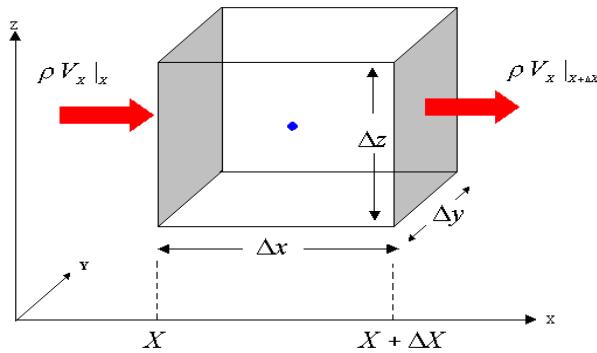


Figura 2.1 Elemento de volume de controle. O ponto azul no centro do elemento representa o ponto para o qual o balanço de massa deve ser estimado

De acordo com a Figura 1, a variação espacial do fluxo de massa é:

$$(\rho V_x|_x \Delta y \Delta z - \rho V_x|x_{\Delta x} \Delta y \Delta z) = \frac{\Delta \rho V_x}{\Delta x} (\Delta x \Delta y \Delta z) \quad \dots(2.1)$$

A variação temporal de massa no interior do volume também deve ser constante e portanto:

$$(\Delta x \Delta y \Delta z) \frac{\Delta \rho}{\Delta t} \quad (2.2)$$

Como a massa no interior do volume deve ser conservada pode-se escrever:

$$\text{Eq.(2.2)} + \text{eq.(2.1)} = 0$$

ou

$$(\Delta x \Delta y \Delta z) \frac{\Delta \rho}{\Delta t} + \frac{\Delta \rho V_x}{\Delta x} (\Delta x \Delta y \Delta z) = 0 \quad (2.3)$$

Dividindo a equação (2.3) por $(\Delta x \Delta y \Delta z)$, temos:

$$\frac{\Delta \rho}{\Delta t} + \frac{\Delta \rho V_x}{\Delta x} = 0 \quad (2.4)$$

Trabalhando na escala particular pode-se considerar:

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} \Delta \rightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\partial \rho V_x}{\partial x} \right) = 0 \quad (2.5).$$

A equação (2.5) representa o balanço de massa, na direção x, devido às variações espaciais e temporais no interior de um elemento de volume. Essa equação é chamada de Eq. de continuidade de massa. Expandindo a equação para as demais direções (x,y e z) temos:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\partial \rho V_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho V_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho V_z}{\partial z} \right) = 0$$



$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(V_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + V_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + V_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) + \rho \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.6).$$

Para um fluído incompressível, a variação de densidade espacial e temporal deve ser nula e, portanto, a eq.(2.6) toma a forma abaixo:

$$\left(\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.7).$$

A equação (2.7) também é conhecida como equação da continuidade de volume. Uma das aplicações dessa equação é a estimativa da componente vertical de velocidade nos oceanos a partir do conhecimento das componentes horizontais de velocidade.

2. Equação do Movimento

A física utilizada para descrever os movimentos no oceano é a Física Newtoniana. Como tal, utiliza-se a equação referente à segunda Lei de Newton para modelá-los matematicamente (Eq 2.8).

$$\sum F = ma \quad (2.8).$$

Na equação acima, o somatório das forças aplicadas a um sistema será igual ao produto da massa pela aceleração. Dessa forma, para podermos descrever os movimentos oceânicos, ou seja, descrever a variabilidade espacial e temporal do campo dinâmico, é necessário conhecemos as forças envolvidas no sistema (investigadas na Parte I do presente curso) e a massa do fluido (a água do mar).

2.1 Determinação da Massa – A Equação de estado da água do mar

Como visto na parte I do presente curso, a densidade da água do mar é conhecida como uma propriedade dependente e pode ser obtida a partir do conhecimento das três propriedades independentes da água do mar: temperatura, salinidade e pressão. A equação que relaciona essas 3 propriedades para a determinação da densidade é conhecida como equação de estado da água do mar (2.9).

$$\rho = \rho(S, T, p) \quad (2.9)$$

A equação 2.9 representa a equação de estado em sua forma genérica e explícita. Aplicando o diferencial total a equação acima e dividindo todos os termos por ρ_0 (densidade de referência), temos:

$$\frac{d\rho}{\rho_0} = \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_{T,P} dS}_{1} + \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{S,P} dT}_{2} + \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_{S,T} dP}_{3} \quad (2.10)$$

A equação 2.10 representa a forma diferencial da equação de estado e ainda pode ser retrabalhada substituindo os termos 1, 2 e 3 por β, α , e γ , respectivamente: coeficiente de contração salina, expansão térmica e compressibilidade.

$$\frac{\partial \rho}{\rho_0} = \beta ds - adT + kdp \quad (2.11)$$

Os valores de β, α , e γ encontram-se tabelados para diversos intervalos de S, T e P encontrados nos oceanos. A equação diferencial ainda pode ser simplificada dependendo da região do ambiente onde é aplicada. Por exemplo, para estudos em camadas superiores do oceano, onde a pressão tem papel muito pouco significativo na variação da densidade, pode-se omitir o termo de pressão da equação (2.11), que ficaria:

$$\frac{\partial \rho}{\rho_0} = \beta ds - adT \quad (2.12)$$

Em estuários de águas muito rasas, a equação de estado ainda pode assumir a forma abaixo:

$$\frac{\partial \rho}{\rho_0} = \beta ds \quad (2.13).$$

A equação 2.13 representa uma aproximação linear da equação de estado da água do mar.

2.2 Determinação da aceleração

Existem duas abordagens clássicas para se referenciar e determinar a aceleração do sistema que se pretende estudar: referencial euleriano e lagrangeano.

Estimativas do campo de velocidade seguindo um referencial euleriano baseiam-se na medição ou determinação da aceleração em um ponto fixo no espaço. Para exemplificar essa abordagem basta imaginar um observador em um barco ancorado no meio de um canal e fazendo medições em instantes diferentes nesse mesmo ponto. Dessa forma pode-se expressar a velocidade, para um campo tridimensional da forma abaixo:

$$V = V(x, y, z, t) \quad (2.14).$$

A formulação euleriana será a utilizada para dedução do sistema de equações matemáticas governantes.

Estimativas do campo de velocidade seguindo um referencial lagrangeano baseiam-se na medição ou determinação da aceleração e um ponto não fixo no espaço e que acompanha o escoamento ou a trajetória do movimento. Dessa forma, pode-se expressar a velocidade da forma abaixo:

$$V = V(x(t), y(t), z(t), t) \quad (2.15)$$

A fórmula lagrangeana é muito utilizada em alguns modelos de dispersão de poluentes. São os conhecidos “modelos de partículas”.

Aplicando o operador derivada total a equação (2.14) temos:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial t}$$



$$\frac{dV}{dt} = \underline{u \frac{\partial V}{\partial x}} + \underline{v \frac{\partial V}{\partial y}} + \underline{w \frac{\partial V}{\partial z}} + \underline{\frac{\partial V}{\partial t}} \quad (2.16).$$

1 2

Na equação 2.16, o termo 1 representa a chamada aceleração advectiva e representa a variação do vetor velocidade no espaço e o termo 2 a aceleração local e representa a variação do vetor velocidade no tempo. Os termos advectivos são chamados também de não lineares pois representam o produto de duas incógnitas.

Aplicando o conceito de derivada substantiva para as outras direções teríamos:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \\ \frac{dv}{dt} &= u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial t} \\ \frac{dw}{dt} &= u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.17).$$

2.2.1 Aceleração de Coriolis

Trata-se da aceleração imposta ao movimento devida à rotação da Terra. Para um escoamento tridimensional, sua influência só é sentida para as componentes referentes ao plano horizontal. Como resultado da atuação dessa aceleração no escoamento, esse tende a defletir seu movimento para a esquerda no hemisfério Sul e para direita no hemisfério Norte. A aceleração de Coriolis pode ser representada pela fórmula abaixo (2.18):

$$A_c = 2\varpi \sin \phi V_H \times k \quad (2.18).$$

Onde:

ϖ - velocidade angular de rotação da Terra

ϕ - latitude

$$V_H = u\hat{i} + v\hat{j}$$

k - vetor unitário de velocidade vertical.

O termo $2\omega \sin \phi$ também é conhecido como parâmetro de Coriolis e geralmente é substituído nas equações pela letra f . Este parâmetro também é conhecido como freqüência inercial. Para as direções horizontais (x e y), a aceleração de Coriolis pode ser representada da forma abaixo:

componente x : $-fv$

componente y : $+fu$.

O parâmetro de Coriolis é diretamente proporcional ao seno da latitude e, portanto, é máximo nos pólos, mínimo em latitudes baixas e nulo no equador.

Esquematicamente, para uma região oceânica situada no Atlântico Sul, em latitudes médias, teríamos o movimento defletido na forma da Figura 2.2.

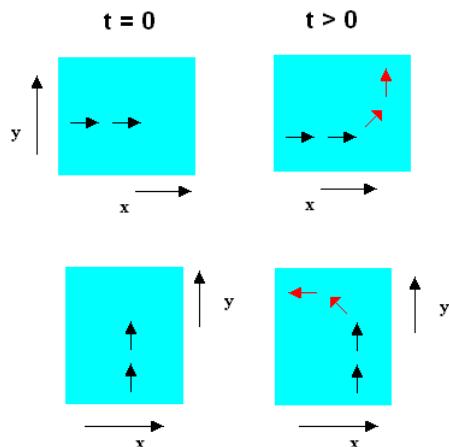


Figura 2.2 – Desenho esquemático de deflecção de movimento oceânicos superficiais no hemisfério sul após o início do movimento.

2.2.2 Aproximação do plano f

Para fenômenos de escala espacial relativamente pequena (ex: 100 km ou menos), o plano tangente à esfera terrestre é chamado de plano f (Figura 2.3). Devido à pequena variação das distâncias ao longo da direção Norte-Sul, pode-se assumir que o valor de f é constante ao longo do plano

tangente. Dessa forma, utiliza-se o valor de uma latitude média ϕ_0 da região de estudo e f fica da forma da equação 2.19.

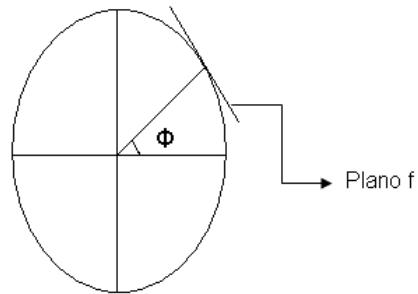


Figura 2.3 Desenho esquemático do plano f tangencial a esfera terrestre

$$f = f_0 = 2\bar{\omega} \operatorname{sen} \phi_0 \quad (2.19)$$

2.2.3 Aproximação do plano β

Para fenômenos de escala espacial relativamente grande (ex: algumas dezenas de graus na direção Norte-Sul), a aproximação do plano tangente é chamada de aproximação do plano β . Onde β representa a variação de f com a latitude. Dessa forma, nessa aproximação f fica da seguinte forma:

$$f = f_0 + \beta y \quad (2.20)$$

Onde:

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$$

2.2.4 Aproximação do plano β - Equatorial

Para fenômenos de escala espacial relativamente grande, localizado em regiões de baixas latitudes, pode ser utilizada a chamada aproximação do plano β - Equatorial (equação 2.21):

$$\begin{aligned}
 \phi_0 &= 0 \\
 \downarrow \\
 f_0 &= 0 \\
 \downarrow \\
 f &= \beta y
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

3. Determinação das Forças

As forças que atuam em um sistema podem ser subdivididas em:

- Forças de corpo – atuam no volume do corpo como um todo.
Ex: força gravitacional, força magnética.
- Forças de superfície – atuam apenas nas superfícies dos corpos. Ex: forças viscosas (atrito), pressão.

3.1 Força da gravidade (aceleração da gravidade)

Essa força é resultante da ação conjunta da força gravitacional e da força centrípeta em uma partícula sobre a esfera terrestre (Figura 2.4).

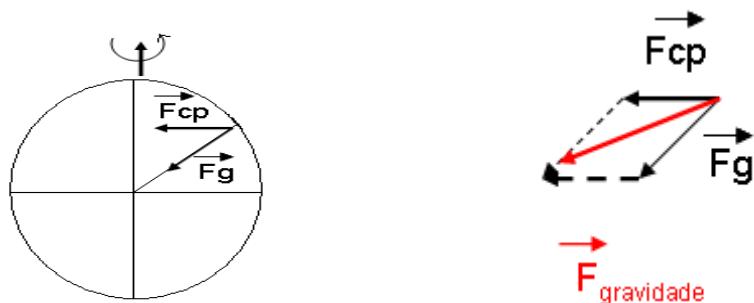


Figura 2.4 Desenho esquemático do somatório de forças que resultam na força da gravidade.

Os efeitos da variação espacial da gravidade podem ser desprezados. Para os propósitos práticos, utiliza-se o valor constante $9,80 \text{ m.s}^{-2}$. A atuação dessa força é considerada apenas na direção vertical.

3.2 Forças Viscosas (Atrito)

As forças viscosas representam na verdade as forças de atrito do vento com a superfície do oceano, do fluido com os contornos continentais e

o atrito estabelecido entre diferentes camadas no oceano. Para os estudos em oceanografia física, a água do mar é considerada um fluido newtoniano. Dessa forma, as forças de atrito são parametrizadas segundo a Lei de Viscosidade de Newton (Figura 2.5).

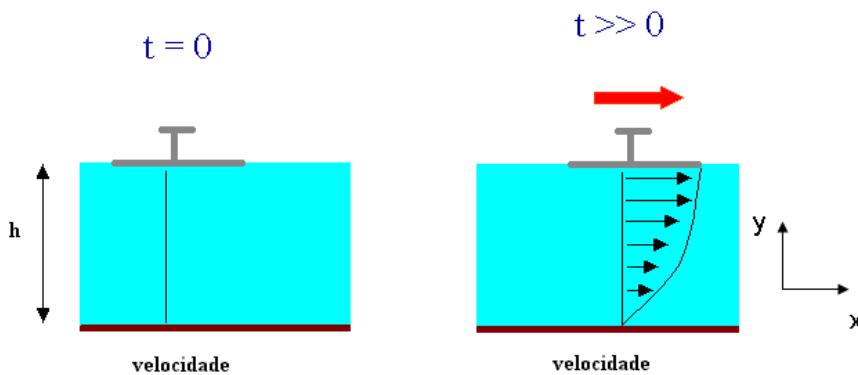


Figura 2.5 Desenho esquemático do experimento de Newton.

$$\text{Newton observou a seguinte proporcionalidade: } \frac{F}{A} \approx \frac{V}{h} \quad (2.22)$$

A equação acima estabelece que a força aplicada sob a área da placa é proporcional a variação da velocidade na direção Y. O nome dado a essa força é Tensão de Cisalhamento. Para tornar a proporcionalidade, expressa pela equação 2.22, uma igualdade, é necessária a introdução de uma constante a qual Newton denominou de viscosidade molecular do fluido. Tal propriedade é expressa pela letra μ e constitui uma propriedade do fluido.

Para o experimento de Newton, esquematizado na figura 2.5, pode-se expressar que a tensão de cisalhamento aplicada sobre a placa na face y na direção x é:

$$\tau_{yx} = -\mu \frac{\partial V_x}{\partial y} \quad (2.23)$$

A fórmula (2.23) é conhecida como Lei de Newton da viscosidade. Os fluidos que seguem essa lei são chamados de newtonianos. A fórmula acima é uma aproximação linear e o perfil de velocidades estabelecido pela imposição da tensão apresentado na Figura 2.5 fica como apresentado em 2.6.

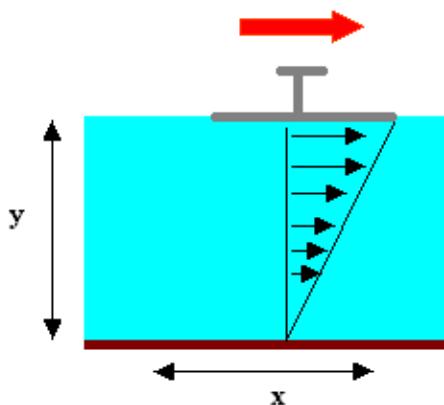


Figura 2.6 Perfil linear de velocidades aplicado com a imposição da lei de Newton da viscosidade.

Outra propriedade importante a ser de definida é a viscosidade cinemática ν , que é definida por:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}$$

A expressão 2.23 toma a seguinte forma:

$$\tau_{yx} = -\nu \frac{\partial V_x}{\partial y} \quad (2.24)$$

Na natureza, no entanto, os escoamentos turbulentos predominam sobre os laminares (Figura 2.7).

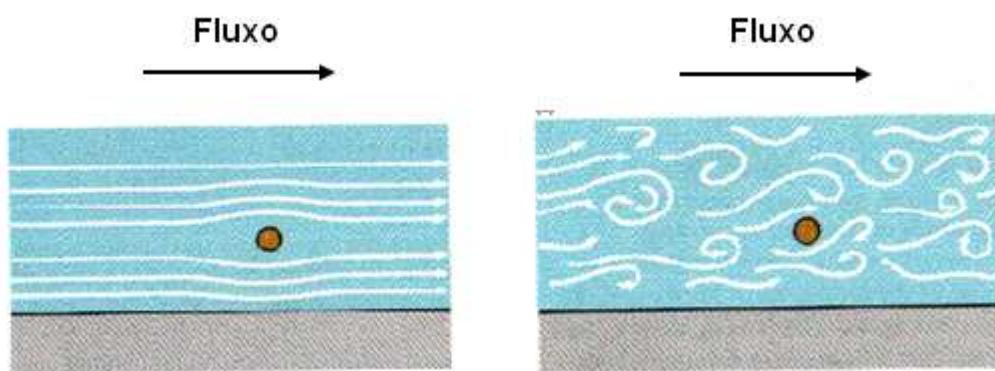


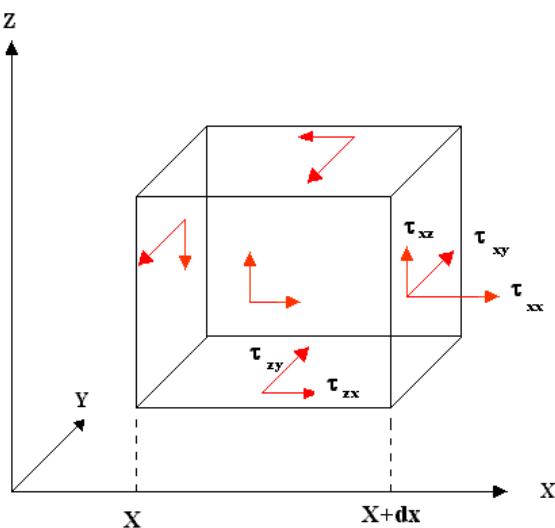
Figura 2.7 Desenho esquemático de fluxo laminar (esquerda) e turbulento (direita)

Surge, portanto, uma nova propriedade chamada de viscosidade turbulenta, a qual é muito mais intensa que a viscosidade molecular

$(\nu_T \gg \nu)$. Essa propriedade não é apenas função do fluido, mas também do próprio escoamento. Dessa forma, na fórmula final para a tensão de cisalhamento em um escoamento turbulento, pode-se omitir o termo de viscosidade molecular e a equação 2.24 toma a forma abaixo:

$$\tau_{yx} = -\nu_T \frac{\partial V_x}{\partial y} \quad (2.25)$$

Para analisar as demais componentes do vetor tensão de cisalhamento, aplicamos a definição anterior em um elemento de volume cúbico infinitesimal. Dessa análise, teremos como resultado as forças de atrito (ou viscosas) para as 3 componentes da equação do movimento (x, y, z). Esse procedimento acaba dando origem a nove vetores para as três dimensões, os quais também são conhecidos por tensores (Figura 2.8).



$$F_x = (\tau_{xx} + \tau_{xy} + \tau_{xz}) \quad F_y = (\tau_{yx} + \tau_{yy} + \tau_{yz}) \quad F_z = (\tau_{zx} + \tau_{zy} + \tau_{zz})$$

Figura 2.8 Desenho esquemático com alguns dos tensores desenhados (acima). Tensores para cada uma das três direções.

Na Figura 2.8, o primeiro índice indica a face em que a força é aplicada e o segundo, a direção da mesma. Para cada uma das direções existe uma variação espacial dos valores de tensão que atuam em cada face. Com isso, torna-se possível calcular o balanço líquido da força de tensão aplicada no centro do elemento cúbico (2.26):

$$\begin{aligned}\frac{\partial F_x}{\partial x} &= \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial F_y}{\partial y} &= \left(\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} \right), \\ \frac{\partial F_z}{\partial z} &= \left(\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right)\end{aligned}\quad (2.26).$$

Expandindo cada uma das equações acima, aplicando as definições de tensão de cisalhamento turbulenta, temos:

$$\begin{aligned}F_x &= v_t \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \\ F_y &= v_t \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right), \\ F_z &= v_t \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right)\end{aligned}\quad (2.27).$$

Na expansão das equações acima, foi considerada a isotropia do meio, ou seja, os coeficientes cinemáticos de viscosidade turbulenta variam da mesma forma nas 3 dimensões. Tal característica dificilmente é encontrada na natureza.

3.3 A Força do Gradiente de Pressão

Essa força é causada por um diferencial de pressão (Figura 2.9). A força do gradiente de pressão (FGP) possui sentido contrário ao gradiente de pressão e, portanto, aponta sempre das regiões de maior pressão para as de menor pressão.

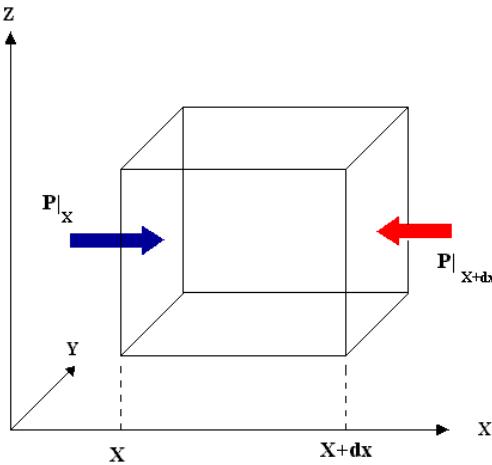


Figura 2.9 Desenho esquemático de um diferencial de pressão aplicado às faces de um elemento cúbico infinitesimal.

Estimando o balanço líquido de pressão para um ponto no centro do elemento cúbico infinitesimal (Figura 2.9), obtemos:

$$-\left(P + \frac{\partial P}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}\right)\Delta y \Delta z - \left(P - \frac{\partial P}{\partial x} \frac{\Delta x}{2}\right)\Delta y \Delta z = -\frac{\partial P}{\partial x} \Delta x \Delta y \Delta z \quad (2.28)$$

Expressando o resultado de (2.28) por unidade de massa temos para cada uma das direções (x,y,z):

$$\nabla P_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \nabla P_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad \nabla P_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.29)$$

Para facilitar o entendimento da atuação dessa força nos escoamentos oceânicos, podemos dividi-la em três componentes: a componente barotrópica, a componente baroclínica e a componente barométrica.

3.3.1 Componete barométrica da força do gradiente de pressão

Essa componente está associada aos gradientes de pressão causados pela variação da pressão atmosférica na superfície livre do mar (efeito do barômetro invertido). É muito pouco significativa quando comparada as demais componentes.

3.3.2 Componente barotrópica da força do gradiente de pressão

Essa componente está associada aos gradientes de pressão causados pelas variações da superfície livre do mar em relação ao nível de repouso (Figura 2.10).

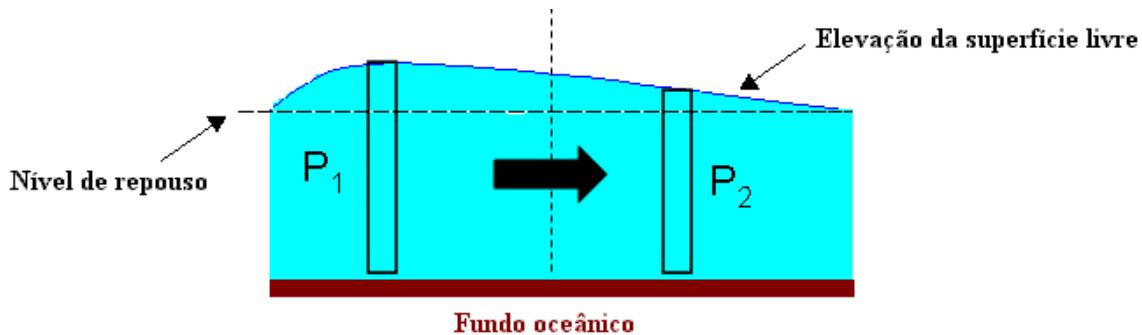


Figura 2.9 Desenho esquemático de uma perturbação na superfície livre do oceano. Na figura, $P_1 > P_2$. A seta indica o sentido da força do gradiente de pressão (contrária ao gradiente).

No modelo barotrópico, as superfícies isopicnais (mesma densidade) são paralelas às superfícies isobáricas (mesma pressão). Tal fato assegura a ausência de variação de velocidade na vertical. O perfil de velocidades barotrópico é constante na vertical (Figura 2.11).

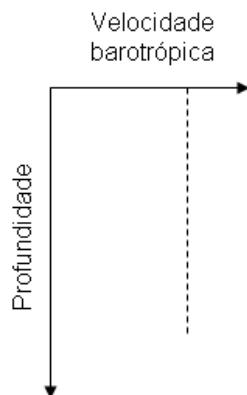


Figura 2.11 Perfil típico de velocidade associado à componente barotrópica da força do gradiente de pressão.

A elevação da superfície livre do oceano pode estar associada a fenômenos de diferentes escalas espaciais e temporais como: empilhamento pelo vento, pressão atmosférica, marés, ondas de gravidade superficial e outros.

3.3.3 Componente baroclinica da força do gradiente de pressão

Essa componente está associada aos gradientes de pressão causados pelas variações horizontais de densidade ao longo da coluna d'água (Figura 2.12). Na figura, observa-se que, para um mesmo nível de interesse em dois diferentes pontos no espaço, há uma variação no campo de temperatura e consequentemente no campo de densidade, o que causará o surgimento de um diferencial de pressão, que pode ser estimado pela simples aplicação da fórmula da pressão hidrostática ($p = \rho.g.h$, onde h é o nível de interesse).

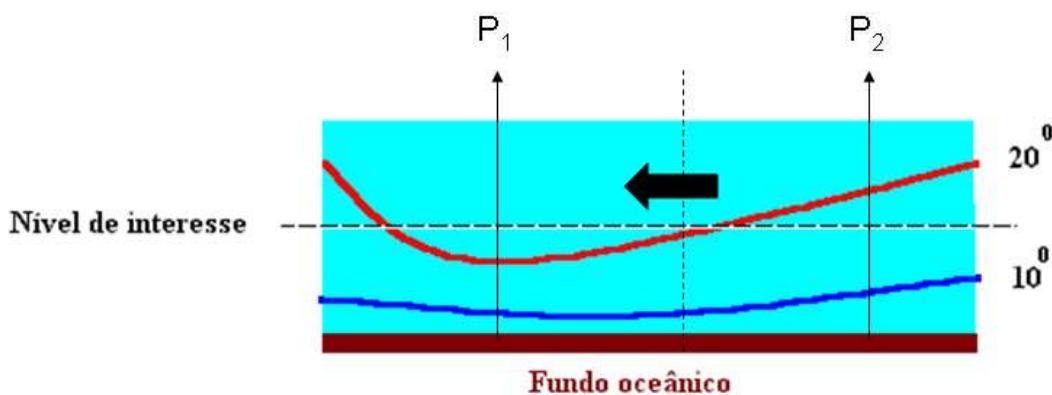


Figura 2.12 Desenho esquemático da formação de um gradiente de pressão causado por uma diferença horizontal de densidade. Para o ponto P_2 a densidade é maior que em P_1 , o que causa um diferencial de pressão. A seta indica o sentido da força do gradiente de pressão baroclinico.

No modelo baroclinico, as superfícies isobáricas não são coincidentes com as superfícies isopicnais o que causa uma variação de velocidade na vertical (Figura 2.13). O perfil de velocidades associado à componente baroclinica de velocidade pode ser estimado a partir do conhecimento do perfil vertical de densidade.

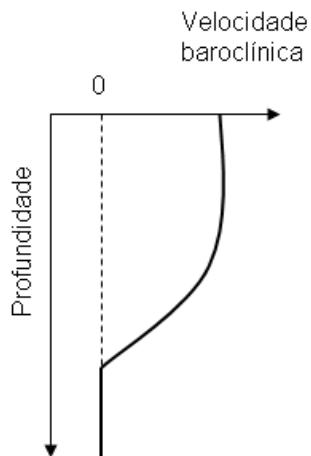


Figura 2.13 Perfil vertical típico de velocidade para a componente baroclinica do gradiente de pressão.

É importante ressaltar que a separação da força do gradiente de pressão em componentes é feita apenas para facilitar o entendimento da geração e da atuação de cada uma na dinâmica oceânica. De fato, a atuação das duas componentes (barotrópica e baroclinica) ocorre de forma simultânea. Na Figura 2.14, estão representados alguns perfis típicos que podem ser encontrados nos oceanos, identificando a atuação de cada uma das duas componentes.

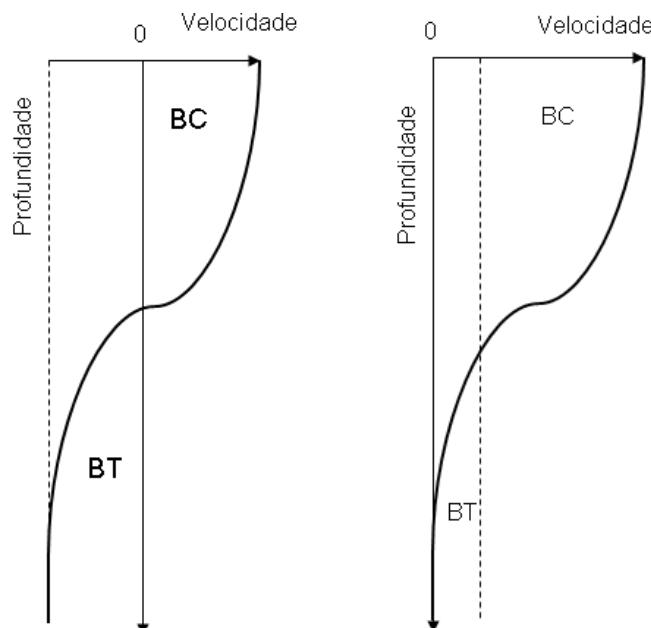


Figura 2.14 – Perfil de velocidade típico que pode ser encontrado nos oceanos em função das componentes barotrópica (BT) e baroclinica (BC) da força do gradiente de pressão. À esquerda, as componentes possuem sentidos opostos e, à direita, o mesmo sentido.

Finalmente pode-se escrever um sistema completo das equações governantes dos movimentos nos oceanos:

$$1 \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \nabla P_x - v_t \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

$$2 \quad \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \nabla P_y - v_t \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right)$$

$$3 \quad \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \nabla P_z - g - v_t \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right)$$

$$4 \quad \rho = \rho(S, T, p)$$

$$5 \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

O sistema acima é composto de 5 incógnitas e 5 equações e possui: três equações do movimento (1, 2, 3), uma equação de estado da água do mar (4) e uma equação de continuidade de volume (5). Algumas aproximações físicas e matemáticas ainda podem ser aplicadas ao sistema acima como a aproximação hidrostática e a aproximação de boussinesq.

Aproximação Hidrostática – admite o equilíbrio hidrostático na vertical se:

$$\vec{V} = 0$$

$$p = p_0(z)$$

$$\rho = \rho_0(z)$$

A equação para a componente z (vertical) de velocidade fica:

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -\rho_0 g \quad (2.30)$$

A equação 2.30 permite o conhecimento da pressão em qualquer profundidade a partir do conhecimento da densidade.

Aproximação de Boussinesq – admite que seja adotado um valor de densidade constante nas equações do movimento, exceto na vertical, quando

a mesma é multiplicada pela aceleração da gravidade. Na vertical, deve-se considerar as variações de densidade.

Esse sistema pode ser aplicado para o estudo de movimentos oceânicos das mais variadas escalas espaciais e temporais desde que se tenha o conhecimento das condições iniciais e de contorno do problema.

Condição de contorno: Interface água-terra

Um exemplo é a condição de contorno cinemática a qual estabelece que não há fluxos normais aos contornos de terra.

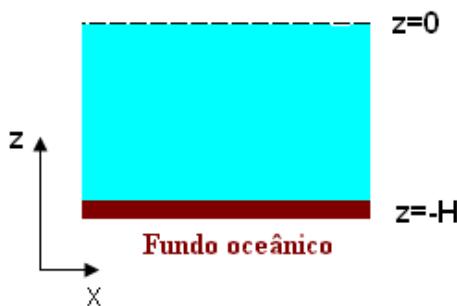


Figura 2.15 domínio de integração com interfaceTerra-água.

Na figura 2.15, $w=0$ em $z=-H$.

Ainda existem condições que permitem o escoamento de fluxos adjacente ao contorno terrestre (free-slip condition) e que não permitem o livre escorregamento (non-slip condition).

Condição de contorno: Interface ar - água

Um exemplo é a condição de contorno dinâmica que estabelece a continuidade das tensões e deslocamentos através da interface (Figura 2.16).

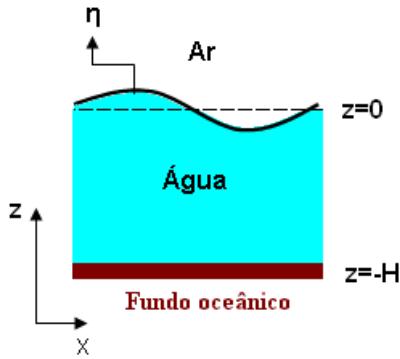


Figura 2.16 Domínio de integração com interface ar-água. A variável η representa a elevação da superfície livre do mar.

Na figura 2.16, em $z=0$:

- $P_{\text{oceano}} = P_{\text{atmosfera}}$ (continuidade das tensões)
- $w = \frac{d\eta}{dt}$ (continuidade dos deslocamentos)

Aproximação da camada rígida – considera a ausência de deslocamentos verticais na interface ar – água:

$$w = 0 \quad \text{em} \quad z = 0$$

Essa aproximação é muito utilizada para o estudo de ondas internas e em modelos oceânicos de grande escala.

3.4 Aproximação geostrófica e o Método dinâmico

Inicialmente, é importante definirmos cada um dos termos da equação do movimento, tomando por base sua componente x.

$$\underbrace{\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z}}_1 \underbrace{fv - \frac{1}{14\beta} \nabla P_x}_{2} - \nu_t \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad 3$$

Aceleração Local (1), Aceleração advectiva (2), Aceleração de Coriolis (3), Força do Gradiente de Pressão por unidade de massa (4), Forças viscosas (5).

É importante também definirmos alguns números adimensionais que na verdade constituem razões entre alguns dos termos acima discriminados.

$$\text{Número de Rossby} = \frac{\text{Termos não-lineares}}{\text{termo de Coriolis}} = \frac{U}{f_0 L}$$

$$\text{Número de Ekman} = \frac{\text{Termo de Fricção}}{\text{Termo de Coriolis}} = \frac{v_t}{f_0 L^2}$$

Aproximação geostrófica – é uma aproximação linear da equação do movimento, que estabelece o equilíbrio entre a força do gradiente de pressão por unidade de massa e a aceleração de Coriolis. Para tal, torna-se necessário que:

- Número de Rossby <<1
- Número de Ekman << 1

As equações segundo o balanço geostrófico são:

$$-fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_x}{\partial x} \quad (1)$$

$$+fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_y}{\partial y} \quad (2)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_z}{\partial z} = -g \quad (3).$$

Onde as equações (1), (2) e (3) representam respectivamente as componentes zonal e meridional e a equação do equilíbrio hidrostático.

O sistema de equações acima permite a estimativa do campo de velocidades a partir do conhecimento da distribuição do campo de densidade (Método Dinâmico). Esse sistema de equações é aplicado somente para regiões interiores do oceano onde os efeitos não-lineares podem ser negligenciados.

A componente meridional de velocidade geostrófica pode ser estimada pela fórmula:

$$V_g = \frac{1}{\rho f_0} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.31)$$

3.5 Aplicação do método geostrófico (ou dinâmico)

Foi amplamente utilizado para determinação do campo de velocidades no oceano a partir do conhecimento do campo de massa. Utilizando a Figura 2.17 como exemplo, suponha a medição de densidade em dois diferentes pontos P_1 e P_2 para um mesmo nível z_0 .

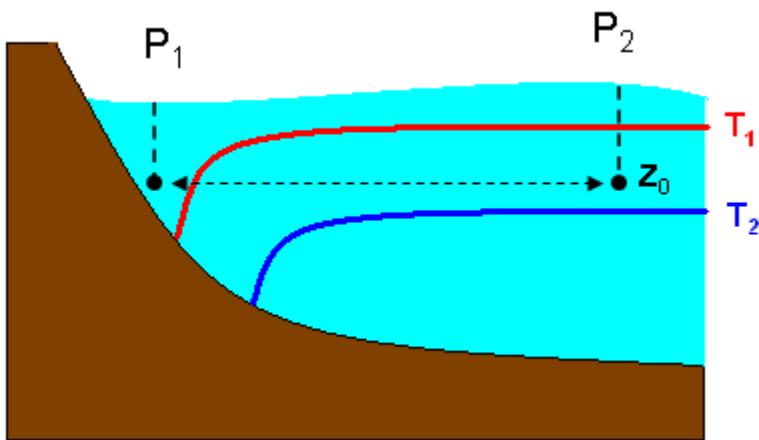


Figura 2.17 Desenho esquemático para medição de densidade em dois diferentes pontos para um mesmo nível de referência.

Sabe-se que:

$$T_1 > T_2 \text{ e portanto, } \rho_1 < \rho_2$$

$$\text{Para } P_1 \text{ temos: } P_1 = \rho_1 \cdot g \cdot Z_0$$

$$\text{Para } P_2 \text{ temos: } P_2 = \rho_2 \cdot g \cdot Z_0$$

$$\text{Portanto: } P_2 > P_1$$

Dessa forma, pode-se desenhar o sentido da força do gradiente de pressão e o sentido da corrente geostrófica gerada por essa força (Figura 2.18). O sentido da velocidade geostrófica deve ser tal que no Hemisfério Sul sempre deixe a aceleração de Coriolis 90° à sua esquerda e obviamente deve ser oposto à força do gradiente de pressão por unidade de massa.

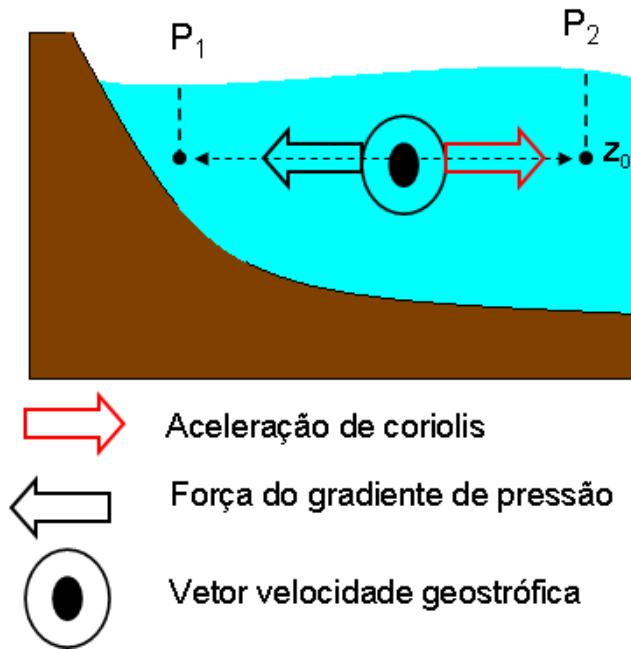


Figura 2.18 Desenho esquemático do sentido das forças que atuam no balanço geostrófico e da componente velocidade geostrófica. Exemplo aplicado para o Hemisfério Sul.

A importância do método dinâmico pode ser destacada por:

- Alto custo e complexidade técnica de medições diretas
- Necessidade de razoável distribuição espacial de medições.
- A maioria do conhecimento da circulação oceânica abaixo da superfície foi obtida com o uso desse método.

Aproximações não lineares como a aproximação quase-geostrófica também são bastante usadas, porém não serão abordadas no presente curso.

3.6 Aproximação de Ekman

Grande parte do conhecimento sobre a circulação oceânica superficial gerada pelo vento foi obtida a partir da aplicação dessa aproximação. Para

deduzi-la, partimos das componentes zonal e meridional das equações do movimento com os termos viscosos presentes.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \nabla P_x - v_t \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \nabla P_y - v_t \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right)$$

Ekman considerou as seguintes simplificações:

- $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = 0$ (escoamento permanente)
- $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ (escoamento uniforme)
- Oceano homogêneo ($\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$) e não há elevação da superfície livre do oceano ($\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0$)
- Oceano sem fronteiras e de profundidade infinita
- Coeficiente v_z constante

Aplicando as simplificações descritas às equações do movimento e ainda admitindo o equilíbrio hidrostático na vertical obtemos as equações de Ekman (abaixo):

$$fv_E + v_{tz} \left(\frac{\partial^2 u_E}{\partial z^2} \right) = 0$$

$$-fu_{zE} + v_{tz} \left(\frac{\partial^2 v_E}{\partial z^2} \right) = 0.$$

As soluções para as equações acima são:

$$u_E = \pm V_0 \cos \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{D_E} z \right) \exp \left(\frac{\pi}{D_E} z \right)$$

$$v_E = \pm V_0 \sin \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{D_E} z \right) \exp \left(\frac{\pi}{D_E} z \right)$$

Nas equações acima:

- V_0 - é a velocidade de Ekman de superfície $V_0 = V_0(\tau, \rho)$

- D_E – é a profundidade de Ekman $D_E = \pi \left(\frac{2v_z}{|f|} \right)^{\frac{1}{2}}$

Das soluções apresentadas acima, conclui-se que:

- Na superfície ($z=0$) as soluções são:

$$u = \pm V_0 \cos 45^\circ$$

$$v = \pm V_0 \sin 45^\circ$$

Indicando que a corrente de superfície gira no sentido anti-horário no Hemisfério Sul até atingir o sentido oposto da corrente de superfície em $z=D_E$. O Perfil vertical de velocidades toma a forma da conhecida (e já comentada na primeira parte do curso) Espiral de Ekman (Figura 2.19)

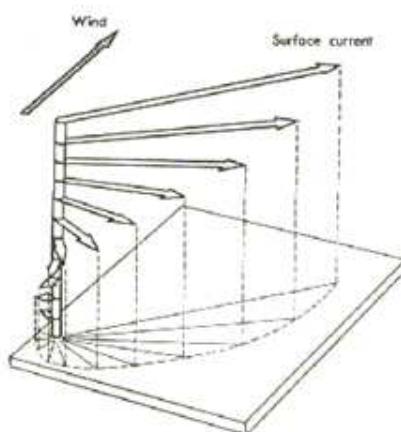


Figura 2.19 A Espiral de Ekman para o Hemisfério Norte.

4. Equações de Conservação de Calor e Sal nos oceanos

O sistema de equações governantes apresentado na seção 3.3.3 pode resolver a maioria dos movimentos encontrados nos oceanos. No entanto, como vimos na Parte I de nosso curso, as propriedades independentes da água do mar, como a salinidade e a temperatura, possuem significativa variabilidade temporal e espacial, o que consequentemente acarretará em efetiva variabilidade do campo de massa (densidade). Dessa forma, faz-se necessário a inclusão de equações que possam descrever a variabilidade

espaço-temporal da temperatura e da salinidade da água do mar. Tais equações, também conhecidas como equações de transporte advectivo-difusivo, são conhecidas em oceanografia física como as equações de conservação de calor e sal.

Essas equações são constituídas do seguinte balanço:

$$\boxed{\text{Variação Local}} + \boxed{\text{Variação Advectiva}} = \boxed{\text{Processos difusivos}} + \boxed{\text{Fontes e Sumidouros}}$$

Os dois primeiros termos são expressos matematicamente da mesma forma que nas equações do movimento, obviamente substituindo a velocidade pela salinidade (concentração de sais) e pela concentração de calor ($\rho.c_p.T$).

O produto dos termos $\rho.c_p \approx 1$ e, portanto, podem ser omitidos da fórmula final da equação de conservação de calor. Os termos de variação local e advectiva ficam:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + w \frac{\partial S}{\partial z}$$

4.1 Processos Difusivos

Os processos difusivos podem ser parametrizados com o uso da Lei de Fick para fluxos difusivos.

$$F_d = -D \frac{\partial c}{\partial n} \quad \text{onde: } c \text{ - é uma concentração}$$

n - é uma direção

D - é o coeficiente de difusão molecular

Através da equação acima, observa-se que o fluxo difusivo tem sentido contrário ao gradiente da concentração da propriedade.

Na natureza ocorrem os processos de difusão molecular e turbulenta, sendo o ultimo ordens de grandeza maior que o primeiro (Figura 2.20).

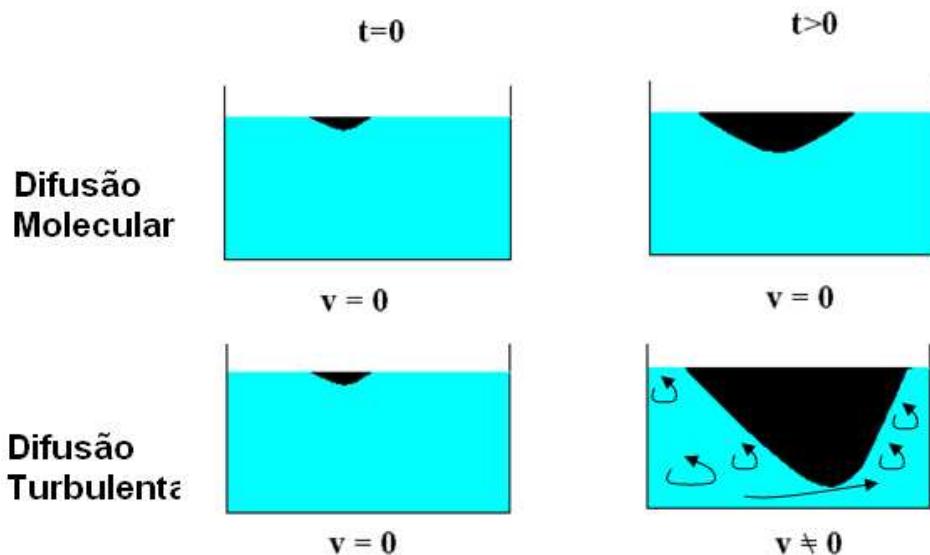


Figura 2.20 Desenho esquemático representando a diferença na difusão de uma propriedade submetida à difusão molecular e à difusão turbulenta. A difusão turbulenta é bem mais intensa que a difusão molecular.

Para parametrizarmos o fluxo difusivo turbulento de uma propriedade, deve-se adicionar, à parametrização anterior, o coeficiente de difusão turbulenta A :

$$A \gg D$$

$$A + D = k$$

$$F_T = -k \frac{\partial c}{\partial \eta} .$$

Aplicando a parametrização para fluxos difusivos turbulentos em um elemento cúbico de volume infinitesimal temos (Figura 2.21):

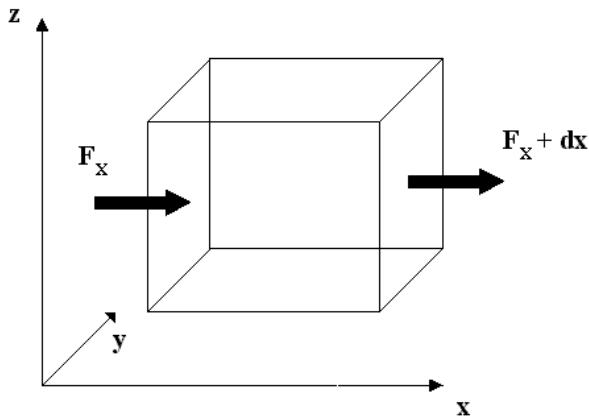


Figura 2.21 Fluxos difusivos aplicados a um elemento cúbico de volume infinitesimal.

Sabendo que a variação espacial do fluxo difusivo, na direção x, no interior do elemento de volume, é:

$$-\frac{\partial F_x}{\partial x} dx(dydz).$$

Pode-se expressar essa variação por unidade de volume:

$$-\frac{\partial F_x}{\partial x}.$$

Realizando o procedimento análogo para as demais direções no elemento de volume, obtemos a variação espacial total do fluxo difusivo turbulento:

$$-\left(\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}\right).$$

Sabe-se ainda que tanto o calor quanto o sal possuem comportamento significativamente anisotrópico com relação ao meio:

$$F_x = -k_x \frac{\partial c}{\partial x} \quad F_y = -k_y \frac{\partial c}{\partial y} \quad F_z = -k_z \frac{\partial c}{\partial z}.$$

4.2 Fontes e Sumidouros

As fontes mais importantes a serem consideradas para o balanço de Sal e Calor no oceano são: radiação solar, evaporação e precipitação. Os efeitos causados por esse termos são mais importantes nas camadas superficiais, uma vez que se tratam basicamente de fenômenos de interação oceano-atmosfera. Para estudos realizados abaixo da camada de mistura,

pode-se considerar a temperatura e a salinidade como propriedades conservativas.

Finalmente podemos escrever as equações completas de conservação de calor e sal no oceano:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = - \left[\left(k_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) + \left(k_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \left(k_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \right] + F$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + w \frac{\partial S}{\partial z} = - \left[\left(k_x \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} \right) + \left(k_y \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} \right) + \left(k_z \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \right) \right] + F.$$

Nas equações acima, o termo F representa os processos de fonte e sumidouro de calor e sal presentes no oceano.

As equações acima também são aplicáveis aos estudos do transporte devido à advecção e a difusão turbulenta para qualquer substância no meio oceânico que se comporte passivamente com relação ao escoamento. Essas equações (transporte advectivo – difusivo) também são usadas para a modelagem de dispersão de óleo no mar.

Finalmente podemos escrever o sistema completo de Equações governantes.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = - \frac{1}{\rho} \nabla P_x - v_t \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = - \frac{1}{\rho} \nabla P_y - v_t \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \nabla P_z - g - v_t \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right)$$

$$\rho = \rho(S, T, p)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = - \left[\left(k_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) + \left(k_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \left(k_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \right] + F$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + w \frac{\partial S}{\partial z} = - \left[\left(k_x \frac{\partial^2 S}{\partial x^2} \right) + \left(k_y \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} \right) + \left(k_z \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \right) \right] + F$$

5. Modelagem de Dispersão de Óleo

O comportamento do óleo no mar depende, essencialmente, dos fatores ambientais, que variam no espaço e no tempo, e das propriedades físico-químicas do óleo, que variam conforme os processos intempéricos vão ocorrendo. Os modelos de transporte utilizam basicamente estas informações para prever como tais processos, somados ao transporte advectivo-difusivo, irão influenciar a distribuição espaço-temporal da concentração do óleo derramado.

É importante ressaltar que, para a obtenção de bons resultados nas previsões com modelos computacionais, informações como a qualidade do óleo, quantidade (volume derramado), tempo de vazamento, e o conhecimento da região atingida do ponto de vista meteorológico e oceanográfico são fundamentais (Mehdi, 2005).

Nas últimas décadas, pesquisadores vêm estudando os processos de transporte e comportamento de manchas de óleo em corpos d'água com base nos métodos de trajetória e de balanço de massa, e vários modelos vêm sendo desenvolvidos (SHEN et al., 1987; COZOIL (REED & KNAUSS, 1988); OILMAP (HOWLETT et al., 1993, apud CHAO et al., 2001; ADIOS (LEHR et al., 2002); GULFSPILL (AL-RABEH et al., 2000); MOTHY (DANIEL, 1996); GNOME (GNOME, 2002); MOSM (TKALICH, 1999, apud TKALICH, 2003); NICOIL (LIMA et al., 2001); CHAO et al., 2001).

Alguns destes modelos encontrados na literatura baseiam-se na abordagem lagrangeana, e outros, na abordagem euleriana, para o estudo da trajetória do óleo no ambiente marinho. Segundo TKALICH et al. (2003), há uma tendência do método euleriano vir a ser cada vez mais utilizado neste tipo de modelagem, devido ao aumento da necessidade de se acoplar o transporte de poluentes e equações de decaimento de óleo com modelos hidrodinâmicos eulerianos. Segundo os autores, a utilização de técnicas similares para resolver a hidrodinâmica e o transporte tende a aumentar a acurácia dos resultados do estudo (Mehdi, 2005).

5.1 Processos físico-químicos que atuam na dispersão do óleo.

Com relação ao meio marinho, os principais processos físico-químicos e biológicos que podem ocorrer quando há um vazamento de óleo são:

- Advecção (1)
- Espalhamento (Spreading) (2)
- Evaporação (Volatilização) (3)
- Entranhamento (Entrainment) (4)
- Emulsificação (5)
- Dissolução (6)
- Biodegradação (7)
- Oxidação (8)
- Sedimentação (9)

A Figura 2.22 ilustra os processos envolvidos no intemperismo do óleo:

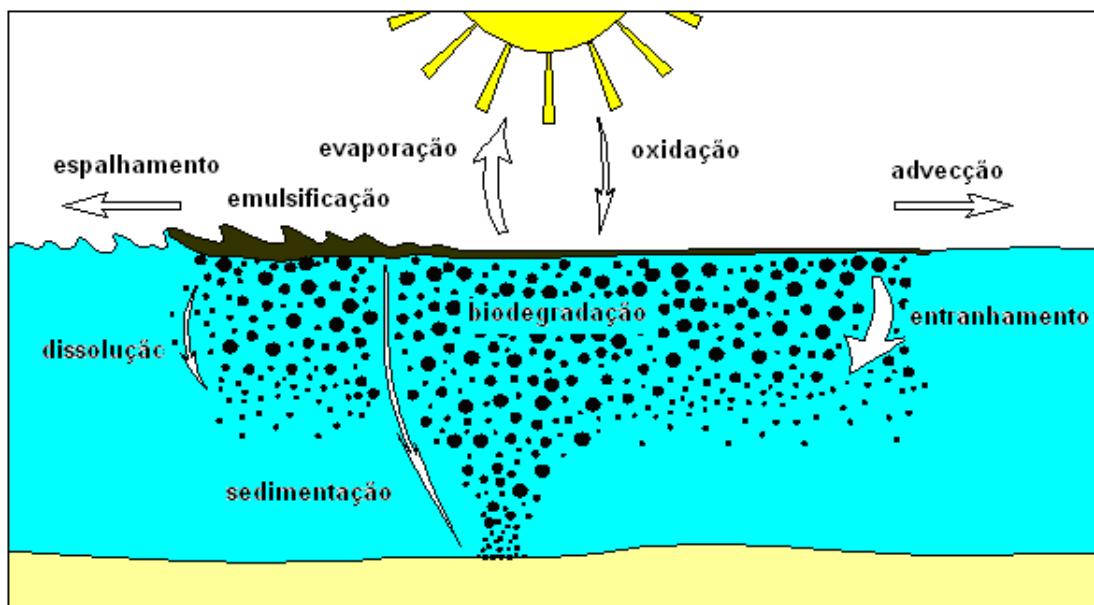


Figure 2.22 Processos envolvidos no comportamento do óleo no mar.

Estes processos podem ter início em minutos, horas, dias ou até meses (Figura 2.23). Considerando a escala de tempo de cada processo, podemos dividi-los em 2 classes:

- Curto prazo: espalhamento, evaporação, dispersão, dissolução e emulsificação.
- Longo prazo: biodegradação, oxidação e sedimentação.

Geralmente, o objetivo principal da modelagem de dispersão de óleo no mar é obter a trajetória da mancha na escala temporal de horas a dias, quando ocorrerão as operações emergenciais de contingência da mancha. Dessa forma, costuma-se descartar os processos de longo prazo. Os processos de curto prazo quase sempre considerados são: espalhamento, evaporação e entranhamento.

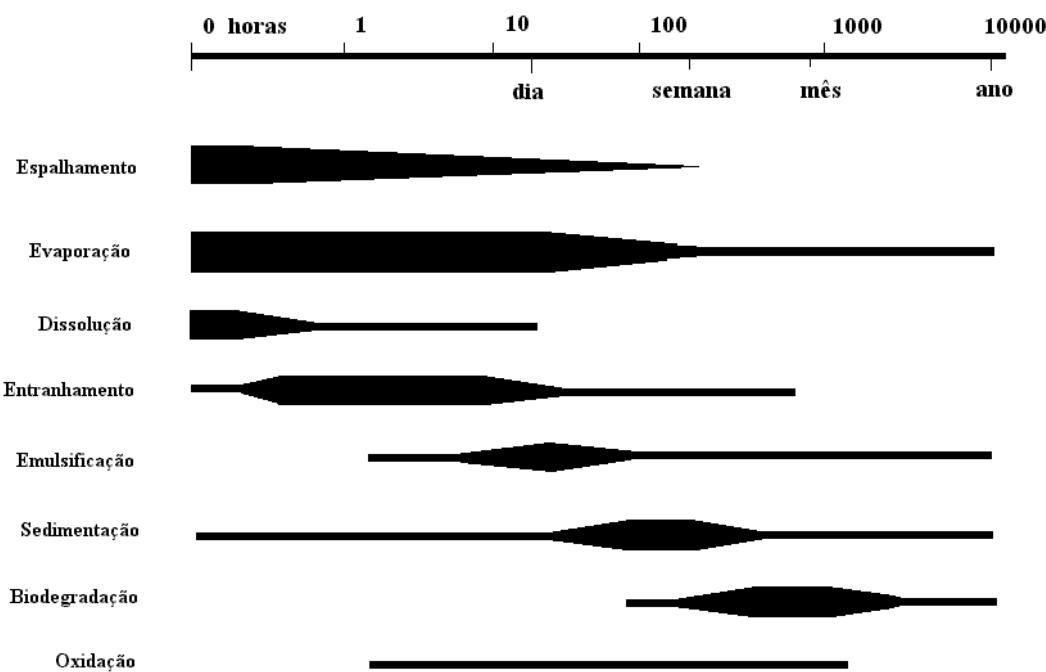


Figure 2.23 Escala de tempo de atuação de cada um dos processos físico – químicos descritos sobre o óleo.

5.1.1 Equação de Transporte Advectivo - Difusivo

Neste processo, a mancha de óleo movimenta-se como um todo, sem que a quantidade de óleo seja alterada, com a mesma velocidade das correntes superficiais. Na maior parte dos casos, modelos hidrodinâmicos são utilizados para determinar o campo de correntes que servirá como dado de

entrada para modelos de transporte (dispersão) de óleo. O campo de correntes obtido como resultado é a soma das influências de correntes, marés e vento. Com isto, a interação entre os vários fluxos atuantes é corretamente representada e as leis de conservação são estritamente obedecidas. É importante ressaltar que a grande maioria dos modelos de dispersão de óleo trata o mesmo como um constituinte passivo ao escoamento, eliminando quaisquer interações que esse poderia ter sobre o escoamento.

Para modelar matematicamente esses dois processos, é utilizada a já estudada equação de transporte advectivo – difusivo (eq.2. 32)

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = D_c \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) + \sum R_c \quad (2.32)$$

Na equação 2.32, C representa a concentração de óleo e $\sum R_c$ corresponde às reações de produção e consumo que podem envolver fenômenos químicos, biológicos e físicos. Se o contaminante for conservativo, $\sum R_c=0$, e, se for não conservativo, $\sum R_c \neq 0$. $\sum R_c$, na verdade, representa o somatório dos processos citados anteriormente e que serão detalhados a seguir.

5.1.2 Espalhamento

Neste processo, há a alteração da forma da mancha em função do efeito da energia potencial da massa de óleo, da viscosidade e de sua tensão superficial. A primeira fase do espalhamento dura apenas poucos minutos (com exceção para derrames de grande porte), enquanto que a terceira ocorre quando a mancha está dispersa ou dividida em manchas separadas. Por estes motivos, é comum considerar no modelo apenas a segunda fase, influenciada pela viscosidade e gravidade.

Um exemplo de parametrização desse processo é a definida por Fay (1969), modificada por Mackay et. al. (1980). A taxa de variação da área superficial da mancha espessa com o tempo é:

$$\frac{dA}{dt} = K_1 A_i^{1/3} \left(\frac{V_{mi}}{A_i} \right)^{4/3}$$

onde A = área(m^2); K_1 = constante dependente do óleo; V_m = volume de óleo (m^3); t = tempo(s). A área e volume iniciais são dados.

Embora a viscosidade influencie a taxa de espalhamento, muitos óleos tendem a se espalhar na superfície a uma mesma taxa, mesmo considerando diferentes viscosidades (Sebastião e Soares, 1995).

Além de ser incluído como um processo difusivo, o espalhamento determina a área da mancha, que influencia a taxa de evaporação e dispersão, processos também considerados no modelo.

As correntes e ventos modificam o formato da mancha, podendo haver manchas de quilômetros de extensão em seu comprimento, com apenas poucas centenas de metros de largura, sem, no entanto, modificar significativamente a área da mancha (Sebastião e Soares, op. cit.).

5.1.3 Evaporação

Caracteriza-se por ser, na maioria dos casos, o processo mais importante na diminuição da quantidade de óleo após um vazamento. Este mecanismo é influenciado por:

- composição do óleo;
- temperatura do ar;
- temperatura da água;
- área do vazamento;
- velocidade do vento;
- radiação solar;
- espessura da mancha de óleo.

Conforme o óleo vai evaporando, sua composição muda, afetando a densidade e a viscosidade. Os modelos de evaporação assumem que óleo está bem misturado, ou seja, sua composição está homogeneousmente distribuída.

Dois métodos são usados para computar a taxa de evaporação: pseudo-componente e o analítico.

A abordagem de pseudo-componente, onde o óleo é representado por uma série de constituintes diferenciados pelo ponto de ebulação, densidade e peso molecular, é baseada em Payne et al (1984, apud Reed, 1989).

Adota-se o coeficiente de transferência de massa por evaporação definido por Mackay e Matsugu (1973, apud Reed, op. cit.):

$$K2_i = 0.029 \cdot W \cdot 0.78 \cdot D_i - 0.11 \cdot SC - 0.67 \sqrt{\left(\frac{(Mw_i + 29)}{Mw_i} \right)}$$

Onde W = velocidade do vento (m/h); D = diâmetro da mancha (m); Mw = peso molecular dos componentes voláteis (g/mol).

Mw é a média dos pesos moleculares de todos os componentes voláteis, ponderada pelas frações de tais componentes no óleo restante. Outra maneira seria somar as perdas por evaporação relativas a cada componente volátil.

Segundo Mackay et al. (1980, apud Reed, op. cit.), usa-se o Número de Schmidt, SC , no valor de 2,7. O termo de peso molecular na equação acima é uma correção para a difusão no ar.

Para estimar a perda de óleo por evaporação utiliza-se a metodologia de Mackay & Matsugu (1973), onde se expressa a taxa de transferência de massa como (eq. 2.33):

$$\frac{dm}{dt} = \left(K2_i \cdot Pvp \cdot \frac{A_i}{RT} \right) f_i Mw_i \quad (2.33)$$

5.1.4 Entranhamento

O entranhamento na coluna d'água de substâncias que flutuam na superfície da água ocorre devido à troca de massa entre os dois fluidos diferentes, no caso a água e o óleo, gerando uma mistura.

Ao contrário da evaporação, assume-se que o “entrainment” na coluna d’água de substâncias que flutuam na superfície ocorre igualmente ao longo de todos os constituintes do óleo. A dissolução não é modelada explicitamente como um processo separado do “entrainment” de partículas de óleo dentro da coluna d’água. O entranhamento é ainda um processo pouco compreendido, e a sua descrição matemática está ainda em fase de desenvolvimento.

$$D = D_a D_b$$

$$D_a = 0,11 (1+W)^2$$

$$D_b = (1 + 50 \mu_i^{0.5} h_i \sigma)^{-1}$$

Onde D_a = fração do óleo superficial dispersa por hora; D_b = fração do óleo dispersado que não retorna à superfície.

Assim, a taxa de transferência de massa (por hora) como:

$$\frac{dm}{dt} = -mD$$

Assim, a taxa de transferência de massa (por hora) como:

$$dm/dt = - m D$$

onde μ = viscosidade dinâmica do óleo (cp); h = espessura da mancha (m); σ = tensão interfacial óleo/água (dina/cm). σ é dada.

5.1.4 Emulsificação

É o processo através do qual a água se incorpora ao óleo, formando uma emulsão de água em óleo. A emulsificação, ao contrário dos outros processos, que reduzem a quantidade de óleo na água, aumenta o volume da mistura, dificultando a retirada do óleo da água e fazendo aumentar a velocidade de outros processos como a oxidação e a biodegradação.

5.1.5 Dissolução

Processo que não remove quantidades significativas de óleo da superfície do mar devido à pouca solubilidade dos hidrocarbonetos em água,

iniciando-se com maior intensidade logo após o vazamento e prolongando-se à medida que os processos de biodegradação e oxidação passam a produzir elementos solúveis na água.

A dissolução é função principalmente da temperatura da água, da turbulência e da superfície de contato entre o óleo e a água.

5.1.6 Biodegradação

Praticamente todos os tipos de petróleo e derivados, sob condições favoráveis, sofrem algum grau de degradação biológica. No meio marinho, os principais responsáveis pela biodegradação são os microorganismos.

Devido à complexidade deste processo, que depende também da composição do óleo e das características do meio para a existência de organismos (oxigênio dissolvido e nutrientes principalmente), não é comum a inclusão deste mecanismo nas estimativas de perda de óleo.

5.1.7 Oxidação

Neste processo, as moléculas de hidrocarbonetos reagem com o oxigênio do ambiente formando outros compostos solúveis que irão se dissolver na água, ou ainda, outras substâncias mais resistentes à alterações.

A oxidação ocorre preferencialmente na superfície, sendo relativamente lenta, condicionada à quantidade de oxigênio que pode penetrar na película.

5.1.8 Sedimentação

Para que ocorra a sedimentação, é necessário que o peso específico do óleo (ou fração componente) seja maior que o da água do mar (aproximadamente 1025), o que não é comum para o petróleo. Entretanto, a adsorção de pequena quantidade de matéria em suspensão (sais, areia) é

suficiente para que se atinja um peso específico superior ao da água, ocorrendo a sedimentação.

5.1.9 Influência do vento no transporte

Observações de transporte de óleo no mar mostram que, na presença de vento, a mancha move-se mais rápido que a água imediatamente abaixo. A velocidade de transporte da mancha de óleo na superfície corresponde a $0,03W + V$, onde W é a velocidade do vento e V é a velocidade da corrente.

Parte III -Modelagem Numérica e Computacional

As equações definidas pela modelagem físico-matemática são, na maioria dos casos, complexas equações diferenciais cujas soluções analíticas não podem ser obtidas. A modelagem numérica visa a solucionar esta limitação. São adotadas técnicas que discretizam o espaço contínuo em um número finito de pontos, permitindo uma solução aproximada para o sistema de equações, a partir de condições iniciais e de contorno. O objetivo dos modelos numéricos é aproximar ao máximo sua resposta à solução exata do problema, adotando estratégias que minimizem o esforço computacional necessário.

Portanto, o resultado da modelagem numérica é a formulação de um problema de valor inicial, onde estados futuros hidrodinâmicos são obtidos a partir de um estado presente (condições iniciais), cuja reprodução deve estar a mais próxima possível da realidade, a fim de gerar simulações confiáveis. Fica a cargo da modelagem computacional resolver este problema de valor inicial.

1. Modelagem Numérica

Bjerknes (1904, apud Kalnay, 2003) foi o primeiro autor a reconhecer que o estado futuro da atmosfera poderia ser determinado a partir de condições iniciais e de contorno conhecidas, utilizando as equações do movimento de Newton, a equação de estado de Boyle-Charles-Dalton, equação da conservação da massa e a equação termodinâmica. A primeira proposta de solução para este problema de valor inicial foi feita por Richardson (1922), e baseava-se na integração numérica destas equações.

É importante lembrar que, na etapa numérica, já se deve ter em mente os principais resultados da modelagem conceptual e físico-matemática. A primeira define quais feições oceanográficas precisam ser resolvidas e suas respectivas forçantes e a segunda determina as equações que descrevem essas feições. Nesse sentido, é válida uma tentativa de resumir

didaticamente os resultados destas duas modelagens. A Tabela 3.I e as equações 3.1 a 3.7 apresentam, simplificadamente, resultados típicos das modelagens conceptual e físico-matemática, respectivamente.

Tabela 3.I: resumo das principais forçantes inseridas nos modelos e exemplos de algumas feições de interesse para diferentes escalas espaciais.

Escala Espacial	Forçantes	Feições
Rios	Vazões de entrada e saída	Escoamento fluvial
Estuário	Maré (principal), vazões e vento	Corrente de maré
Plataforma interna	Vento local (principal), maré	Ressurgência costeira, corrente de deriva
Plataforma externa e Talude	Gradiente de pressão e vento regional	Correntes de contorno, vórtices, meandros

Suponhamos que nosso interesse seja modelar a plataforma continental e o talude, por exemplo. Nesse caso, teríamos as seguintes equações governantes:

Equação da Continuidade

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

Equações de Conservação da Quantidade de Movimento

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} - fV = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial U}{\partial z} \right) + F_x \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} + fU = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial V}{\partial z} \right) + F_y \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \quad (3.4)$$

Equação de Conservação da Temperatura Potencial

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} + W \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_H \frac{\partial T}{\partial z} \right) + F_T \quad (3.5)$$

Equação de Conservação da Salinidade

$$\frac{\partial S}{\partial t} + U \frac{\partial S}{\partial x} + V \frac{\partial S}{\partial y} + W \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{M,H} \frac{\partial S}{\partial z} \right) + F_s \quad (3.6)$$

Equação de Estado

$$\rho = \rho(S, T, P) \quad (3.7)$$

onde:

- U, V, W : componentes do vetor velocidade
- f : parâmetro de Coriolis
- g : aceleração da gravidade
- T : temperatura potencial (ou *in situ*, para aplicações em águas rasas)
- S : Salinidade
- ρ : massa específica (po é uma massa específica de referência)
- $K_{M,H}$: coeficientes verticais de viscosidade/difusividade de Momento e calor/sal
- $F_{x,y,T,S}$: termos de viscosidade e difusão horizontais

A partir do sistema de equações governantes, a modelagem numérica irá convertê-las para um domínio discretizado, onde o sistema passa a ser resolvido apenas em pontos pré-definidos, determinados pela grade do modelo. As incógnitas do sistema são os valores de cada variável no passo de tempo seguinte, ou seja, a solução é o comportamento da variável no futuro.

1.1 - Problema de Valor Inicial

Conforme já visto, as equações governantes são uma série de complexas equações diferenciais, sem soluções analíticas para o espaço contínuo, na maioria dos casos. A conversão para o espaço discretizado é feita através de métodos numéricos. Os principais métodos numéricos são diferenças finitas, elementos finitos e volumes finitos.

O método de diferenças finitas é uma das técnicas para a diferenciação de uma função discreta, sendo largamente utilizado na

modelagem numérica, devido principalmente à sua simplicidade e ao baixo custo computacional. Devido a estas características, este método foi escolhido para um maior aprofundamento, necessário para o entendimento da modelagem numérica.

As fórmulas de diferenças finitas são obtidas através do desenvolvimento em série de Taylor. Para melhor compreensão da diferenciação realizada por este método, a Figura 3.1 esquematiza um determinado ponto da grade (i, j) e seus vizinhos.

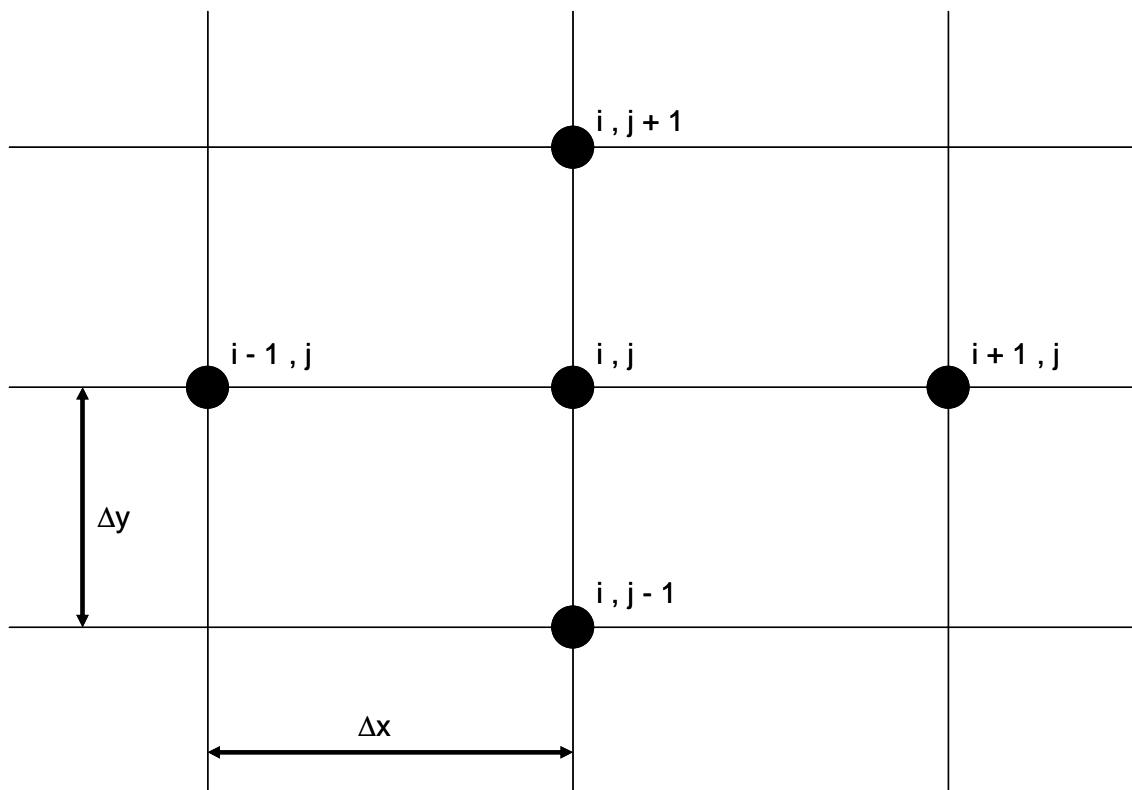


Figura 3.1: Determinado trecho de uma grade horizontal, cujo ponto em análise é (i, j) e as resoluções espaciais são Δx e Δy .

Considerando $\Phi(x,y)$ uma variável definida num conjunto de pontos (i, j) ao longo da grade, podemos estimar o valor de $\Phi(x \pm \Delta x, y)$ através da expansão em série de Taylor, tendo como definição:

$$\phi(x + \Delta x, y) = \phi(x, y) + \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{i,j} \Delta x + \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right|_{i,j} \frac{\Delta x^2}{2!} + \left. \frac{\partial^3 \phi}{\partial x^3} \right|_{i,j} \frac{\Delta x^3}{3!} + \dots \quad (3.8)$$

$$\phi(x - \Delta x, y) = \phi(x, y) - \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{i,j} \Delta x + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \Big|_{i,j} \frac{\Delta x^2}{2!} - \frac{\partial^3 \phi}{\partial x^3} \Big|_{i,j} \frac{\Delta x^3}{3!} + \dots \quad (3.9)$$

A diferenciação por diferenças finitas pode ser: progressiva, regressiva ou central. Se pretendemos obter no ponto (i, j) a primeira derivada através de diferenças progressivas, basta que isolemos o segundo termo à direita da igualdade, na equação 3.8. Se considerarmos a soma dos termos posteriores ao segundo como um erro de truncamento da ordem de Δx , teremos:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{i,j} = \frac{(\phi_{i+1,j} - \phi_{i,j})}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (3.10)$$

O mesmo raciocínio se aplica à diferenciação através de diferenças regressivas ou "UPWIND", baseando-se na equação 3.9:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{i,j} = \frac{(\phi_{i,j} - \phi_{i-1,j})}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (3.11)$$

Para obter uma fórmula de diferenças centrais, subtraí-se (3.8) de (3.9), considerando um termo a mais:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{i,j} = \frac{(\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j})}{2\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (3.12)$$

Nota-se que diferenças progressivas ou regressivas são aproximações de 1^a ordem, enquanto nas diferenças centrais, o truncamento ocorre em 2^a ordem, resultando num erro menor. Daí as diferenças centrais serem mais utilizadas.

A aproximação da segunda derivada é obtida a partir da soma das equações 3.8 e 3.9, e também apresenta um truncamento de 2^a ordem:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \Big|_{i,j} = \frac{(\phi_{i+1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i-1,j})}{\Delta x^2} + O(\Delta x^2) \quad (3.13)$$

Estas equações definem derivadas no espaço (na direção x, especificamente), mas a mesma estratégia pode ser aplicada para derivadas

no tempo (por convenção, (i, j) são índices referentes à localização no espaço, enquanto n se refere ao tempo):

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_n = \frac{(\phi^{n+1} - \phi^n)}{\Delta t} + O(\Delta t) \quad (1^{\text{a}} \text{ derivada: diferenças progressivas, p. ex.}) \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \Big|_n = \frac{(\phi^{n+1} - 2\phi^n + \phi^{n-1})}{\Delta t^2} + O(\Delta t^2) \quad (2^{\text{a}} \text{ derivada}) \quad (3.15)$$

Conhecidas as equações básicas de diferenças finitas, podemos converter para a forma numérica, como exemplo, uma simplificada equação de conservação da quantidade de movimento na direção x:

Equação governante:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} = F, \text{ onde } F \text{ simboliza o conjunto de forças atuantes.} \quad (3.16)$$

Desenvolvimento da forma numérica:

$$\begin{aligned} \frac{U_{i,j}^{n+1} - U_{i,j}^n}{\Delta t} + U_{i,j}^n \frac{U_{i+1,j}^n - U_{i-1,j}^n}{2\Delta x} &= F \\ \frac{U_{i,j}^{n+1} - U_{i,j}^n}{\Delta t} &= \left(F - U_{i,j}^n \frac{U_{i+1,j}^n - U_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \right) \\ U_{i,j}^{n+1} &= U_{i,j}^n + \Delta t \left(F - U_{i,j}^n \frac{U_{i+1,j}^n - U_{i-1,j}^n}{2\Delta x} \right) \end{aligned} \quad (3.17)$$

A equação 3.17 define um problema de valor inicial, ou seja, sabendo-se o comportamento da variável U no instante n, é possível estimar seu valor no futuro n+1. Percebe-se, ainda, que não basta saber o valor presente no ponto em análise (i, j), mas é necessário também conhecer o valor presente dos pontos vizinhos. Em resumo, o prognóstico de U em toda a grade só é possível caso saibamos o seu valor no instante inicial e nos limites da grade. Estes dados de entrada são conhecidos como condições iniciais e condições de contorno, respectivamente:

- Condições Iniciais – são basicamente os valores das variáveis prognósticas do problema no instante inicial (de integração das equações).

- Condições de Contorno – são as funções ou os valores que determinam as variáveis prognósticas nos contornos espaciais da região de interesse (domínio de integração).

Na prática, podemos inicializar os modelos hidrodinâmicos baseados nas equações primitivas (que utilizam as formas primitivas das equações do movimento) apenas com o campo de massa (temperatura e salinidade), mas, nesse caso, há a necessidade de uma integração maior no tempo, para que o campo de correntes se ajuste e a energia cinética do modelo se estabilize. Uma estratégia para minimizar este tempo (conhecido como *spin-up*) é inicializar o modelo com ambos os campos e realizar o balanço entre os dois mantendo-se temperatura e salinidade constantes e calculando-se apenas as componentes da corrente. Após o balanceamento, o campo de massa passa também a ser integrado no tempo. O balanceamento entre os campos de massa e momentum da condição inicial é essencial para se evitar a propagação de oscilações espúrias.

As condições de contorno são extremamente importantes, pois incluem as forçantes externas, sendo responsáveis, portanto, por ‘darem rumo’ ao modelo. Têm influência tão determinante nos resultados e na estabilidade do modelo que são alvo de profundos estudos, que muitas vezes resultam em complexas equações, sendo um tópico a parte na modelagem.

Assim, vento, maré, corrente baroclinica e barotrópica, rios, radiação, evaporação, precipitação etc. são definidos nos contornos. Nos contornos laterais abertos (onde o limite não é definido pela costa), inserem-se as componentes de corrente, temperatura, salinidade, elevação da superfície do mar e eventuais vazões de rio; enquanto no contorno superficial, inserem-se os dados de vento, balanço de radiação e de evaporação e precipitação. Na prática, não é necessário incluir todos estes parâmetros, mas somente aqueles que terão influência significativa nos fenômenos de interesse (como vimos, a definição das feições e forçantes de interesse é parte da modelagem conceptual). Deve-se ressaltar que, ao contrário das condições iniciais, as condições de contorno têm que estar definidas em todos os passos de tempo do modelo.

As condições iniciais e de contorno podem ser obtidas a partir de: (1) medições realizadas na área de interesse; (2) bases internacionais de dados

climatológicos; ou (3) resultados anteriores de modelos hidrodinâmicos. Na prática, as opções (2) e (3) são as mais adotadas, devido às dificuldades e ao custo de se obterem dados ao longo de todo o domínio de interesse. Como raramente os dados das condições iniciais são referentes aos pontos de grade do seu modelo, há necessidade de se fazer interpolações horizontais e verticais ou aplicar complexos algoritmos de análise objetiva para definir os valores das condições iniciais e contorno exatamente nos pontos de grade.

1.2 - Geração da grade

A grade do modelo é o conjunto de pontos no interior do domínio onde haverá solução do sistema de equações numéricas. O sucesso da modelagem está diretamente relacionado a uma boa definição da grade e isso requer uma análise criteriosa da resolução espacial ideal.

A resolução espacial (Δx) é a escala de discretização numa dada dimensão (horizontal ou vertical), definida pela distância entre pontos adjacentes da grade. Na prática, ela determinará as escalas resolvíveis, ou seja, quais fenômenos podem ser recriados pelo modelo. Para o fenômeno ser bem resolvido, ele deve ser pelo menos 8 vezes maior que a escala de discretização. A definição da resolução espacial é, portanto, crucial no sucesso da modelagem.

Teoricamente, as escalas não resolvíveis são todas as escalas menores que o dobro da escala de discretização no espaço e tempo. Na prática, feições menores que 4 vezes a escala de discretização terão um sinal pouco definido no modelo. Feições subgrade, isto é, com dimensões inferiores à resolução espacial serão filtradas pelo modelo e seu sinal desaparece.

Por que, então, não definir uma resolução espacial com dimensões mínimas, para que todos os fenômenos sejam incluídos? Porque isto requereria um esforço computacional imenso, inviabilizando a operacionalização do modelo. Conforme veremos, as resoluções espacial e temporal estão vinculadas, ou seja, se refinarmos uma, o mesmo terá que ser feito à outra. Como resultado, além de resolver as equações em um número

maior de pontos, isto teria que ser feito para um número maior de passos de tempo.

Daí a importância da análise de escalas, tanto espacial quanto temporal. Por exemplo, se queremos estudar os vórtices da Corrente do Brasil, com dimensões superiores à 50 km, convém definir uma grade com resolução espacial horizontal mínima em torno de 6 km. Na vertical, deveríamos nos preocupar com uma boa resolução da camada superficial, onde atua o vento, e com o cisalhamento entre a CB, na superfície, e a Corrente de Contorno Intermediária, que flui, abaixo, no sentido oposto, requerendo, no mínimo, quinze pontos. Esta configuração provavelmente geraria uma grade com uma ordem de 500.000 pontos, o que, dependendo da estrutura computacional disponível, pode ser um limitante. A mesma análise de escalas deve ser feita para o tempo. No entanto, alguns requisitos para a estabilidade do modelo fazem com que a resolução espacial seja determinante, em relação à temporal. Esta grade de 6 km, por exemplo, requer um passo de tempo de poucos segundos para manter o modelo estável, ou seja, feições com períodos de minutos já seriam temporalmente resolvidas. Como as principais feições de interesse, tais como passagem de um sistema frontal atmosférico, maré, período de um meandro, formação de um vórtice etc., têm escalas de tempo superiores, a resolução temporal, na maioria dos casos, é definida a partir da resolução espacial, utilizando condições de estabilidade.

Na prática, o desenho da grade necessariamente exclui alguns fenômenos físicos. Entretanto, na análise dos resultados, espera-se que o especialista saiba quais fenômenos estão atuando para gerar o valor exportado pelo modelo. Caso sejam significativos para o estudo, estes termos subgrade terão que ser parametrizados ou resolvidos por outro modelo, que pode estar acoplado, mas utilizando estratégia computacional distinta (sem limitação da resolução). As parametrizações geralmente são funções de variáveis resolvíveis, calibradas por algum coeficiente. Sua eficácia depende, portanto, de um processo empírico. Fenômenos tipicamente parametrizados nos modelos hidrodinâmicos são a turbulência e a difusão de calor e sal.

Além da resolução, a definição da grade deve considerar a batimetria, a linha de costa, o tipo de coordenada vertical e a estabilidade do modelo.

Como resultado, há diferentes tipos de grade: regular, curvilínea, não estruturada, rotacionada etc.. A Figura 3.2 apresenta exemplos de grade. Alguns modelos têm grades distintas para diferentes variáveis, como as grades de Arakawa (Figura 3.3), isto significa que temperatura e salinidade são calculadas numa grade e corrente em outra, por exemplo.

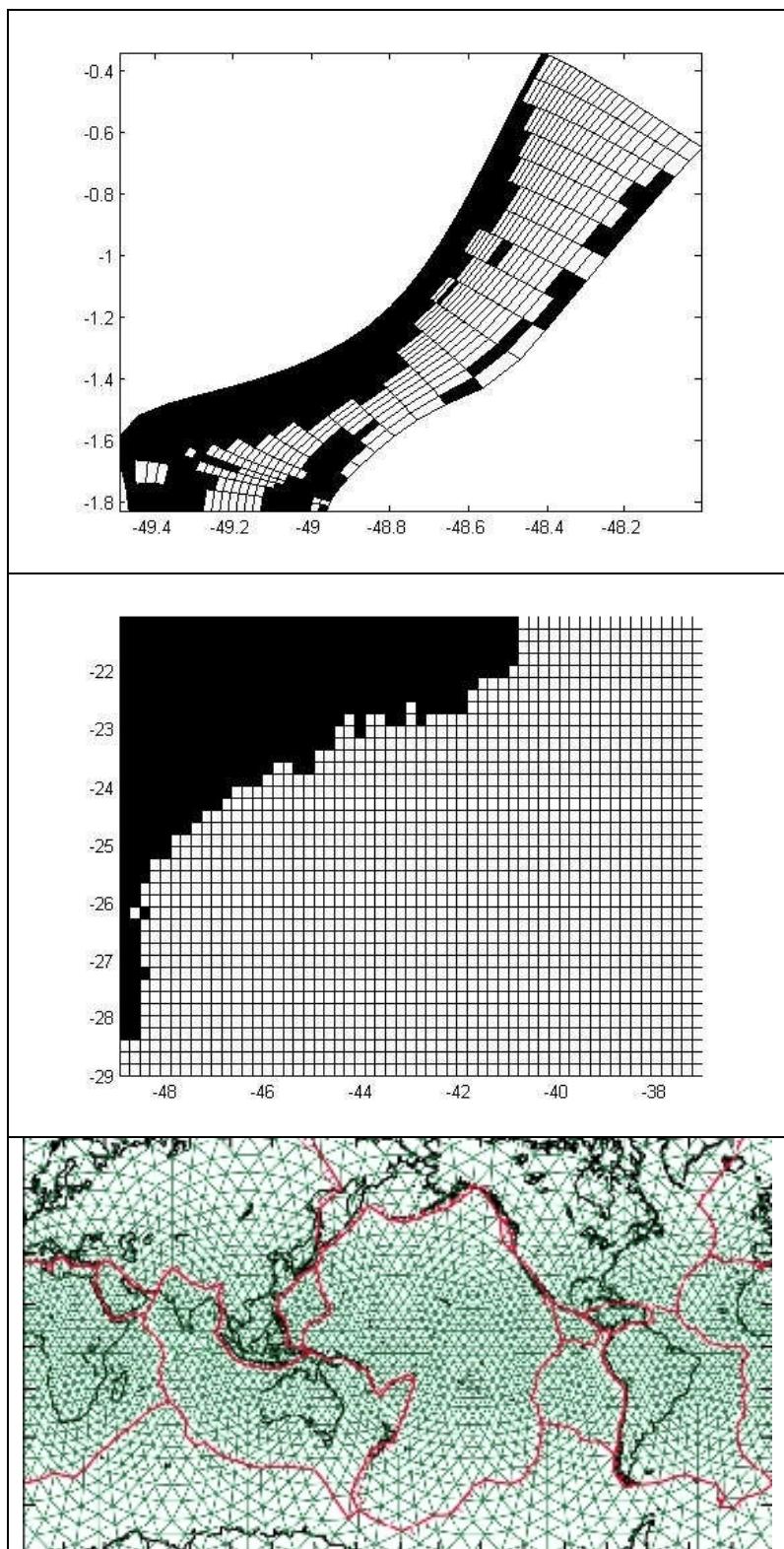


Figura 3.2: exemplos de grade: curvilinear, irregular, rotacionada para um rio (acima); regular para a Bacia de Santos (meio); não estruturada global (abaixo).

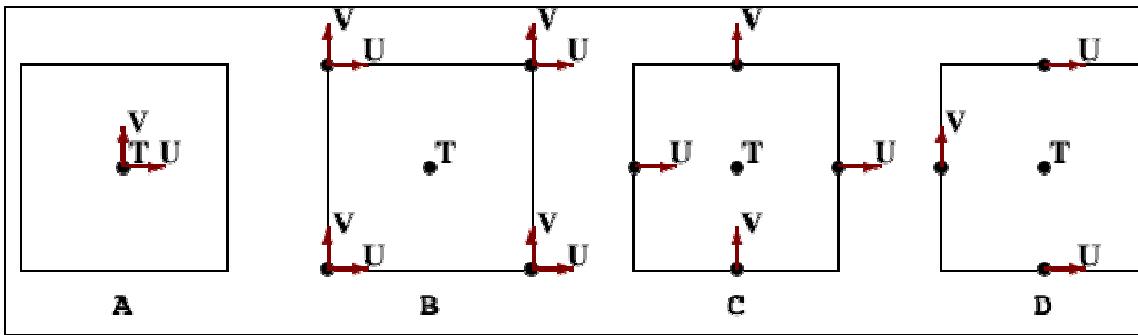


Figura 3.3: Tipos de grade de Arakawa

É válido um pequeno comentário sobre a estabilidade do modelo. Algumas configurações de grade podem gerar, ao longo da integração no tempo, resultados incorretos que crescem exponencialmente, produzindo valores com ordens de grandeza dezenas de vezes maior do que as observadas na natureza. Quando isto ocorre, dizemos que o modelo se tornou instável numericamente ou divergente. A condição mais famosa de estabilidade é a de Courant-Friedrichs-Levy (CFL).

A CFL é uma condição, quase sempre imposta à resolução temporal, para a convergência durante a solução numérica das equações diferenciais. Para o caso unidimensional, a CFL é dada por:

$$\frac{c\Delta t}{\Delta x} < K, \text{ onde } c \text{ é a celeridade máxima entre as feições resolvíveis e}$$

K é uma constante que depende da equação a ser resolvida. Na prática, esta condição tenta fazer com que o passo de tempo do modelo seja menor que o tempo que a menor feição espacialmente resolvível leva para se propagar entre pontos de grade adjacentes.

Após a definição destes conceitos da modelagem numérica, é oportuno resumir os principais parâmetros que devem ser configurados antes do início da modelagem hidrodinâmica computacional:

- Definição do domínio
- Tipo de grade
- Resolução espacial (horizontal e vertical)
- Resolução temporal
- Batimetria / Linha de costa (máscara para o continente)
- Condições iniciais (variável, fonte e interpolação)

- Condições de contorno (tipo, fonte e interpolação espacial e temporal)
- Coeficientes de viscosidade e difusão

2. Modelagem Computacional

A modelagem computacional consiste em transcrever para uma linguagem de programação computacional e resolver o problema de valor inicial gerado pela modelagem numérica.

2.1 - *Tipos de Modelo*

É extremamente difícil construir um modelo hidrodinâmico universal capaz de simular perfeitamente os movimentos da água do mar em diferentes escalas de tempo e espaço e em todas as bacias oceânicas. Esta dificuldade está associada tanto à capacidade de processamento computacional, quanto à imprecisão na descrição de alguns processos físicos, como a turbulência, por exemplo. Deve-se considerar ainda que apenas recentemente os dados de modelo passaram a ser extensivamente testados com observações de campo.

Assim, ao longo das últimas décadas foram sendo desenvolvidas diferentes classes de modelos, considerando simplificações físicas e/ou matemáticas, escalas, coordenadas e técnicas numéricas distintas, de acordo com o objetivo da aplicação. Alguns modelos focam apenas nas camadas limites, outros se aplicam apenas a regiões semi-abertas, ou somente para a meso-escala, ou mesmo toda a bacia oceânica etc.. Computacionalmente, os modelos mais recentes já vêm sendo desenvolvidos para processamento paralelo, otimizando seu desempenho.

Há 4 critérios que mercem destaque na classificação dos modelos: (1) geográfico, relacionado à abrangência do domínio; (2) tipo de superfície, que pode ser livre ou rígida (para evitar a limitação no passo de tempo imposto por ondas rápidas); (3) coordenada vertical; que pode ser em Z, sigma,

isopicnal ou uma combinação entre elas; e (4) Variação da densidade, havendo modelos barotrópicos e baroclínicos.

De uma forma geral, os modelos hidrodinâmicos atuais derivaram do modelo pioneiro de Bryan e Cox (1968), construído em coordenada Z, na vertical. A partir daí, os modelos começaram a se diferenciar principalmente na escolha da coordenada vertical. De acordo com Griffies *et al.* (2000), tal escolha é o aspecto mais importante no desenho de um modelo oceânico. Vários aspectos de representação e parametrização são diretamente ligados à coordenada vertical utilizada (Meincke *et al.*, 2001).

Atualmente, há três tipos de sistemas de coordenadas verticais: cartesiano (coordenada Z), isopicnal (coordenada ρ) e sigma (coordenada σ). Cada um deles tem vantagens e limitações comparativas e seu uso dependerá da aplicação do modelo. Há também modelos com coordenadas híbridas, combinando 2 e até 3 destes sistemas. A Figura 3.4 mostra uma representação gráfica desses 3 tipos de coordenada vertical.

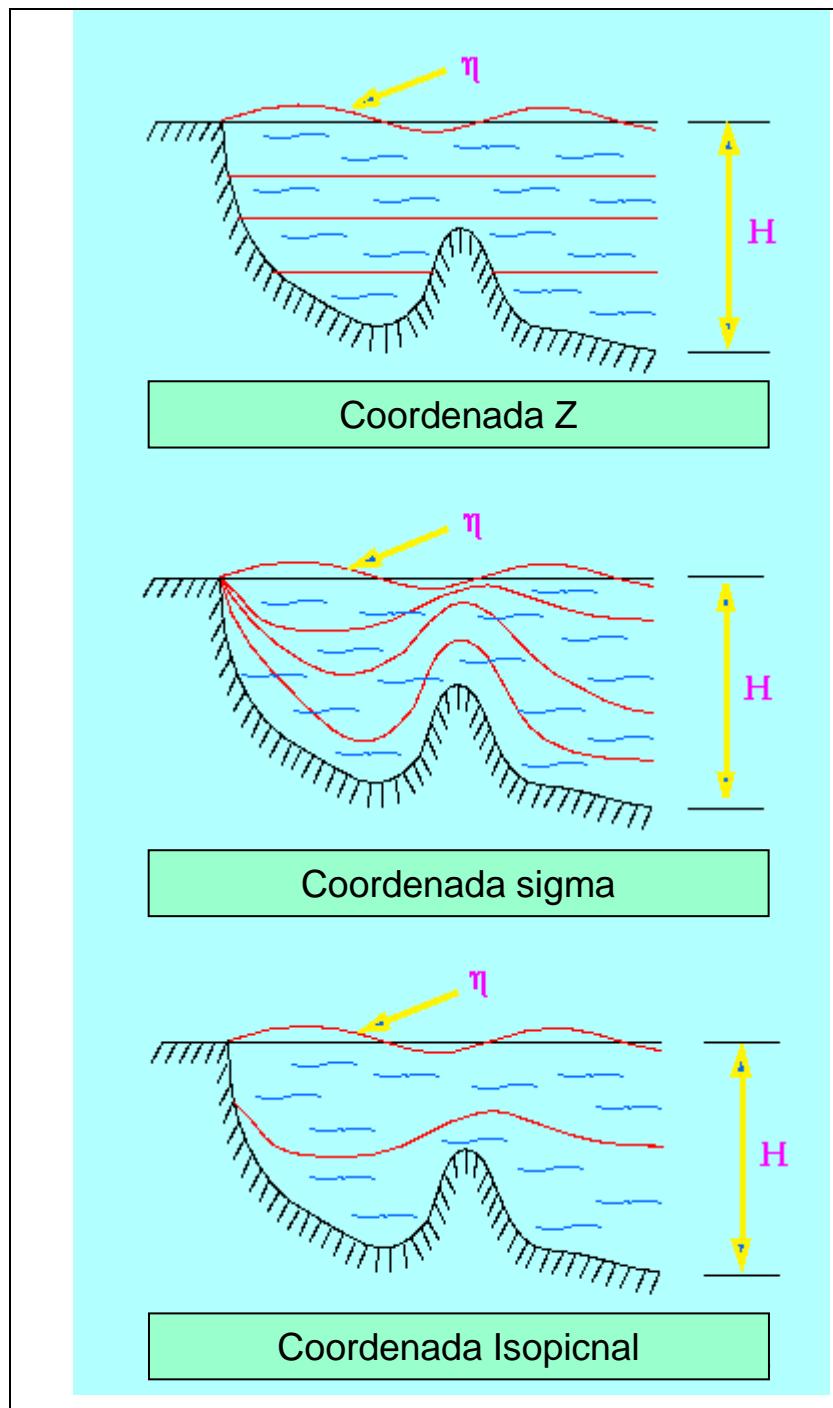


Figura 3.4: representação gráfica dos diferentes tipos de coordenada vertical.

Os modelos de coordenada z têm como vantagens a simplicidade da discretização numérica, fácil representação do gradiente de pressão horizontal nos casos de aproximação de Boussinesq, representação acurada da equação de estado da água do mar, boa representação dos processos diabáticos. Como desvantagens: dificuldade na representação da camada limite de fundo e da topografia. Os modelos mais conhecidos que utilizam

este tipo de coordenada são o MOM (Modular Ocean Model) e o OCCAM (Ocean Circulation and Climate Advanced Modeling) (Griffies *et al.*, 2000).

Nos modelos de coordenada ρ , a massa específica potencial é referenciada a uma dada pressão, buscando-se acompanhar as linhas isopicnais. É adequado, portanto, para representar regiões estratificadas. O gradiente de pressão horizontal é facilmente representado para fluidos adiabáticos. Sua principal desvantagem é na representação da camada de mistura e da camada limite de fundo, por serem regiões, na maioria dos casos, com pequena estratificação. O principal modelo desta categoria é o MICOM (Miami Isopycnic Coordinate Ocean Model) (Fragoso, 2004).

Os modelos de coordenada sigma (σ) são adequados para regiões com topografia variável, permitindo uma boa representação da camada limite de fundo. Têm habilidade também para resolver processos termohalinos e sistemas estratificados (Wang, 2001). O Princeton Ocean Model (POM) é um modelo desta classe e, como é o principal modelo utilizado pelo NUMA, será detalhado num tópico específico.

Para se beneficiar das vantagens de cada classe, foram desenvolvidos modelos com coordenadas híbridas. O mais conhecido deles é o HYCOM (Hybrid Coordinate Ocean Model), que combina os três tipos de coordenadas (Fragoso, 2004).

2.2 - Princeton Ocean Model

O POM é um modelo numérico hidrodinâmico tridimensional, não-linear, de equações primitivas, com superfície livre, projetado para simular correntes oceânicas e costeiras, sendo capaz de resolver apropriadamente os processos altamente dependentes do tempo e não-lineares da dinâmica de vórtices. O modelo integra as equações governantes pelo método de diferenças finitas, utilizando coordenadas sigma na vertical (Blumberg e Mellor, 1987).

A coordenada *sigma* substitui a coordenada cartesiana z usualmente utilizada na direção vertical. *Sigma* é definida como uma porcentagem da coluna d'água, variando entre 0, na superfície, e -1 no fundo. A Figura 3.5

mostra a divisão vertical em camadas sigma e a relação entre as coordenadas z e σ , sendo η a elevação da superfície; D , a profundidade local e H , a profundidade média local.

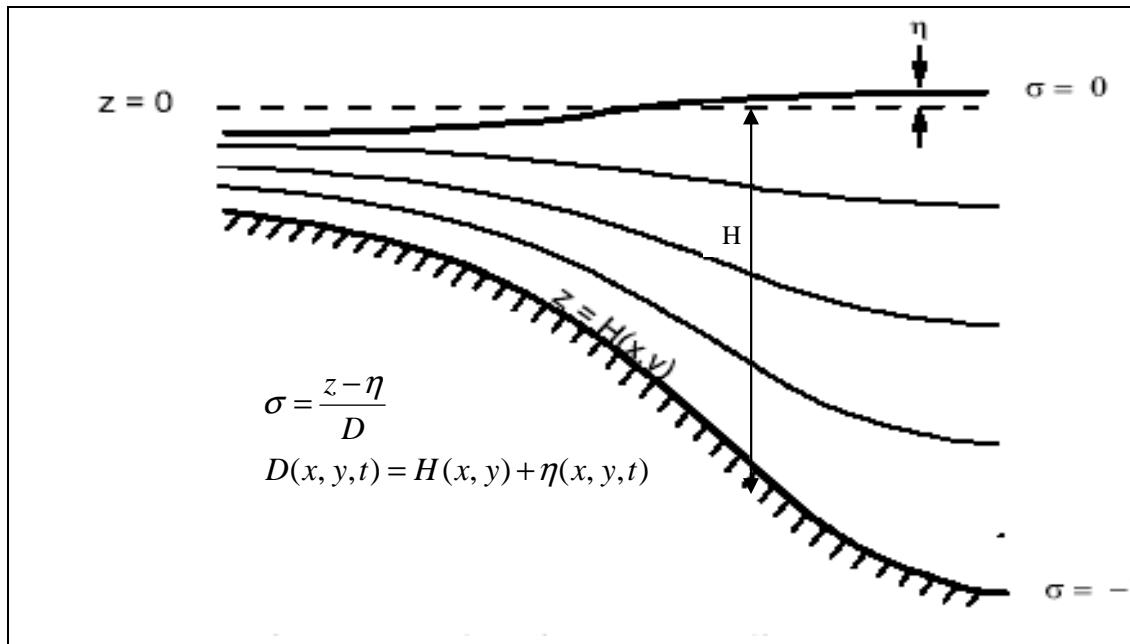


Figura 3.5: Divisão vertical em camadas sigma. Fonte: Mellor, 2004.

Assim, são definidas camadas cujas espessuras dependem da profundidade local, sendo que o mesmo número de camadas é utilizado em todos os pontos do domínio. Logo, áreas rasas são representadas por camadas mais finas, enquanto que camadas mais espessas aparecem nas regiões mais profundas.

O maior benefício de modelos de coordenadas sigma é referente à representação suave da topografia e à habilidade em simular as interações entre o fluxo e a batimetria (Ezer et al., 2002). Essa característica permite boa reprodução da hidrodinâmica de áreas com grande variação topográfica, como a região de quebra de plataforma e talude. No entanto, caso os gradientes batimétricos sejam excessivamente altos, os modelos de coordenadas sigma geram um gradiente de pressão espúrio, produzindo velocidades numéricas no modelo.

As equações utilizadas pelo modelo são a equação da continuidade (equação da conservação da massa para fluídios incompressíveis), as equações primitivas do movimento (uma para cada direção), as equações

para conservação de salinidade e temperatura potencial e a equação de estado da água do mar, totalizando sete equações e sete incógnitas. Esse conjunto de equações é resolvido utilizando-se uma diferenciação centrada no tempo e no espaço. Suas variáveis prognósticas são a elevação da superfície livre (η), as três componentes da velocidade (U , V e W), a temperatura potencial (T), a salinidade (S) e a massa específica (ρ).

O esquema de diferenciação aplicado utiliza grade C de Arakawa, e é construído na linguagem de programação Fortran 77. As equações discretizadas têm acurácia de segunda ordem no tempo e no espaço, e conservam energia, temperatura, salinidade, massa e momento (Blumberg e Mellor, 1987).

Com relação às forçantes, o modelo pode ser implementado para considerar os efeitos da tensão de cisalhamento do vento, dos gradientes de pressão atmosféricos, dos fluxos de calor (calor sensível, calor latente, radiação de onda longa e componentes da radiação solar líquida), fluxos de salinidade (precipitação menos evaporação), descargas estuarinas, forçantes astronômicas (maré) e outras (Rezende, 2003).

O POM permite simulações bi e tridimensionais, fazendo uso da técnica de separação de modos (*mode splitting*), na qual as equações do movimento são separadas em modo externo (ou barotrópico) e modo interno (ou baroclínico). Esta técnica permite que sejam utilizados intervalos de tempo diferentes na integração do modelo. O intervalo de tempo para o modo interno (computacionalmente mais pesado) pode ser bem maior do que a do modo externo, já que a velocidade da onda interna é bem menor do que a externa (Fragoso, 2004). Assim, obtém-se uma economia significativa de tempo de processamento ao mesmo tempo em que não compromete a estabilidade do modelo, satisfazendo a condição de CFL para o passo de tempo do modo externo.

O POM vem sendo utilizado em diferentes escalas espaço-temporais, envolvendo desde hidrodinâmica de ambientes lagunares, até hidrodinâmica de bacias oceânicas inteiras. Ezer e Mellor (1994), por exemplo, investigaram a circulação e as alturas da superfície do mar de todo o Oceano Atlântico Norte, sendo o primeiro trabalho utilizando o POM para regiões de oceano

aberto. Monterey *et al.* (1999) aplicaram o modelo para estudar a variabilidade da circulação do Oceano Pacífico Norte desde a escala sazonal até a interdecadal. As Figuras 3.6, 3.7 e 3.8 apresentam alguns resultados de modelagens realizadas no NUMA para diferentes áreas e considerando combinações diferentes de forçantes.

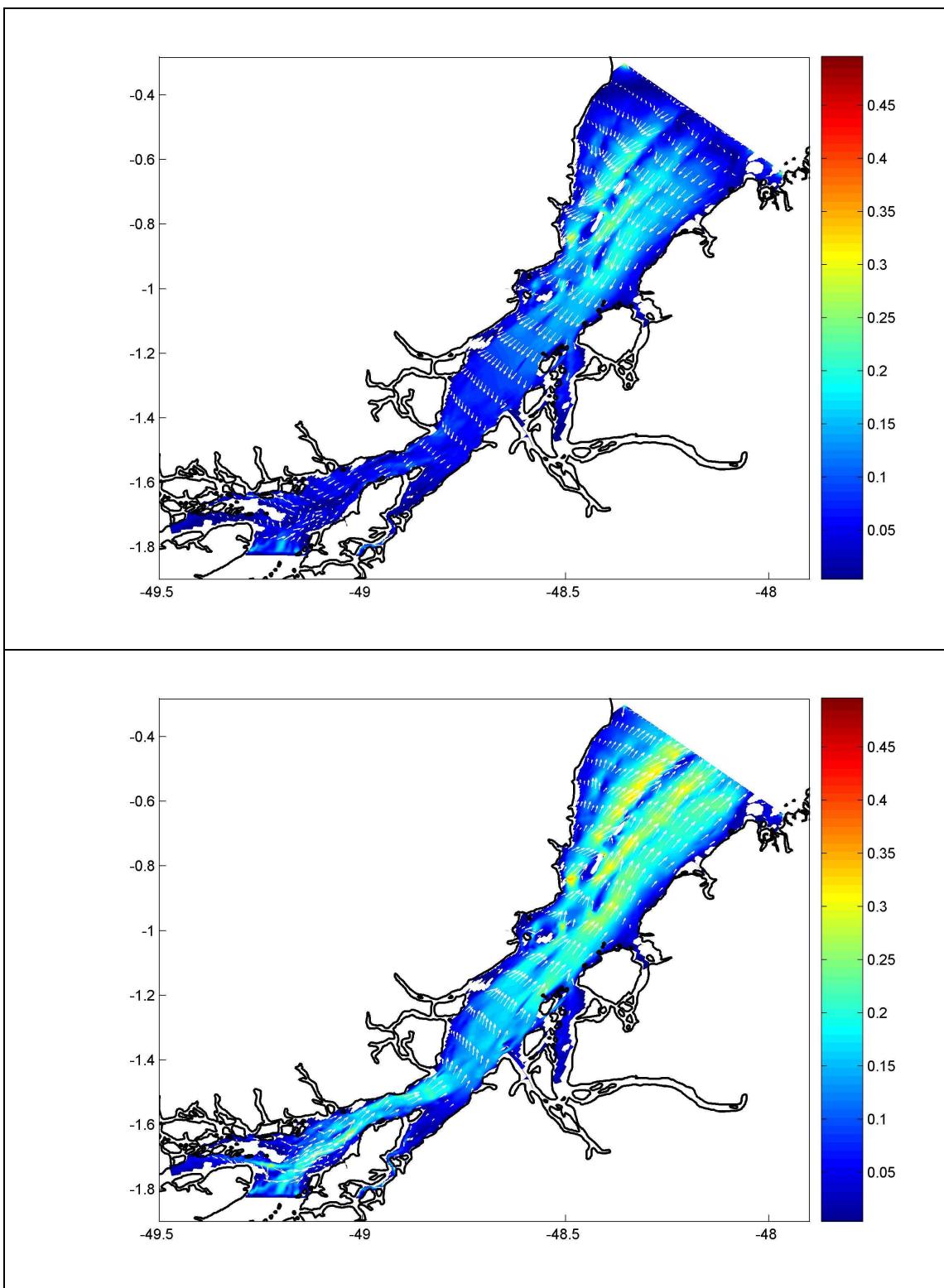


Figura 3.6: Campos de corrente no Rio Pará em dois momentos da maré: enchente (acima) e vazante (abaixo). Forçantes consideradas: vento e maré. As cores indicam magnitude e os vetores, a direção da corrente.

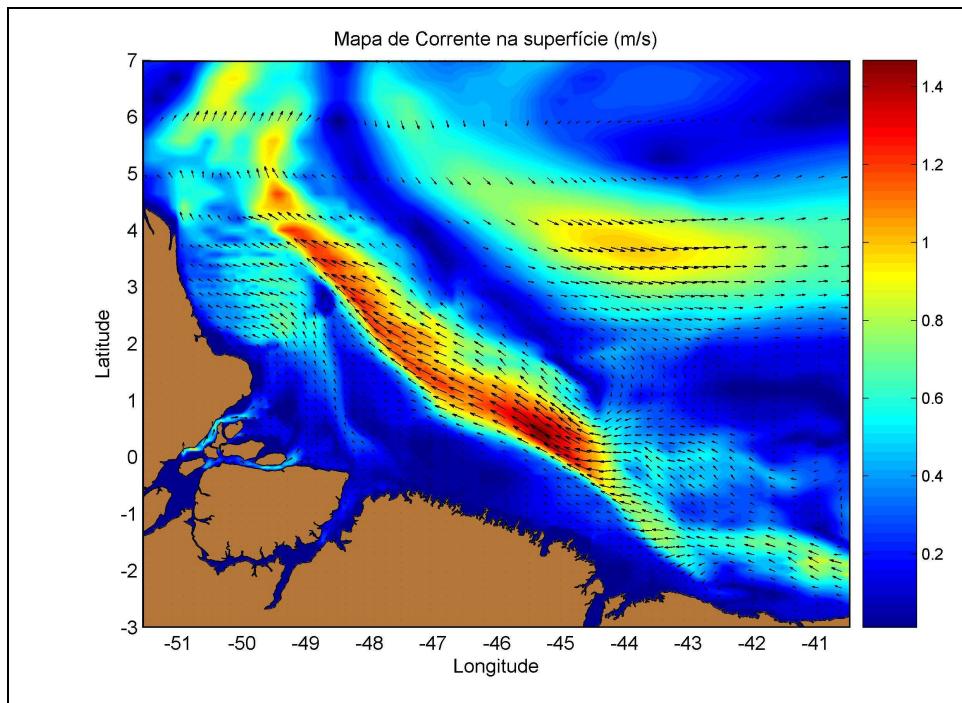


Figura 3.7: Campo superficial de corrente no litoral norte do Brasil. A principal feição de interesse, a Corrente Norte do Brasil, foi bem representada. Forçantes consideradas: gradiente de pressão baroclinico e barotrópico, maré, vento e vazão do Rio Amazonas.

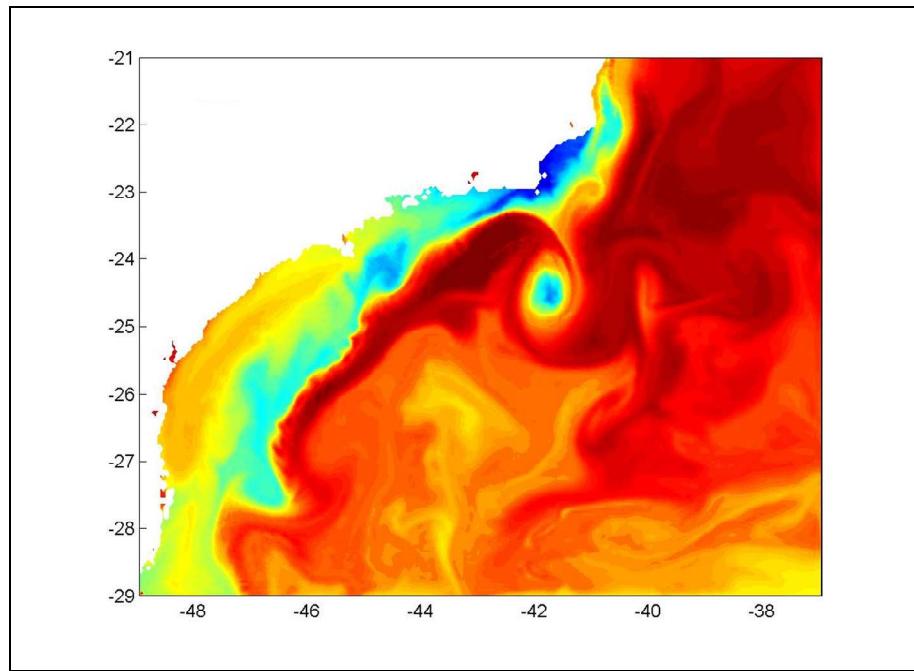


Figura 3.8: Campo superficial de temperatura na bacia de Santos. As principais feições de interesse, Corrente do Brasil, seus vórtices e meandros, e as ressurgências costeiras, foram representadas. Forçantes consideradas: gradiente de pressão baroclinico e barotrópico e vento.

2.3 - Validação e Assimilação de Dados

Após rodar o modelo computacional, é necessário validá-lo. Validar o modelo é analisar seus resultados e compará-los com dados de campo. Caso o modelo seja capaz de reproduzir valores nos pontos onde se fez medições, supõe-se que seu bom desempenho pode ser estendido para o restante do domínio.

Se os resultados não estiverem compatíveis com os dados *in situ*, uma análise criteriosa de possíveis erros deve ser feita. As fontes de erros são variadas, mas a maioria depende em alto grau da resolução do modelo (Chassignet et al., 2002). Deve-se buscar soluções que aprimorem os sistemas de coordenadas horizontal e vertical, a discretização temporal, esquemas de difusão, e a parametrização dos processo de escalas sub-grade, dentre outros.

Caso os resultados estejam divergindo das observações, pode-se pensar também na assimilação de dados de campo nos modelos computacionais. A oceanografia física vem caminhando nas últimas décadas na direção da oceanografia operacional, baseada justamente no tripé: rede de dados, modelos computacionais e um esquema de assimilação desses dados (Robinson et al., 1996). Neste contexto, entende-se oceanografia operacional como a provisão de informações científicas e de previsões acerca do estado do mar, de forma rotineira e com rapidez suficiente para que os usuários possam utilizá-las para seus fins (Flemming, 2002).

A assimilação de dados consiste em utilizar dados observacionais para corrigir a solução do modelo e trazê-lo para valores mais próximos dos observados e, assim, aprimorar sua capacidade de previsão (Malanotte-Rizzoli e Tziperman, 1996). Dentro do ciclo de assimilação de dados, é possível introduzir uma nova condição inicial periodicamente, a medida que novos dados são obtidos. Dessa forma, os resultados dos modelos não se afastam da situação observada, melhorando sua capacidade de previsão, e permitindo um funcionamento operacional do sistema (Fragoso, 2004). As primeiras previsões numéricas operacionais meteorológicas começaram em setembro de 1954, na Suécia, lideradas por Rossby (Kalnay, 2003).

As primeiras previsões operacionais oceanográficas de meso-escala foram feitas somente no início da década de 90, para a região da Corrente do Golfo (Clancy, 1992), onde há uma razoável disponibilidade de dados de qualidade. Até então, um fator impunha significativa limitação à assimilação de dados em modelos oceanográficos: a baixa freqüência espacial e temporal de dados. Esta limitação, que de certa forma explica o atraso da oceanografia em relação à meteorologia neste campo, foi em parte superada pelo sensoriamento remoto, cujas medições abrangiam extensas áreas, com uma repetitividade pré-definida.

Satélites ambientais estão atualmente num nível capaz de fornecer dados de vento, onda, temperatura e elevação da superfície do mar de forma rotineira e com qualidade. A combinação desses dados com outros obtidos *in situ* e o acoplamento de ambos a modelos prognósticos de diferentes escalas espaciais são a base para um sistema de oceanografia operacional eficaz (Johannessen *et al.*, 2000). Os dados *in situ* e remotos são complementares. Enquanto os primeiros contêm informações da estrutura vertical do oceano, mas apresentam pequena cobertura espacial e temporal; os dados de satélite têm as características opostas: extensa cobertura espacial e temporal, porém medições apenas da superfície do mar (Le Traon, 2002).

Apesar do aumento expressivo da cobertura de dados com o advento do sensoriamento remoto, ela ainda é insuficiente para um diagnóstico preciso do estado do mar. Por outro lado, os modelos hidrodinâmicos, por maior que seja a capacidade computacional, são incapazes de resolver processos nas escalas menores que a resolução de grade. A assimilação de dados surge como ferramenta capaz de diminuir estas limitações, pois permite que o modelo convirja para o oceano real, ficando menos sensível aos processos turbulentos e aumentando sua habilidade prognóstica, e ao mesmo tempo funciona como um interpolador inteligente para as áreas sem dados (Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1996).

3 - Na Prática...

A Figura 3.9 apresenta um fluxograma resumido do processo de modelagem numérica e computacional, que pode servir como um passo-a-passo.

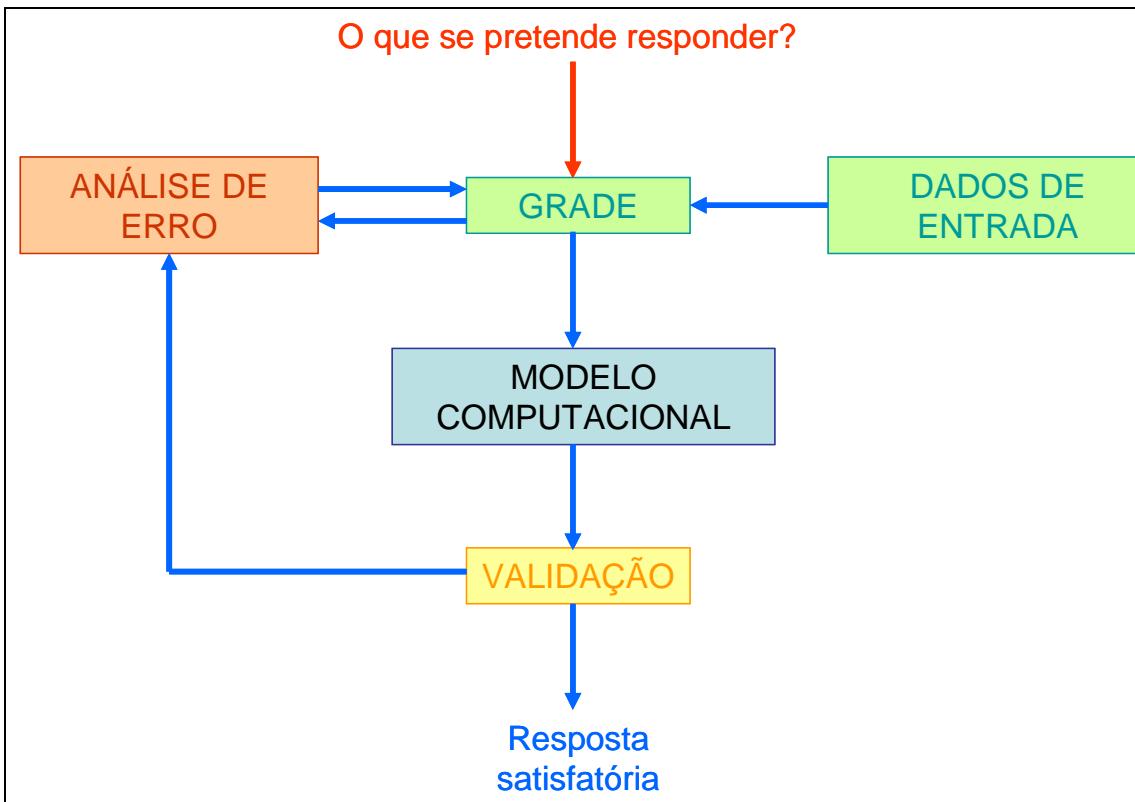


Figura 3.9: Fluxograma do processo de modelagem numérica e computacional.

Primeiramente, é necessário avaliar qual a aplicação do modelo. O que se pretende responder? As respostas para esta pergunta definirão a área, feições e frequências de interesse, que são informações essenciais para a configuração da grade (definição do domínio e do número e localização dos pontos). A partir daí, deve-se fazer um balanço entre resolução espacial, esforço computacional e estabilidade numérica, até se chegar na grade mais adequada.

O segundo passo é avaliar a qualidade, disponibilidade e aplicação dos dados de entrada, que serão utilizados nas condições iniciais e de controle. Quais as fontes de dado disponíveis? Estes dados passaram por algum processo de controle de qualidade? A resolução espaço-temporal

desses dados está compatível com o que se pretende resolver? Os filtros e interpolações aplicados na transferência para a grade do modelo preservaram a informação de interesse? As condições de contorno devem variar no tempo ou podem se manter constantes? Estas são algumas perguntas que devem ser consideradas na análise dos dados de entrada.

No processo de validação, definem-se critérios e requesitos para comparar os resultados do modelo com dados observados. Deve-se utilizar dados ‘independentes’, ou seja, que não serviram de entrada no modelo. Caso os requisitos não sejam obtidos, realiza-se uma análise das fontes de erro do modelo e reinicia-se o processo. As principais fontes são: resolução espacial inadequada, truncamento do método numérico, parametrizações mal calibradas, ajuste entre a batimetria e a grade, qualidade ruim dos dados de entrada, tipo de interpolação e tipo de condição de contorno.

Caso os resultados sejam considerados satisfatórios, podem, finalmente, ser utilizados para estudos hidrodinâmicos diagnósticos e prognósticos e/ou servir como dado de entrada em outro modelo computacional, como o de transporte de óleo, por exemplo.

Referências Bibliográficas

- AL-RABEH, A.H., LARDNER R.W., GUNAY N., 2000, "Gulfspill Version 2.0: a software package for oil spills in the Arabian Gulf", Environmental Modelling & Software, v.15, pp. 425-442.
- ASSAD, L. P. F., 2006. Influência do campo de vento anômalo tipo ENSO na dinâmica do Atlântico Sul.Tese de doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 222 pp.
- BLUMBERG, A. F. & MELLOR, G. L. 1987, "A description of a three dimensional coastal ocean circulation model". In: Heaps, N. (Ed.), *Three-Dimensional Coastal Ocean Models*. American Geophysical Union, 208p.
- BRYAN, K., AND M. D. COX, 1968, "A nonlinear model of an ocean driven by wind and differential heating. Part 1", *J. Atmos. Sci.*, 25, pp. 945-978.
- CASTRO FILHO ; MIRANDA, L. B. . Physical Oceanography Of The Western Atlantic Continental Shelf Located Between 4N and 34 S. In: A. R. Robinson; K. H. Brink. (Org.). *The Sea*. New York, USA: John Wiley & Sons, Inc., 1998, v. 11, p. 209-251.
- CHASSINET, E.; BELL, M.; BRASSEUR, P.; EVENSEN, G.; GRIFFIES, S.; HURLBURT, H.; LE PROVOST, C.; MADEC, G.; MCCLEAN, J.; VERRON, J.; WALLCRAFT, A. 2002: "The Modelling Component of Ocean Forecasting, En Route to GODAE", *International Symposium, Proceedings, 2002*
- CHAO, X., SHANKAR N.J., CHEONG H.F., 2001, "Two- and three-dimensional oil spill model for coastal waters", *Ocean Engineering*, v. 28, pp. 1557-1573.
- CLANCY, R. M. 1992, "Operational modeling: ocean modeling at the Fleet Numerical Oceanography Center", *Oceanography*, 5(1), pp 31-35.
- DANIEL P., 1996. "Operational forecasting of oil spill drift at Météo-France", *Spill Science & Technology Bulletin*. v. 3, no ½, pp. 53-64.
- EZER, T.; MELLOR, G. L. 1994, "Diagnostic and prognostic calculations of the North Atlantic circulation and sea level using a sigma coordinate ocean model", *J. Geophys. Res.*, 99(C7), pp. 14,159-14,171.
- EZER, T., ARANGO, H.; SHCHEPETKIN, A. F. 2002, "Developments in terrain-following ocean models: intercomparisons of numerical aspects", *Ocean Modelling*, 4, pp 249-267.
- FAY, J. A. 1969. The spread of oil slicks on a calm sea. In: *Oil on the sea*. Ed. D. P. Hoult. London-New York. pp: 53-63
- FLEMMING, N.C. 2002, "Strategic planning for operational oceanography", In: Pinardi, N. and Woods, J. eds. *Ocean forecasting: conceptual basis and applications*, Berlin, Springer-Verlag, pp. 1-17.

- FRAGOSO, M. R. 2004. Um Modelo Numérico da Circulação Oceânica para as Bacias Leste e Sudeste do Brasil. Tese de Doutorado, COPPE/Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 173 pp.
- GNOME, 2002. User's Manual. Office of Response and Restoration. Hazardous Materials Response Division. National Oceanic and Atmospheric Administration.
- JOHANNESSEN, O. M.; SANDVEN, S.; JENKINS, A. D.; DURAND, D.; PETTERSSON, L. H.; ESPEDAL, H.; EVENSEN, G.; HAMRE, T. 2000, "Satellite earth observation in operational oceanography" *Coastal Engineering* 41, pp 155-176.
- KALNAY, E., 2003. Atmospheric modeling, data assimilation and predictability. Cambridge University Press, Cambridge, UK. 341p.
- LE TRAON, P.Y. 2002, "Satellite Oceanography for Ocean Forecasting" In: Pinardi, N. and Woods, J. eds. *Ocean forecasting: conceptual basis and applications*, Berlin, Springer-Verlag, pp. 19-36.
- LEHR, W. et al., 2002, "Revisions of the ADIOS oil spill model", *Environmental Modelling & Software*, v. 17, pp. 191-199.
- LIMA, J. A. M.; TORRES, A. R.; FRAGOSO, M. R.; MARTINELLI, M. R. & MEHDI, N. 2001. Oil spill study at Baía de Guanabara, Brazil. Proceedings of OMAE 2001. Rio de Janeiro. Brazil. 8 pp.
- MALANOTTE-RIZZOLI, P.; E. TZIPERMAN, 1995, "The Oceanographic Data Assimilation Problem: Overview, Motivation and Purposes." In: P. Malanotte-Rizzoli (Editor), *Modern Approaches to Data Assimilation in Ocean Modeling*. Elsevier, pp. 455.
- MALANOTTE-RIZZOLI, P.; FUKUMORI, I.; YOUNG, R. E. 1996, "A methodology for the construction of a hierarchy of Kalman Filters for nonlinear primitive equation models". In: P. Malanotte-Rizzoli (Editor), *Modern Approaches to Data Assimilation in Ocean Modeling*. Elsevier, pp. 455.
- MACKAY, D., MATSUGU R. S., 1973, "Evaporation rates of liquid hydrocarbon spills on land and water", *Can J. Chem. Eng.*, v. 51, pp. 434-439.
- MACKAY, D. et al., 1980. Oil Spill Processes and Models. Environmental Impact
Control Directorate, Ottawa.
- MANO, M.F., 2007. Assimilação de dados em modelo oceanográfico da bacia sudoeste do Atlântico para reproduzir e prever circulação superficial e feições de meso-escala. Tese de doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 158p.
- MEHDI, N., 2005, Algoritmo Adaptativo Aplicado a Modelagem de Transporte de Óleo, Dissertação de M.Sc., COPPE/URFJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.
- MEINCKE, J.; LE PROVOST, C; WILLEBRAND, J. 2001: "Dynamics of the North Atlantic Circulation (DYNAMO)." *Prog. Oceanogr.*, 48, N°2-3.

- MELLOR, G. L., 2004. "User's Guide for a three-dimensional, primitive equation, numerical ocean model". *Atmos. And Oceanic Sci. Program*, Princeton University, Princeton, N. J., USA.
- MONTEREY, G.I., WITT, L. D.; SCHWING, F. B. 1999, "Seasonal to interdecadal variability of the North Pacific circulation based on the climatological observed data and the Princeton Ocean Model." *Report PG-99-01*, Pacific Fisheries Environmental Laboratory.
- Notas de Aula do curso de Análise de massas d'água, 1997. IO-USP
- Notas de Aula do curso de Oceanografia Física, 1998. UERJ.
- Open University, 2001. Ocean Circulation. Segunda edição, 286p.
- Open University, 2001. Waves, Tides and Shallow Water Processes. Segunda edição, 280p.
- PETERSON, R.G and L. STRAMMA, 1991: Upper-level circulation in the South Atlantic Ocean. *Progress in Oceanography*, vol. 26, p. 1-73
- PICKARD, G.L. & W.J. EMERY, 1993. Descriptive Physical Oceanography – An introduction. Fifth Edition. Pergamon Press, 320p.
- REED, M., KNAUSS W., 1988, Development, testing, and verification of an oil spill surf-zone mass-transport model. In: Final Report. MMS 88-0032, OCS Study, Rhode Island.
- REED, M. 1989. The physical fates component of the natural resource damage assessment model system. *Oil & Chemical Pollution* 5. pp 99-123.
- REED, M.;JOHANSEN, O.; BRANDVIK, P. J.; DALING, P.;LEWIS, A.;FIOCCO, R.; MACKAY, D. & PRENTKI, R. 1999. Oil spill modeling towards the close of the 20th century: overview of the state of the art. *Spill Science & Technology Bulletin*, Vol. 5, Nº 1, pp 3 – 16.
- REZENDE, J. H. M. 2003. *Intrusões da Água Central do Atlântico Sul na Plataforma Continental Sudeste Durante o Verão*. Tese de Doutorado, Instituto Oceanográfico - Universidade de São Paulo, 119 pp.
- RICHARDSON, L. F., 1922. *Weather prediction by numerical process*. Cambridge University Press, Cambridge.
- SEBASTIÃO, C. & SOARES, C. G. 1995. Modelling the fate of oil spills at sea. *Spill Science & Technology Bulletin*, Vol. 2, Nº 2/3, pp 121 – 131.
- SHEN H.T., YAPA, P.D., PETROSKY M.E., 1987, "A simulation model for oil slick transport in lakes", *Water Resources Research*, v. 23, 10 (October), pp. 1949-1957.
- SOUTELINO, R.G. A Origem da Corrente do Brasil. Dissertação de Mestrado - Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo - IO/USP. 2008.
- STRAMMA, L. e M. ENGLAND, 1999 — On the water masses and mean circulation of the South Atlantic Ocean. *J. geophys. Res.* 104(C9): 20863–20883.
- TKALICH, P., HUDA, M.K., GIN, K.Y.H., 2003, "A Multiphase Oil Spill Model". *Journal of Hydraulic Research*, v. 41, No. 2, pp. 115-125.

WANG, J., 2001. "A nowcast/forecast system for coastal ocean circulation (NFSCOC) with a simple nudging data assimilation." *J. Atmos. Oceanic Tech.* 18(6), pp. 1037-1047.