

Paulo Henrique Rezende Calil

Dinâmica da Interação de Vórtices Isolados com
Correntes de Contorno Oeste num Oceano de
1,5-Camadas

Dissertação a ser apresentada ao Instituto Oceanográfico da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências, área de Oceanografia Física.

Orientador: Prof. Dr. Ilson Carlos Almeida da Silveira

São Paulo
2002

Sumário

Lista de Figuras	iii
Lista de Tabelas	vi
1 Introdução	1
1.1 Ocorrência de Vórtices em Correntes de Contorno Oeste	1
1.2 Mecanismos de Formação de Vórtices	8
1.3 Modelos de Dinâmica de Contornos	9
1.4 Objetivos	14
2 Análise Dinâmica de Observações	15
2.1 Motivação	15
2.2 Os Dados do Projeto WESTRAX	16
2.3 A Região WESTRAX Aproximada por 2 Camadas	18
2.4 Calibração do Modelo de 2 Camadas	21
2.5 A Aproximação de 1,5-camadas	24
2.6 Discretização do Campo de Vorticidade Potencial	32
3 Formulação do Modelo	41
3.1 Introdução	41
3.2 Descrição do Modelo	41
3.2.1 Implementação do Adendo do Vórtice Pontual no Modelo de SFB99	44
3.2.2 Soluções dos Campos de Função de Corrente	46
3.2.3 O Efeito β “Rudimentar”	51
3.2.4 Procedimentos Numéricos	51
3.2.5 Calibração do Modelo com SF87	53
4 Experimentos com o Modelo DC	57

<i>Sumário</i>	ii
4.1 Parâmetros do Modelo	57
4.1.1 Resultados no Plano- f	60
4.1.2 O Efeito β Rudimentar	71
5 Considerações Finais	92
5.1 Sumário e Conclusões	92
5.2 Sugestões para Trabalhos Futuras	94

Lista de Figuras

1.1	Representação esquemática da borda oeste entre os giros tropical e equatorial. Região da confluência da Corrente Norte do Brasil e do ramo descendente da CNE. De acordo com <i>Bub(1993)</i>	2
1.2	Esquema de formação de um anel ciclônico de núcleo frio na região da Corrente do Golfo. De acordo com <i>Fuglister(1972)</i>	3
1.3	Composição de imagens CSZC da retroflexão da CNB, exibindo o processo de emissão de vórtice anticiclônico. De acordo com <i>Johns, lee, Schott, Zantopp e Evans(1990)</i>	5
1.4	Análise de imagens TOPEX/ERS-2, para (a) 10/09/97, (b) 20/09/97 e (c) 30/09/97, mostrando a formação de vórtices na região da Confluência Brasil-Malvinas. De acordo com <i>Willson and Rees(2000)</i>	6
1.5	Esquema mostrando a formação de um vórtice na região da retroflexão da CNB. De acordo com <i>Richardson, Hufford, Limebruner e Brown(1994)</i>	7
1.6	Representação esquemática do processo de catálise de vórtices de separação	10
1.7	Medidas de VP ao longo da isoterma de 14°C numa seção na Corrente do Golfo próxima a 68°W. Vê-se que temos uma variação de VP bastante acentuada em $y = 0$. Figura publicada em <i>Hall(1985)</i>	11
1.8	Evolução da interação do vórtice pontual com um jato infinito. As figuras “b” e “d” são ampliações da parte de cima <i>Stern e Flierl(1987)</i>	13
2.1	O projeto WESTRAX. Estações onde foram coletados dados de CTD e de perfiladores de corrente Pegasus. A linha cheia representa a verdadeira isóbata de 200m enquanto que a área cinza é a aproximação usada. De acordo com <i>Silveira, Brown e Flierl(2000)</i>	17
2.2	Perfis de densidade do WX2 e do modelo calibrado de 2 camadas.	25
2.3	Amplitude do primeiro modo baroclínico do oceano estratificado continuamente (em azul) e do oceano calibrado de 2 camadas (em vermelho).	26

2.4	Função de Corrente geostrófica adimensional de 1,5 camadas para o cruzeiro WESTRAX 2	28
2.5	Vorticidade relativa geostrófica de 1,5 camadas para o cruzeiro WESTRAX 2.	29
2.6	Vorticidade Potencial Quase-Geostrófica para o cruzeiro WESTRAX 2.	31
2.7	Variação meridional da VP quase-geostrófica (em azul) ao longo de 44°W. A vorticidade relativa é dada em vermelho e a variação de vorticidade planetária é dada em verde.	33
2.8	Velocidades associadas à frente de VP igual a -1.2 . Velocidades para oeste na parte inferior indicam que o lóbulo de retroflexão tende a se fechar gerando um vórtice de separação	34
2.9	Ajuste de mínimos quadrados para o campo de Função de Corrente (rosa tracejado) e o ajuste com o salto (verde).	35
2.10	Vorticidade Potencial Quase-Geostrófica Discretizada como 2 regiões homogêneas separadas por uma descontinuidade.	37
2.11	Campo de Função de Corrente modelada, associada ao campo de VP discretizado da Figura 2.10.	38
2.12	Campo de velocidades na frente modelado	39
3.1	Representação esquemática do perfil vertical de um oceano de 1,5 camadas. Por <i>Leal Silva(2000)</i>	42
3.2	O efeito-imagem de vórtices num oceano invíscido	49
3.3	Função de corrente não perturbada, para $\gamma=0.707$	54
3.4	Evolução da interação do vórtice pontual com a frente de VP a $10 R_d$ da costa, portanto, sem o efeito da mesma	55
4.1	Função de Corrente Estacionária para $Gama=1$	58
4.2	Experimento F1. $R_x = 0.7; R_y = -3.0$ e $A = -1.0$. Não há geração de vórtice de retroflexão. Nos instantes iniciais o vórtice gera uma perturbação anticiclônica na frente, sendo que em $t=100$ a perturbação na costa é praticamente nula.	61
4.3	Experimento F2. $R_x = 0.7; R_y = -0.5$ e $A = -1.0$. Nos instantes iniciais o vórtice perturba a frente. A perturbação segue rumo ao interior, não havendo formação de vórtice de retroflexão. Em $t = 100$, a perturbação na costa é praticamente nula.	62

4.4	Experimento F3. $R_x = 0.2; R_y = -0.5$ e $A = -1.0$	64
4.5	Experimento F4. $R_x = 0.1; R_y = -5$ e $A = -1.0$	65
4.6	Experimento F5. $R_x = 0.1; R_y = -5$ e $A = -2.0$	66
4.7	Experimento F6. $R_x = 0.1; R_y = -5$ e $A = -3$	68
4.8	Experimento F7. $R_x = 0.1; R_y = -3.0$ e $A = +1$	69
4.9	Experimento F8. $R_x = 0.2; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$	70
4.10	Experimento F9. $R_x = 0.4; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$	72
4.11	Experimento F10. $R_x = 0.7; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$	73
4.12	Experimento F11. $R_x = 1.0; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$	74
4.13	Experimento F12. $R_x = 0.4; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$	75
4.14	Experimento F13. $R_x = 2.0; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$	76
4.15	Experimento F14. $R_x = 0.1; R_y = -5.0$ e $A = +1.0$	77
4.16	Experimento B1. $R_x = 0.7; R_y = -3.0$, $A = -1.0$ e $\beta = 0.05$. O vórtice pontual perturba a frente e segue interagindo com a mesma rumo ao interior. Em $t=100$, a perturbação ainda está presente na costa.	79
4.17	Experimento B2. $R_x = 0.7; R_y = -5.0$, $A = -1.0$ e $\beta = 0.05$	81
4.18	Experimento B3. $R_x = 0.1; R_y = -5.0$, $A = -1.0$ e $\beta = 0.05$	82
4.19	Experimento B4. $R_x = 0.1; R_y = -5.0$, $A = -2.0$ e $\beta = 0.05$	83
4.20	Experimento B5. $R_x = 0.1; R_y = -5.0$, $A = -3.0$ e $\beta = 0.05$	84
4.21	Experimento B6. $R_x = 0.2; R_y = -3.0$, $A = +1.0$ e $\beta = 0.05$	86
4.22	Experimento B7. $R_x = 0.15; R_y = -5.0$, $A = -1.0$ e $\beta = 0.1$	88
4.23	Experimento B8. $R_x = 0.15; R_y = -5.0$, $A = -2.0$ e $\beta = 0.1$	89
4.24	Experimento B9. $R_x = 0.15; R_y = -5.0$, $A = -3.0$ e $\beta = 0.1$	90

Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros não-dimensionais e escalas do modelo quase-geostrófico de 1,5 camadas	30
3.1	Escalas de Não-dimensionalização do Modelo	44
4.1	Relação dos Experimentos Realizados.	59

Capítulo 1

Introdução

1.1 Ocorrência de Vórtices em Correntes de Contorno Oeste

Uma feição característica da borda de giros oceânicos é a confluência de duas correntes de contorno. Esta feição é bastante evidente quando a Corrente de Contorno Oeste (CCO) oriunda do giro subtropical encontra a CCO oriunda do giro sub-polar para formar um jato que flui para leste. Este tipo de convergência de correntes ocorre, por exemplo, no oceano Atlântico Sul, na Confluência Brasil-Malvinas. No Oceano Pacífico Norte, o exemplo seria a Confluência Kuroshio-Oyashio *Lebedev & Nof* (1997).

Em outros pontos do oceano, a confluência pode se dar entre uma CCO organizada, em forma de jato geofísico, e um escoamento que flui na direção oposta, mas de forma mais desorganizada. O exemplo mais conhecido é a confluência da Corrente do Golfo com a “Slope Water” no Oceano Atlântico Norte. Um exemplo mais equatorial desta configuração seria a confluência da Corrente Norte do Brasil (CNB) com o ramo descendente da Corrente Norte Equatorial (CNE) em torno de 7°N no Atlântico Tropical (Figura 1.1)

A separação dessas correntes de contorno da costa em geral está associada a padrões de meso-escala como meandros, vórtices e anéis. A diferença principal entre os dois últimos é que anéis são vórtices que se separam do eixo das correntes de contorno

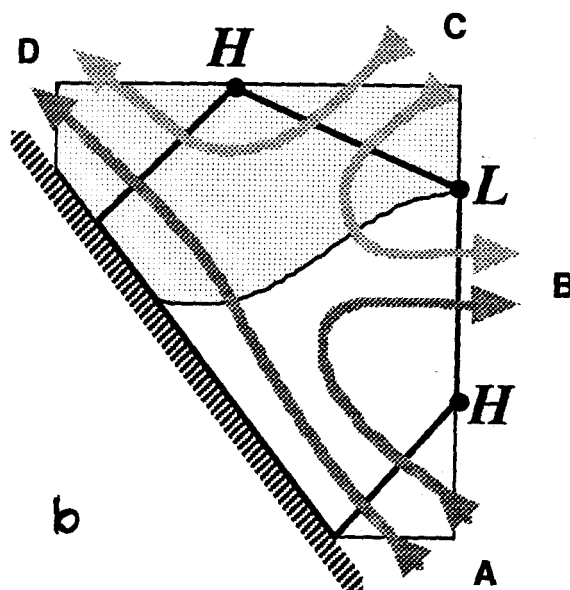


Figura 1.1: Representação esquemática da borda oeste entre os giros tropical e equatorial. Região da confluência da Corrente Norte do Brasil e do ramo descendente da CNE. De acordo com *Bub*(1993).

e passam a existir como feições independentes. À medida que o jato se separa da costa ele pode se tornar instável e desenvolver oscilações, os meandros, que frequentemente crescem de modo a se tornarem estruturas independentes do jato ao qual pertenciam, o que explica a emissão de vórtices ou a formação de um anel.

Intensos vórtices de meso-escala têm sido observados em conexão com a maioria das CCO's e com a Corrente Circumpolar Antártica (*Robinson*, 1983). Muitos deles são formados a partir de meandros de grande amplitude associados a esses sistemas de correntes. Os primeiros estudos a respeito foram, sobretudo, observacionais, através de análise de dados hidrográficos e/ou imagens de satélite. *Richardson* (1980) dá a seguinte descrição a um anel ciclônico observado em abril de 1977:

“ Ao entrarmos na parte central notamos um cheiro de algas, similar ao observado na região costeira num dia de verão. A água era mais verde e turva comparada com a água limpa e de azul profundo na região da Corrente do Golfo e do Mar de Sargasso. A temperatura na superfície desta parte central era de 15° C, quase 10° C mais fria do que a água em volta. Esta diferença era sentida na temperatura do ar.”

Na Figura 1.2, temos um diagrama esquemático mostrando a formação de um anel ciclônico de núcleo frio da Corrente do Golfo, bem como a influência exercida por eles na termoclina e, conseqüentemente, na piconclina, o que terá também conseqüências biológicas, como será analisado adiante. Um anel de núcleo frio, consiste num segmento fechado da corrente principal circulando em torno de uma massa de água mais fria.

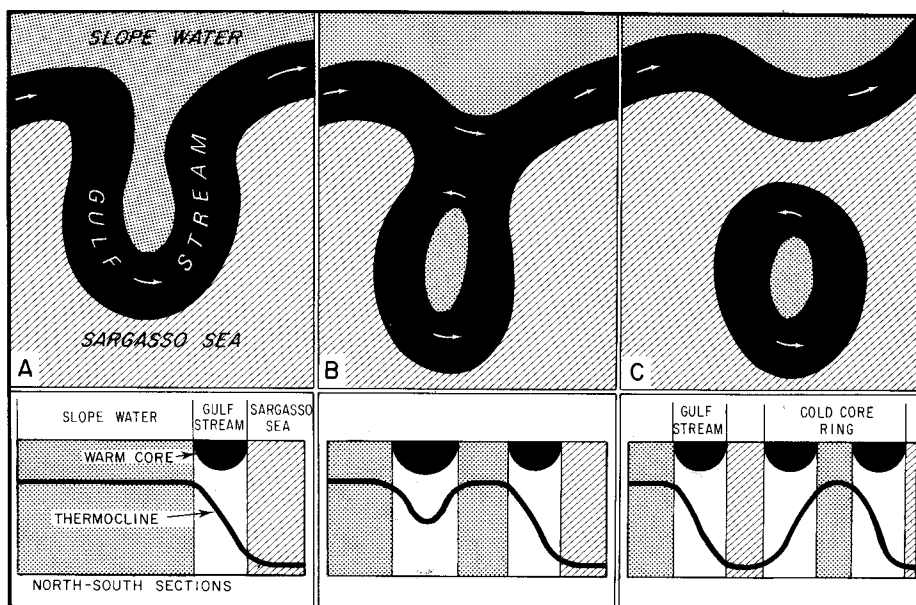


Figura 1.2: Esquema de formação de um anel ciclônico de núcleo frio na região da Corrente do Golfo. De acordo com *Fuglister*(1972).

Em alguns casos, como na Corrente do Leste da Austrália, vórtices são formados através de intrusões de águas em direção aos pólos bastante próximas à borda oeste. Anéis de núcleo quente, anticiclônicos e com águas do Oceano Índico são formados no sistema da Corrente das Agulhas num processo semelhante ao que ocorre ao largo da costa leste da Austrália (*Olson & Evans*, 1986) e (*Nilsson & Cresswell*, 1981). Para se ter uma idéia da importância destas feições de meso-escala, *Olson & Evans* (1986) compararam o campo total de energia do vórtice com a energia total transmitida pelo vento ao giro subtropical. A introdução de um “anel das Agulhas”, segundo este trabalho, contribui com 7% da enegrial total anual transmitida pelo vento. Portanto, a energia destes vórtices e estimativas preliminares de seus volumes fazem deles de mecanismos de grande importância à transferência de energia de grande para meso-escala, sobretudo na parte leste do giro.

Há também evidências de vórtices formados na região frontal do sistema de correntes de Kuroshio -Oyashio. *Li et al.* (1998) observou a intrusão de anéis de núcleo quente, com provável origem no sistema de Kuroshio, no Mar do Sul da China através do Estreito de Luzon. Esta conclusão foi devida ao fato de a Corrente de Kuroshio ser a única corrente intensa nesta região e devido ao fato de as propriedades T-S do núcleo do vórtice estarem situadas entre as duas massas de água interagentes.

Na costa brasileira os dois exemplos notáveis são as Correntes do Brasil (CB) e a CNB. A primeira delimita o Giro Subtropical anti-horário do Atlântico Sul, iniciando-se em torno de 15°S , na bifurcação da Corrente Sul Equatorial (CSE), que ocorre quando esta se encontra com a costa brasileira. A CB se separa do continente em torno de 38°S , onde ela se encontra com a Corrente das Malvinas. Já a CNB se origina do ramo norte da CSE para fechar o Giro Equatorial, tal qual inferido pela Teoria de Sverdrup (*Mayer*, 1993), e se separa da costa em torno de 7°N .

Tanto a CB quanto a CNB têm em comum a forma como se separam da costa, num padrão conhecido como “retroflexão”. Neste a CCO se separa da costa em um largo meandro anticiclônico, chamado de lóbulo de retroflexão, formando meandros que decaem em amplitude na direção do interior da bacia. Vórtices são emitidos próximo à costa no lóbulo da retroflexão e/ou no cavado primário. No caso da CB, tanto ciclones como anticiclones são emitidos. No caso da separação quase-equatorial da CNB, somente anticiclones são observados. Anticiclones formados a partir do alongamento do lóbulo de retroflexão, são comumente referidos na literatura como vórtices de retroflexão ou vórtices de separação, pois eles representam a assinatura dinâmica da corrente ao se separar da costa.

A Confluência Brasil-Malvinas é conhecida como sendo uma das regiões de maior variabilidade de meso-escala dos oceanos. *Willson & Rees* (2000), através da análise de dados altimétricos, apresentaram evidências da variabilidade da região (Figura 1.4).

Usando imagens de satélite, *Johns et al.* (1990) perceberam pela primeira vez que algumas partes da retroflexão da CNB se separam da corrente principal formando anéis anticiclônicos que derivam para noroeste (Figura 1.3). Desde então estas estruturas vorticiais, bem como a sua origem e papel na circulação geral têm sido bastante estudados. Uma representação esquemática da formação destes anticiclones nesta região

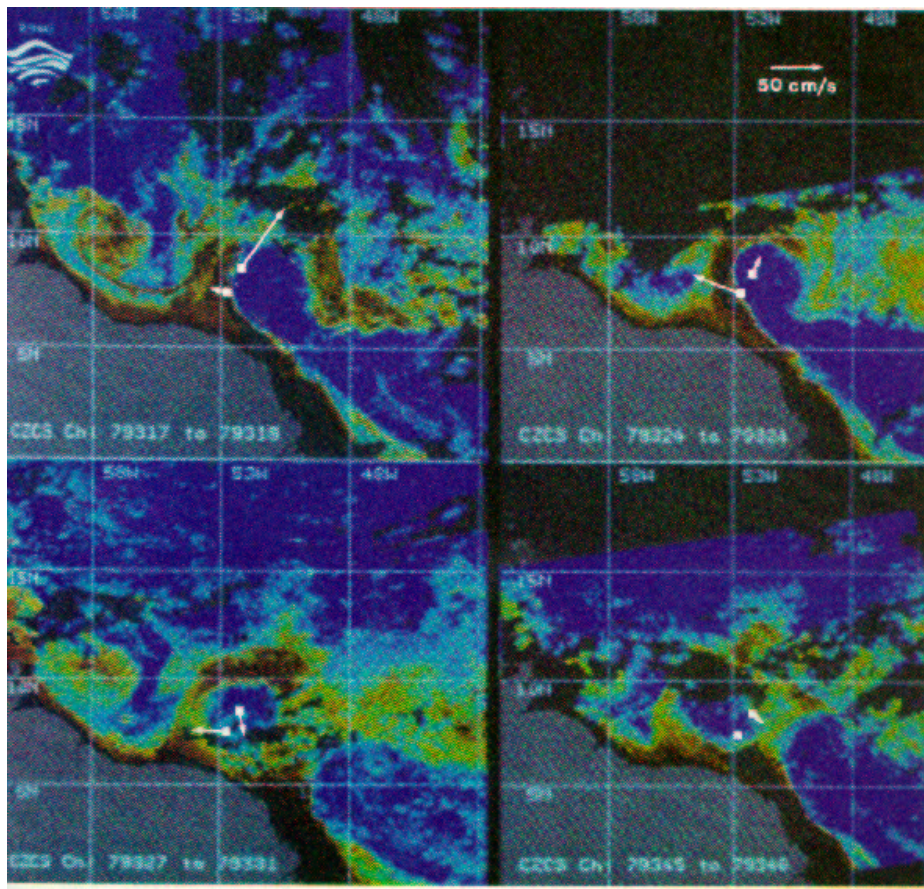


Figura 1.3: Composição de imagens CSZC da retroflexão da CNB, exibindo o processo de emissão de vórtice anticiclônico. De acordo com *Johns, lee, Schott, Zantopp e Evans*(1990)

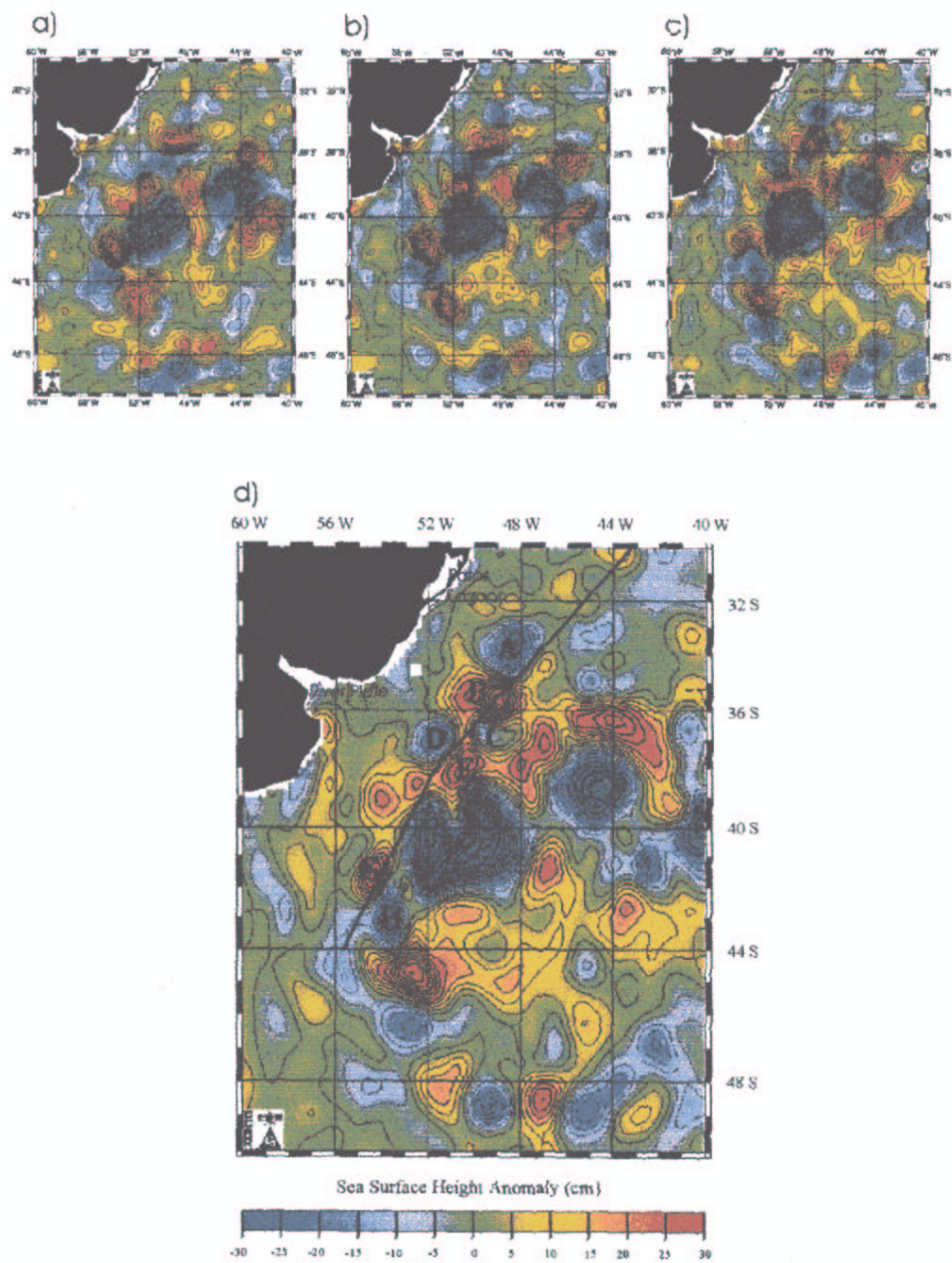


Figura 1.4: Análise de imagens TOPEX/ERS-2, para (a) 10/09/97, (b) 20/09/97 e (c) 30/09/97, mostrando a formação de vórtices na região da Confluência Brasil-Malvinas. De acordo com *Willson and Rees(2000)*.

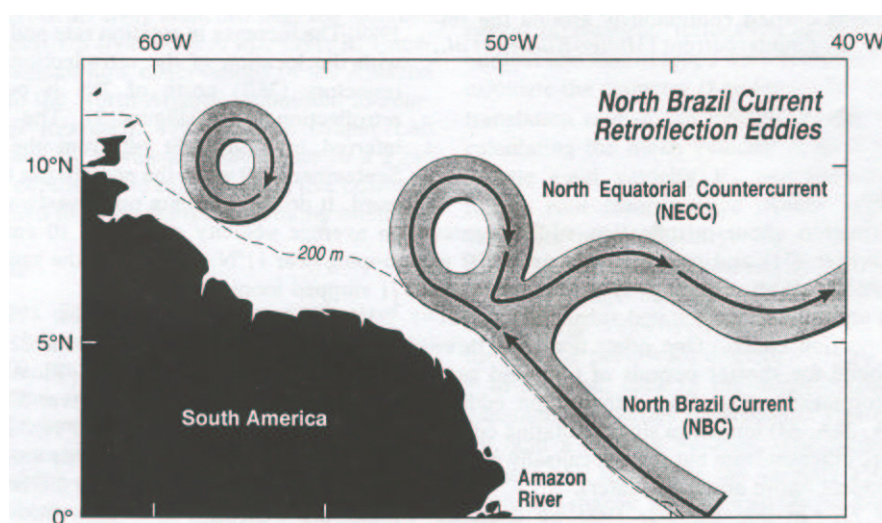


Figura 1.5: Esquema mostrando a formação de um vórtice na região da retroflexão da CNB. De acordo com *Richardson, Hufford, Limebruner e Brown*(1994).

é dada na Figura 1.5. *Richardson et al.* (1994) observaram também a evolução temporal de alguns vórtices. Neste trabalho, os autores, analisando a importância destes vórtices, estimam o transporte de volume de três deles, a média de emissão anual, chegando a um valor de, aproximadamente, 3 Sv, o que é significativo, uma vez que o transporte termohalino total é de, aproximadamente, 13 Sv.

De acordo com *Didden & Schott* (1993), os anticiclones formam uma ligação potencialmente importante nas trocas de águas inter-hemisféricas. Em suas análises, os autores chegaram a valores de transporte de 3.9 Sv a 5.2 Sv, para uma frequência de 3 a 4 vórtices por ano, como observado por altimetria GEOSAT em 1979-1980 ou por *Johns et al.* (1990), em 1979-1980. Podemos pensar nestes vórtices como um mecanismo encontrado pela natureza para adicionar energia a um sistema sem mudar o padrão de circulação dominante. Usando as palavras de *Richardson et al.* (1994) “os vórtices de retroflexão parecem agir como um curto-circuito, fornecendo transporte para norte na região de retroflexão da CNB, que retroflete a 7°N para alimentar a Contra Corrente Norte Equatorial (CCNE)”.

1.2 Mecanismos de Formação de Vórtices

Vários estudos teóricos e numéricos têm se dedicado à compreensão do fenômeno de vórtices de separação. O estudo teórico de *Nof & Pichevin* (1996), no âmbito de um oceano inercial de 1,5 camadas, acredita que a emissão dos anticiclones está relacionada ao fato de a CCO, que se separa em retroflexão, ser incapaz de balancear momentum. Assim, na tentativa de chegar a um estado estacionário, paradoxalmente, a CCO emitiria vórtices. Outros estudos sugerem que os vórtices de retroflexão são resultantes de um processo de instabilidade geofísica. Os estudos de *Campos & Olson* (1991) e *Bonatti* (1999) creditam à instabilidade baroclínica o crescimento dos meandros do padrão de retroflexão que, eventualmente, se fecham nos vórtices. O estrangulamento dos meandros ocorre quando estes adquirem amplitude e velocidade vorticais grandes o suficiente para que efeitos não-lineares sejam relevantes, afirmam *Meachan* (1990) e *Silveira et al.* (1999).

De acordo com o trabalho de *Leal Silva* (2000), que investigou o papel da instabilidade barotrópica no processo de separação de CCO's, o ponto de confluência exerce um papel estabilizador e a instabilidade de cisalhamento horizontal de correntes ocorre apenas longe da costa.

A principal diferença entre as regiões de retroflexão da CB e da CNB é que a primeira ocorre em latitudes médias, enquanto que a segunda em latitudes baixas. Sabe-se da teoria clássica de instabilidade de jatos paralelos que a robustez do gradiente de vorticidade planetária tem efeito estabilizador nos sistemas de corrente. Assim, a afirmação de que instabilidade geofísica é um mecanismo importante merece ponderação em baixas latitudes. No caso da CNB, existem indicações de algum tipo de interação baroclínica a partir de observações *Silveira et al.* (2000). Neste trabalho os autores aplicaram a teoria quase-geostrófica na região de retroflexão da CNB a procura de processos dinâmicos que poderiam contribuir para a emissão de vórtices. Chegam à conclusão que, assim como supunham *Johns et al.* (1990), instabilidades baroclínicas locais são um dos mecanismos responsáveis pela formação e crescimento do lóbulo de retroflexão.

Johns et al. (1990), *Richardson et al.* (1994) e *Johns et al.* (1998) indicam que vórtices fracos oriundos de ondas de Lee que se quebram nas proximidades do equador,

poderiam servir de catalizadores do processo de emissão de anticiclones de separação. Tais vórtices fracos atingiriam a costa sul-americana e se propagariam ao longo dela até se depararem com a frente de retroflexão. Esta, ao receber esse acréscimo de momentum responderia se instabilizando e entranhando fluido nos entornos do vórtice fraco. O anticiclone de retroflexão, em consequência disso, seria assim emitido, com assinatura dominante da frente mas, tendo nele embebido, o vórtice catalizador. O mecanismo de catálise de vórtices de separação está esquematicamente representado na Figura 1.6.

1.3 Modelos de Dinâmica de Contornos

Em dinâmica de fluidos geofísicos a complexidade dos processos é tamanha que, para um melhor entendimento destes, antes de olharmos para um problema real, tentamos reduzir ao máximo as dimensões do sistema de modo que ele seja o mais simples possível e, no entanto, contenha as principais características dinâmicas do processo real, tornando-o então tratável do ponto de vista analítico. O estudo de formação de vórtices em CCO's não é excessão.

A técnica de Dinâmica de Contornos (DC) é um exemplo desta tentativa de entender a essência do problema tratando-o de uma forma matemática e computacionalmente mais simples. Uma revisão sobre este método pode ser encontrada em *Pullin* (1992). A idéia central da DC é simplificar o sistema através da discretização dos gradientes de vorticidade, já que num fluido bidimensional “as regiões de gradientes de vorticidade potencial (VP) são onde a ação dinâmica ocorre” *Polvani* (1990) . Se considerarmos então regiões de VP constantes e discretizadas, estaremos confinando o problema aos contornos, isto é, a dinâmica fica restrita às interfaces de VP. Para representar estas descontinuidades utilizamos a função degrau de Heaviside. A principal vantagem desta técnica é que, usando a definição de VP, podemos utilizar a relação de inversibilidade, que propicia a determinação dos padrões de velocidade a partir dos campos de VP. Poder-se-ia obter um perfil mais realístico do problema adicionando-se o maior número de frentes de VP possível, isto, no entanto, mostra-se inviável computacionalmente. Assim, com este método procura-se um equilíbrio entre praticidade numérica e acurácia no tratamento da física do problema.

Medidas diretas de velocidade horizontal nas camadas superiores da Corrente

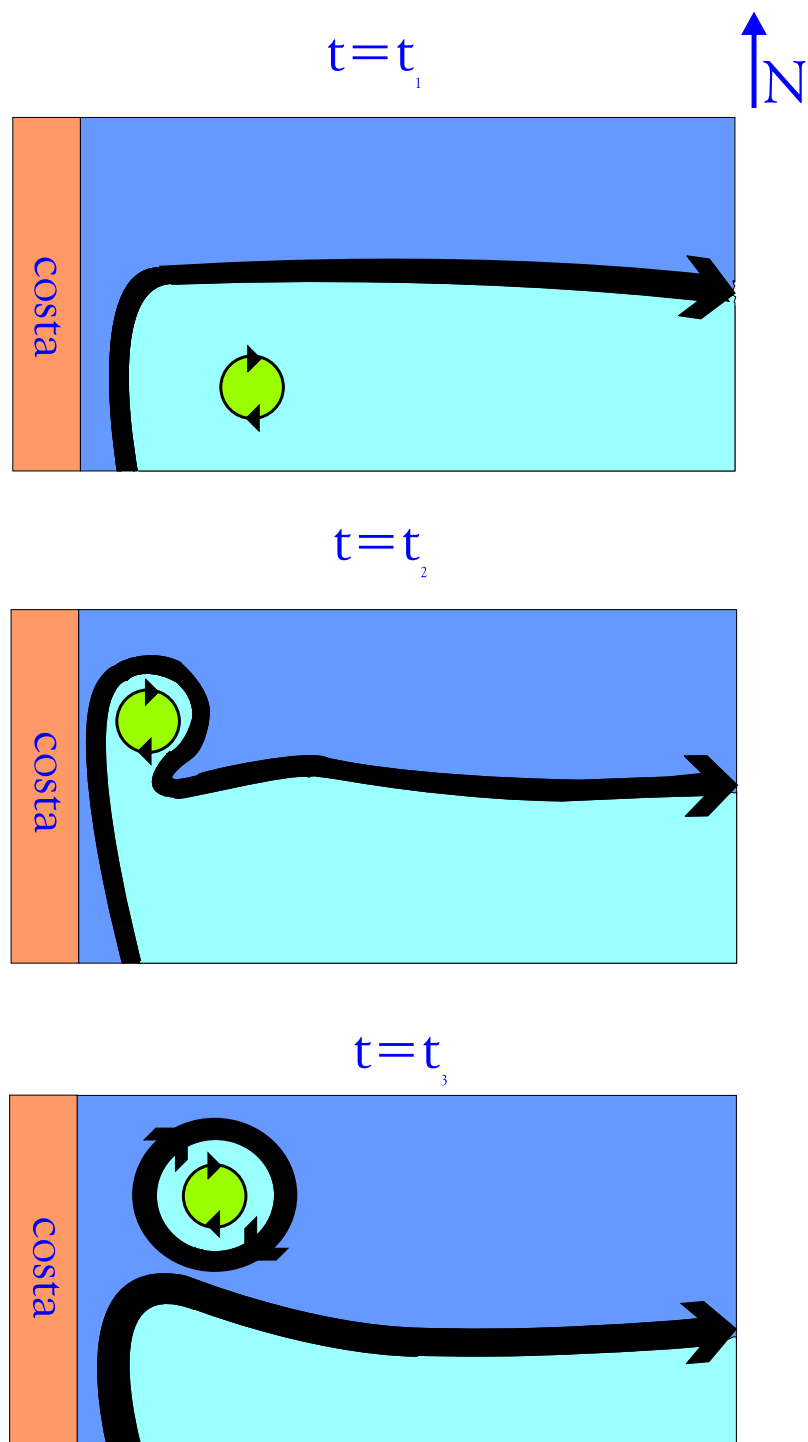


Figura 1.6: Representação esquemática do processo de catálise de vórtices de separação

do Golfo, à leste do Cabo Hatteras permitiram que *Hall* (1985) construísse a secção transversal de VP ao longo da isoterma de 14°C em 68°W (Vide Figura 1.7). Ali pode-se observar um gradiente para norte bastante íngreme centrado em $y=0$. Gradiente este que era de, aproximadamente, 60 vezes o gradiente de vorticidade planetária. Ou seja, tem-se uma região com VP praticamente constante, um intenso gradiente e uma outra região com VP também relativamente constante. Trabalhos como este estimularam o uso da técnica de DC em sistemas com esta característica, embora sem uma abordagem quantitativa ao conjunto de aproximações envolvidas.

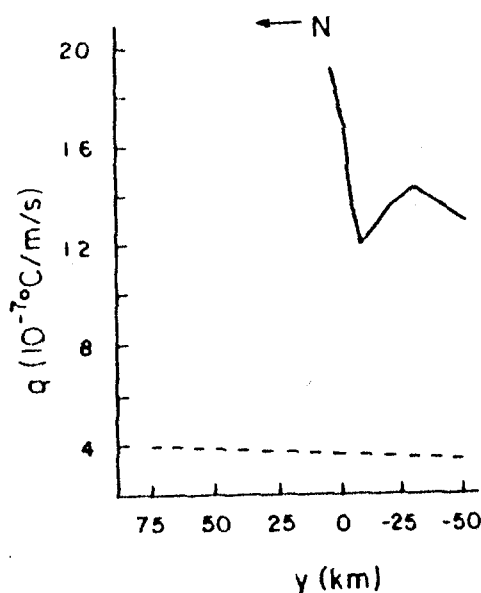


Figura 1.7: Medidas de VP ao longo da isoterma de 14°C numa secção na Corrente do Golfo próxima a 68°W . Vê-se que temos uma variação de VP bastante acentuada em $y = 0$. Figura publicada em *Hall*(1985).

Vários autores têm aplicado esta técnica para estudar a formação vortical em CCO e suas extensões. *Stern* (1985) investigou a evolução temporal de perturbações de amplitude finita em um escoamento barotrópico, quase-geostrófico, que separa regiões onde a diferença de VP é bastante alta, utilizando apenas uma frente de VP. Foi bem sucedido em reproduzir a formação de filamentos de VP observados frequentemente na Corrente do Golfo.

Pratt & Stern (1986), incorporando o efeito da estratificação em sua mínima

forma, utilizaram um modelo de um jato zonal associado à uma única frente de VP em um oceano de 1,5 camadas, estudaram a formação, evolução e separação de vórtices de núcleos quentes e frios. Como uma continuidade do trabalho de *Pratt & Stern* (1986), *Pratt et al.* (1991) adicionaram outra frente de VP, tendo assim três regiões com VP constante, com sinais alternados, o que satisfaz uma das condições necessárias para a ocorrência de instabilidade barotrópica. Os resultados reproduziram de maneira bastante satisfatória o fenômeno observado na região da Corrente do Golfo, o que mostra que a instabilidade barotrópica tem um papel importante na formação e desenvolvimento de meandros e vórtices.

Silveira et al. (1999), de agora em diante chamado de SFB99, estudaram semi-analiticamente a dinâmica de separação de correntes de contorno oeste. Neste trabalho, os autores conectaram o modelo de *Pratt & Stern* (1986) ao contorno oeste através de um sistema de duas correntes convergentes, que formam um jato zonal semi-infinito. Este jato é a frente de VP, que separa duas regiões com VP constante. Aplicaram o modelo nos planos f e β , da mesma forma que *Yano & Flierl* (1992). SFB99 estudaram modelos simétricos, quando o tranposrte das duas correntes convergentes era o mesmo, e assimétricos, quando havia uma assimetria no transporte. Analisaram também como estes resultados seriam alterados caso a costa estivesse inclinada. As configurações do modelo de SFB99 permitiram explicar a formação do padrão de retroflexão pela variação da orientação da linha da costa. Entretanto falharam em obter formação e emissão de vórtices, fossem eles de separação ou distantes da costa.

Leal Silva (2000) estudou a separação de CCO's barotropicamente instáveis, com um modelo semelhante ao de SFB99, porém incluiu duas frentes a mais de VP, tendo, portanto, quatro regiões com VP constante, o que torna possível a mudança do gradiente meridional de VP. O autor chegou à conclusão de que a instabilidade barotrópica pode ser responsável pela formação de padrões meandantes em CCO's. Podendo ocorrer até a emissão de vórtices.

Em termos de interação de extensão de CCO com vórtices isolados, *Stern & Flierl* (1987), de agora em diante chamado de SF87, modelaram a interação de um vórtice pontual e vários tipos de jatos idealizados no plano- f . O jato infinito zonal era estável a pequenas perturbações e era representado por uma frente de VP. Os autores demonstraram a importância do sinal do vórtice e do fluxo básico. Na Figura 1.8, por exemplo, temos a interação de um vórtice pontual de sinal negativo com um jato infinito,

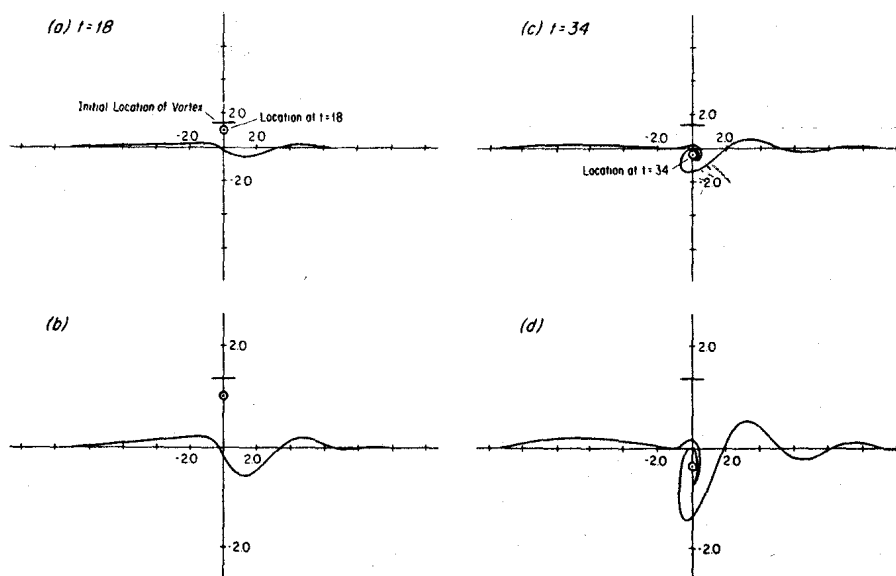


Figura 1.8: Evolução da interação do vórtice pontual com um jato infinito. As figuras “b” e “d” são ampliações da parte de cima *Stern e Flierl*(1987).

onde este induz na frente velocidades para norte e para sul, sendo “engolido” pela frente em $t=34$. No oceano real, o efeito seria a assimilação do vórtice pela frente.

Bell (1991) estudou o mesmo tipo de interação que SF87 usando, entretanto, jatos instáveis, nos casos barotrópico e equivalente-barotrópico (ou de 1,5 camadas). No caso barotrópico a instabilidade do jato faz com que ele se divida em vórtices que interagem também no movimento do vórtice pontual, causador da perturbação. No caso equivalente-barotrópico, uma onda de vorticidade induz no vórtice pontual um movimento em sentido oposto ao do caso barotrópico. Ou seja, o vórtice age como elemento estabilizador favorecendo a formação de vórtices e anéis em ambos os lados da CCO modelada.

Não existem trabalhos na literatura vinculando modelos de DC de interação de vórtices pontuais com CCO em separação da costa.

1.4 Objetivos

O objetivo central deste trabalho é o estudo da interação de vórtices isolados e correntes de contorno oeste em separação da costa. Em particular, visa-se investigar o fenômeno de catálise de vórtices de separação, usando como motivação observacional o sistema de separação da Corrente Norte do Brasil.

A metodologia escolhida é a dinâmica de contornos, empregando-se um sistema de confluência de CCO's num oceano de 1,5-camadas não-viscoso. A confluência será representada por uma única frente de VP que separa uma região ciclônica do sistema de CCO's de outra região anticiclônica.

Adicionalmente, objetivamos buscar, de forma inédita, a validação de se utilizar modelos com estrutura de VP discreta a partir de uma análise dinâmica de observações da região da retroflexão da CNB.

Assim, os objetivos específicos desta dissertação são:

- Analisar, através de redução dinâmica de observações, o efeito da discretização do campo de VP na estrutura do escoamento da CNB observada.
- Analisar o efeito de um vórtice anticiclônico imerso num ambiente mais intensamente anticiclônica na região de separação de CCO's estáveis?
- Analisar o efeito de um vórtice ciclônico imerso num ambiente anticiclônico na região de separação de CCO's estáveis?
- Comparar como os resultados são afetados com as aproximações do plano β (rudimentar) e do plano- f .

Este trabalho será dividido da seguinte forma: a análise dinâmica de observações da CNB está apresentada no Capítulo 2; a formulação do modelo está descrita no Capítulo 3; os estudos de caso serão apresentados no Capítulo 4. Os principais resultados e conclusões são mostrados no capítulo 5.

Capítulo 2

Análise Dinâmica de Observações

2.1 Motivação

O objetivo deste capítulo é demonstrar que a aproximação de 1,5 camadas com uma frente de Vorticidade Potencial, separando duas regiões com VP constante, é satisfatória para representar um sistema de Correntes de Contorno Oeste em separação.

Através de dados hidrográficos e de medidas de velocidade da região da retroflexão da Corrente Norte do Brasil, coletados entre 1990 e 1991 durante o experimento WESTRAX (Western Tropical Atlantic Experiment), buscamos extrair informações dinâmicas necessárias para aproximar esta região por 1,5 camadas e uma frente de Vorticidade Potencial (VP), separando duas regiões com VP constante, usando a função degrau para representar este salto.

Vários autores, como *Pratt* (1988), *Pratt & Stern* (1986) e *Silveira et al.* (1999) têm utilizado modelos de Dinâmica de Contornos num oceano de 1,5 camadas e uma única frente de vorticidade para explicar processos de meandramento e emissão de vórtices de separação associados a CCO's como a Corrente do Golfo, Corrente Norte do Brasil e a Corrente do Brasil. *Pratt et al.* (1991) e *Leal Silva* (2000) examinaram modelos de múltiplas frentes. No entanto, os argumentos de todos estes autores são meramente qualitativos e parece não haver até o momento estudos quantitativos sobre a validade de representar CCO's com estes modelos idealizados.

Neste capítulo, abordaremos quantitativamente a questão fazendo uso das observações de estrutura termo-halina e de velocidade da região da retroflexão da Corrente Norte do Brasil obtidos durante o Projeto WESTRAX. O perfil médio da frequência de estratificação na área é usado como base para a aplicação do método de calibração dinâmica e consequente aproximação ao oceano de 1,5 camadas. Através de mapeamento objetivo, a partir das velocidades calibradas, obtivemos campos de função de corrente geostrófica e de VP. Em seguida, aproximamos o campo de VP por funções de Heaviside, com o salto estimado por ajuste de mínimos quadrados no campo de VP contínuo. Uma vez obtido um campo de regiões de VP constante separadas por uma frente de VP, podemos utilizar a relação de inversibilidade para a obtenção de um novo campo de função de corrente, o que é feito por iteração numérica. A comparação entre o campo de velocidades original e aquele associado à estrutura de VP discreta fornecerá um diagnóstico sobre a validação das aproximações em questão.

2.2 Os Dados do Projeto WESTRAX

O conjunto de dados do projeto WESTRAX consiste em cinco cruzeiros oceanográficos realizados entre 1990 e 1991 com medidas simultâneas da hidrografia e do perfilador de corrente Pegasus (Figura 2.1). *Bub* (1993) fornece uma descrição deste programa. Para o presente estudo foram usados os dados coletados no cruzeiro do outono boreal (**WX2**), realizado entre 17 de setembro de 1990 e 4 de outubro de 1990, que mostram com bastante clareza a retroflexão da CNB e a separação de um vórtice.

Usando os dados de velocidade Pegasus do cruzeiro acima mencionado e seguindo *Silveira et al.* (2000), que aproximaram a região para um modelo de 3 camadas, buscaremos representar a região da CNB como 1.5 camadas e uma frente de VP numa distribuição em função-degrau.

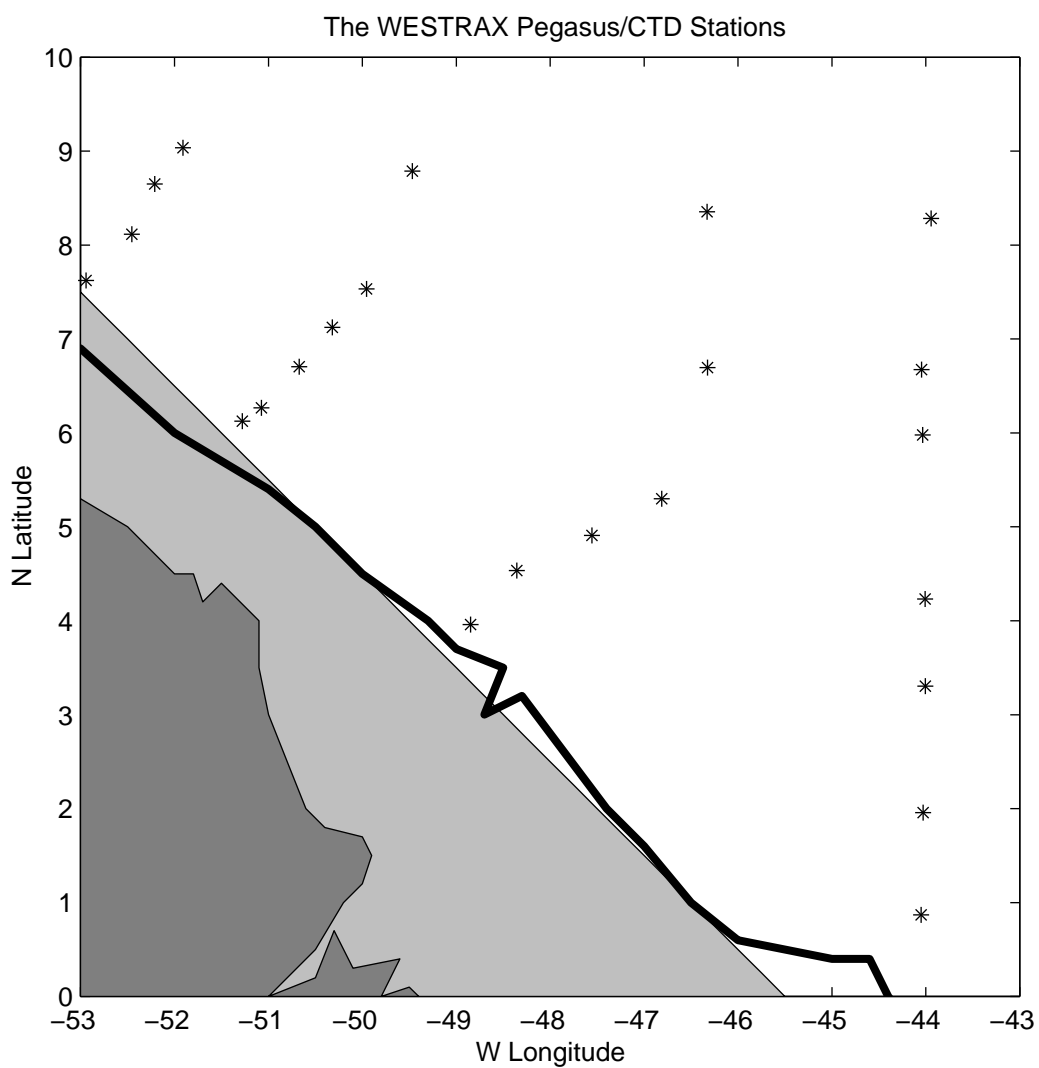


Figura 2.1: O projeto WESTRAX. Estações onde foram coletados dados de CTD e de perfiladores de corrente Pegasus. A linha cheia representa a verdadeira isóbata de 200m enquanto que a área cinza é a aproximação usada. De acordo com *Silveira, Brown e Flierl(2000)*.

2.3 A Região WESTRAX Aproximada por 2 Camadas

Silveira et al. (2000) aproximaram a estrutura vertical de velocidade da região da CNB para os três primeiros modos dinâmicos. Analisando este trabalho, podemos chegar à conclusão que os modos barotrópico e primeiro baroclínico reproduzem em cerca de 60% o fluxo na região.

Quando um sistema de correntes pode ser aproximado por um número pequeno de modos, um modelo de camadas é mais conveniente do que um continuamente estratificado. Nos modelos de camadas, a estrutura de densidade é simplificada por camadas de densidade constante com um salto entre as camadas homogêneas. Assim, o perfil da frequência de empuxo transforma-se numa soma de funções delta de Dirac e não há velocidade vertical associadas às camadas homogêneas (*Silveira et al.*, 2000).

No presente trabalho, faremos a aproximação de duas camadas para a região amostrada e, devido aos baixos valores de velocidade da camada inferior, nos será permitido fazer a aproximação de 1.5 camadas para a região.

Silveira et al. (2000) também mostraram que a aproximação quase-geostrófica é aplicável na região de retroflexão da CNB. O fator que garante a validade da aproximação quase-geostrófica é um número de Rossby (R_0) pequeno, ou seja, em fluidos geofísicos com escala de tempo maiores do que a rotação da Terra a força de Coriolis tem intensidade muito maior do que as forças inerciais.

Nesta seção mostraremos a validade da aproximação de um modelo de 2 camadas para a região estudada. O formalismo apresentado aqui segue diretamente *Flierl* (1978), onde a derivação detalhada dos conceitos utilizados aqui é apresentada.

Assim, utilizaremos as equações da aproximação quase-geostrófica para construir os campos de VP e de função de corrente quase-geostrófica para a região, a partir de observações WESTRAX.

Flierl (1978) mostra como as equações da aproximação quase-geostrófica podem ser aproximadas para as equações do modelo de duas camadas quase-geostrófico através da aproximação dos perfis de densidade e da frequência de empuxo, como segue:

$$\rho = \rho_2(1 - \epsilon) \quad \text{para } -H_1 < z < 0 \quad (2.1)$$

$$\rho = \rho_2 \quad \text{para } -H < z < -H_1$$

e

$$N^2(z) = \epsilon g \delta(z + H_1) \quad (2.2)$$

onde H_1 é a profundidade da camada superior, ϵ é o salto de densidade normalizado e $\delta(z - z_0)$ é a função delta. Com esta simplificação, a equação da vorticidade para duas camadas fica:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi_1 + J(\Psi_1, \nabla^2 \Psi_1) + \beta \frac{\partial \Psi_1}{\partial x} - \frac{f_0}{H_1} [w(0) - w(-H_1)] = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi_2 + J(\Psi_2, \nabla^2 \Psi_2) + \beta \frac{\partial \Psi_2}{\partial x} - \frac{f_0}{H - H_1} [w(-H_1) - w(-H)] = 0,$$

onde Ψ_1 e Ψ_2 são as funções de correntes geostróficas para a camada superior e inferior, respectivamente.

Combinando as Eqs. 2.3 com as da teoria quase-geostrófica, podemos chegar à seguinte relação:

$$\Psi_2 - \Psi_1 = \frac{\epsilon g}{f_0} \eta. \quad (2.4)$$

Assumindo que o deslocamento da interface é contínuo, os valores das velocidades verticais imediatamente acima e abaixo da interface devem ser iguais, daí:

$$w(-H_1^+) = \frac{\partial \eta}{\partial t} + J(\Psi_1, \eta) \quad \text{acima} \quad (2.5)$$

$$w(-H_1^-) = \frac{\partial \eta}{\partial t} + J(\Psi_2, \eta) \quad \text{abaixo.}$$

Combinando as Eqs. 2.5 e 2.3 podemos obter o conjunto de equações para a VP num modelo de duas camadas para um oceano limitado verticalmente por duas camadas rígidas ($w(0) = 0$ e $w(-H) = 0$):

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + J(\Psi_i, \dots) \right] q_i = 0 \quad \text{para } i = 1, 2 \quad (2.6)$$

onde

$$\begin{aligned} q_1 &= \nabla^2 \Psi_1 + \beta y + \frac{f_0^2}{\epsilon g H_1} (\Psi_2 - \Psi_1) \\ q_2 &= \nabla^2 \Psi_2 + \beta y + \frac{f_0^2}{\epsilon g (H - H_1)} (\Psi_1 - \Psi_2) \end{aligned} \quad (2.7)$$

As duas últimas equações correspondem às Relações de Inversibilidade em duas camadas. O conjunto de equações acima é resolvido assumindo-se uma solução do tipo:

$$\Psi_i = \hat{\alpha}_j(x, y, t) \hat{F}_j^i, \quad (2.8)$$

onde as grandezas sob “^” indicam uma quantidade presente nas duas camadas e \hat{F}_j^i se refere à amplitude do j -ésimo modo na i -ésima camada. A equação modal em duas camadas é obtida substituindo a Eq. 2.8 na equação da VP em duas camadas, resultando

$$\frac{f_0^2}{\epsilon_{i-1} g H_i} (\hat{F}_j^{\hat{i}-1} - \hat{F}_j^{\hat{i}}) - \frac{f_0^2}{\epsilon_i g H_i} (\hat{F}_j^{\hat{i}} - \hat{F}_j^{\hat{i}+1}) + \lambda_j \hat{F}_j^{\hat{i}} = 0 \quad (2.9)$$

onde $j = 0, 1$ é o índice do modo, $i = 1, 2$ é o índice da camada, $H_2 = H - H_1$ e $\epsilon_{0,3} \rightarrow \infty$ devido às aproximações da camada rígida no topo e no fundo.

A escolha da profundidade da primeira camada (H_1) e do salto de densidade são, portanto, cruciais para o sucesso da aproximação em duas camadas. Modelos de camadas devem ser calibrados de modo a reproduzir quantitativamente a física implícita no modelo continuamente estratificado. Isto é principalmente relevante no que tange às escalas de comprimento (principalmente o raio de deformação). O que faz com que os valores de H_1 e ϵ devem ser escolhidos de forma que os autovalores da Eq. 2.9 reproduzam de maneira satisfatória o modelo continuamente estratificado.

A escolha mais óbvia para estes dois parâmetros seria a profundidade do primeiro modo baroclínico para H_1 e a diferença entre as densidades médias computadas em cada camada para ϵ . No entanto, a maneira mais correta é aplicar o método de calibração dinâmica proposto por *Flierl* (1978), que otimiza as escolhas de H_1 e ϵ de acordo com as peculiaridades físicas de uma situação específica. A idéia deste método é criar funções de calibração que caracterizam o comportamento do sistema dinâmico em estudo.

Basicamente, o método de interação não-linear de *Flierl* (1978) consiste em “adequar” parâmetros do modelo continuamente estratificado ao modelo de duas camadas.

Estes parâmetros são o autovalor do primeiro modo baroclínico λ_1 e o “coeficiente de interação não-linear” ζ_{111} , definido como a projeção do primeiro modo baroclínico vertical $F_1(z)$ no produto $F_1(z)F_1(z)$, como será visto na próxima seção onde daremos algum detalhe sobre este procedimento.

Esta técnica é aplicável apenas para situações físicas onde interações não-lineares são o mecanismo básico de geração de Vorticidade Potencial Quase-Geostrófica. Regiões de confluência, como citado no Capítulo 1, são regiões onde os mecanismos não-lineares são bastante relevantes dinamicamente. A região da retroflexão da CNB consiste na convergência de duas correntes de contorno (sendo que a corrente que flui para sul é consideravelmente mais fraca do que a que flui para norte) que formam um jato para leste, a Contra-Corrente Norte Equatorial (CCNE). A região de confluência ocasionalmente torna-se instável e, ocasionalmente, anticiclones são emitidos. Daí temos que os termos não-lineares têm um papel importante na troca de momentum e energia entre os fluxos básico e perturbado. Esta descrição da região nos permite aplicar a teoria de calibração dinâmica à mesma.

2.4 Calibração do Modelo de 2 Camadas

Como dito na seção anterior, a escolha de H_1 e de ϵ são fundamentais, por isso uma atenção especial é dada para o método de calibração dinâmica usado neste trabalho para se obter tais parâmetros.

Começamos com a derivação da equação de evolução para as amplitudes modais da função de corrente geostrófica α_k para um oceano continuamente estratificado. Esta equação é obtida através da projeção do k -ésimo modo vertical na equação da VP quase-geostrófica.

$$\frac{1}{H} \int_{-H_1}^0 F_k(z) \frac{D}{Dt} q = 0 \quad (2.10)$$

onde:

$$q = \nabla^2 \psi + \beta y + \frac{\partial}{\partial z} \frac{f_0^2}{N^2(z)} \frac{\partial}{\partial z} \psi$$

e

$$\psi = \alpha_k(x, y, t)F_k(z)$$

são a VP e a função de corrente do oceano continuamente estratificado. Assim, obtemos,

$$\frac{\partial}{\partial t}[\nabla^2 - \lambda_k]\alpha_k - \beta \frac{\partial}{\partial x}\alpha_k + \sum_{ij} J(\alpha_i, [\nabla^2 - \lambda_j]\alpha_j)\zeta_{ijk} = 0 \quad (2.11)$$

sendo

$$\zeta_{ijk} = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 F_i(z)F_j(z)F_k(z)dz \quad (2.12)$$

onde os índices i, j e k referem-se ao modo.

Flierl (1978) define ζ_{ijk} como o coeficiente de interação não-linear, que mostra o quanto do modo k existe no produto dos modos i e j . Se considerarmos

$$q_k = [\nabla^2 - \lambda_k]\alpha_k + \beta y \quad (2.13)$$

como sendo a VP no k -ésimo modo, podemos escrever a Eq. 2.11 da seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t}q_k = -\beta \frac{\partial}{\partial x}\alpha_k - \sum_{ij} J(\alpha_i, q_j - \beta y)\zeta_{ijk}. \quad (2.14)$$

A equação em duas camadas similar a 2.11 pode ser derivada de forma análoga. Se substituirmos a Eq. 2.8 na 2.3 e aplicarmos a equação da autofunção obtemos

$$\sum_j \hat{F}_j^i \left(\frac{\partial}{\partial t}[\nabla^2 - \hat{\lambda}_j] + \beta \frac{\partial}{\partial x} \right) \hat{\alpha}_k + \sum_{jm} \hat{F}_j^i \hat{F}_m^i J(\hat{\alpha}_m, [\nabla^2 - \hat{\lambda}_j]\hat{\alpha}_j) = 0 \quad (2.15)$$

onde i é índice da camada e j o índice modal.

Para finalizar a derivação, multiplicamos a equação acima por $\frac{H_i \hat{F}_k^i}{H}$, somando em $i=1,2$ e usando \hat{q}_k , obtemos

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{q}_k = -\beta \frac{\partial}{\partial x}\hat{\alpha}_k - \sum_{jm} J(\hat{\alpha}_m, \hat{q}_k - \beta y)\zeta_{jmk} \quad (2.16)$$

onde

$$\zeta_{ijk} = \frac{1}{H} \sum_{m=1}^2 H_m \hat{F}_{i^m}^i \hat{F}_j^m \hat{F}_k^m. \quad (2.17)$$

Nas Eqs. 2.14 e 2.16 há apenas dois mecanismos que podem alterar a VP, a advecção da vorticidade planetária por correntes meridionais e as interações não-lineares entre os modos. O efeito de estratificação nas Eqs. 2.14 e 2.15 podem ser sentidos através do raio de deformação e do coeficiente de interação não-linear e, por esta razão, *Flierl* (1978) usa-os como funcionais de calibração para otimizar a aproximação da estrutura vertical de massa.

Assim, *Flierl* (1978) mostra que o modelo de duas camadas, no caso de interação não-linear, se comportaria de maneira otimizada se fizermos

$$\hat{\lambda}_1 = \lambda_1$$

e

$$\hat{\zeta}_{111} = \zeta_{111}.$$

Manipulando a Eq. 2.9, podemos obter expressões para \hat{F}_i^m , para $m = 1, 2$ e, consequentemente, podemos expressar $\hat{\zeta}_{111}$ em termos de H e H_1 . Sabendo que

$$\hat{F}_1^1 = \frac{1}{\sqrt{\delta}} \quad (2.18)$$

e

$$\hat{F}_1^2 = -\sqrt{\delta} \quad (2.19)$$

temos que

$$\zeta_{111} = \frac{H_1}{H} \left(\frac{H - H_1}{H_1} \right)^{3/2} - \frac{H - H_1}{H} \left(\frac{H_1}{H - H_1} \right)^{3/2} \quad (2.20)$$

Substituindo a Eq.2.20 acima em 2.17, podemos obter uma expressão para H_1 :

$$\frac{H_1}{H - H_1} = \frac{1}{4} (\sqrt{\zeta_{111}^2 + 4} - \zeta_{111})^2 \quad (2.21)$$

Da manipulação da relação de separação (2.9), podemos também obter:

$$\hat{\lambda}_1 = \frac{f_0^2}{\epsilon g} \frac{H}{H_1(H - H_1)} \quad (2.22)$$

o que nos permite obter também um valor para ϵ .

Flierl (1978) demonstra que a escolha de H_1 e ϵ através de modelos de calibração modela tanto interações baroclínicas-baroclínicas como barotrópicas-baroclínicas. As interações barotrópicas-barotrópicas não dependem da estratificação portanto espera-se que estas sejam irrelevantes ao processo de calibração.

As quantidades do modelo continuamente estratificado foram calculadas a partir dos dados do WESTRAX2, calculados por *Silveira et al.* (2000), que aproximaram a região para 3 camadas. Os resultados para o modelo de duas camadas são apresentados nas Figuras 2.2 e 2.3.

Das Figuras 2.2 vemos que a profundidade da primeira camada obtida foi de 719 m, com os respectivos valores da densidade em cada camada. Valores estes que foram calculados de modo a reproduzir o raio de deformação do modelo continuamente estratificado.

Os valores de densidade calculados para a primeira e segunda camadas são, respectivamente, 27.78 e 27.90, o que resulta num valor de ϵ de 0.0012, ou seja $\Delta\sigma_t \approx 1, 2$.

Na Figura 2.3, apresentamos as amplitudes do modo baroclínico para um oceano continuamente estratificado e para o de duas camadas.

2.5 A Aproximação de 1,5-camadas

O valor calibrado para H_1 foi de 719 m, o que é quase a metade do primeiro modo escolhido na literatura em geral, que é de 1500 m. A razão entre as duas camadas é de, aproximadamente, 0.18.

A equação quase-geostrófica da VP (Eqs. 2.6 e 2.7) pode ser diagonalizada, assim

$$\begin{aligned} \hat{q}_0 &= \nabla^2 \hat{\alpha}_0 + \beta y \\ q_1 &= (\nabla^2 - R_{d_1}^{-2}) \hat{\alpha}_1 + \beta y \end{aligned} \tag{2.23}$$

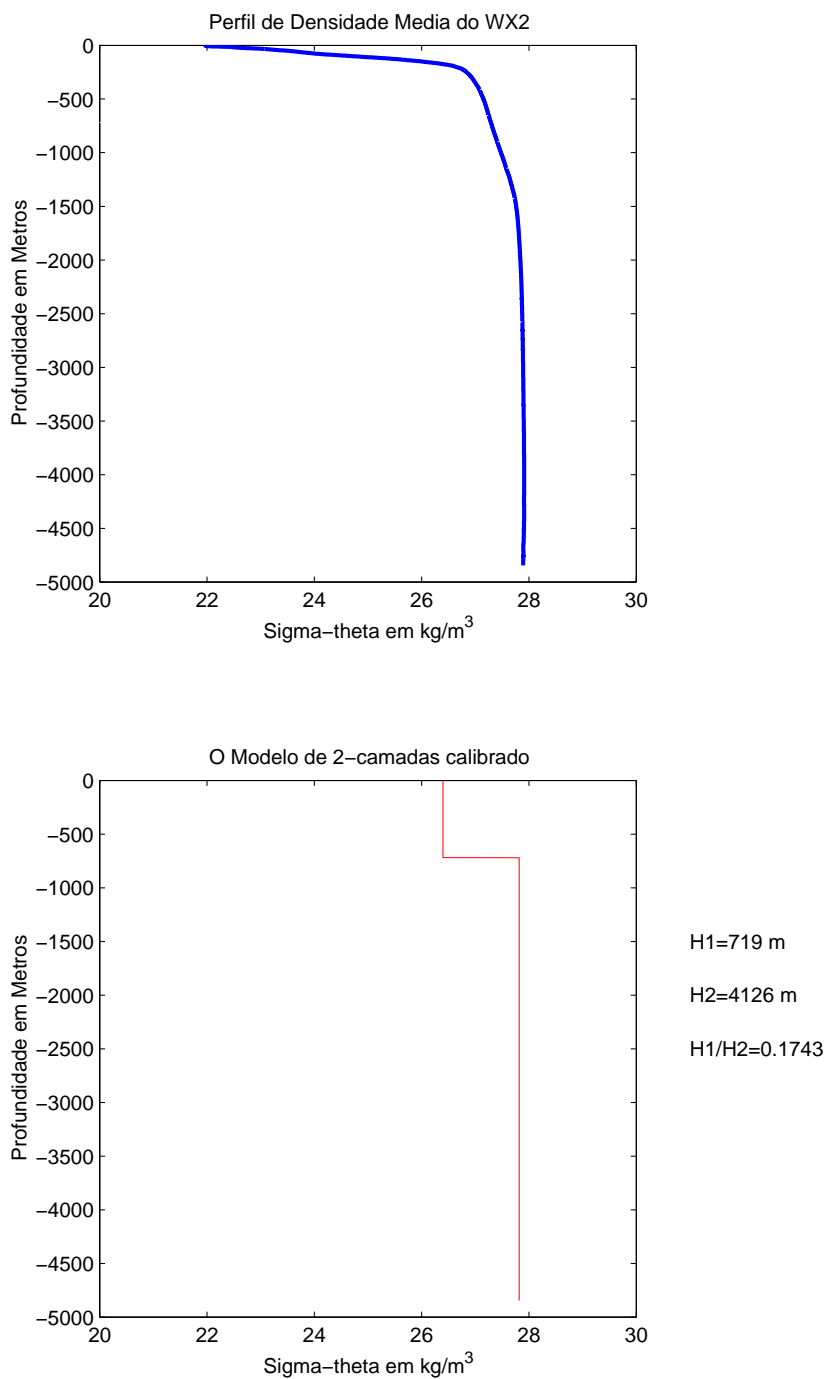


Figura 2.2: Perfis de densidade do WX2 e do modelo calibrado de 2 camadas.

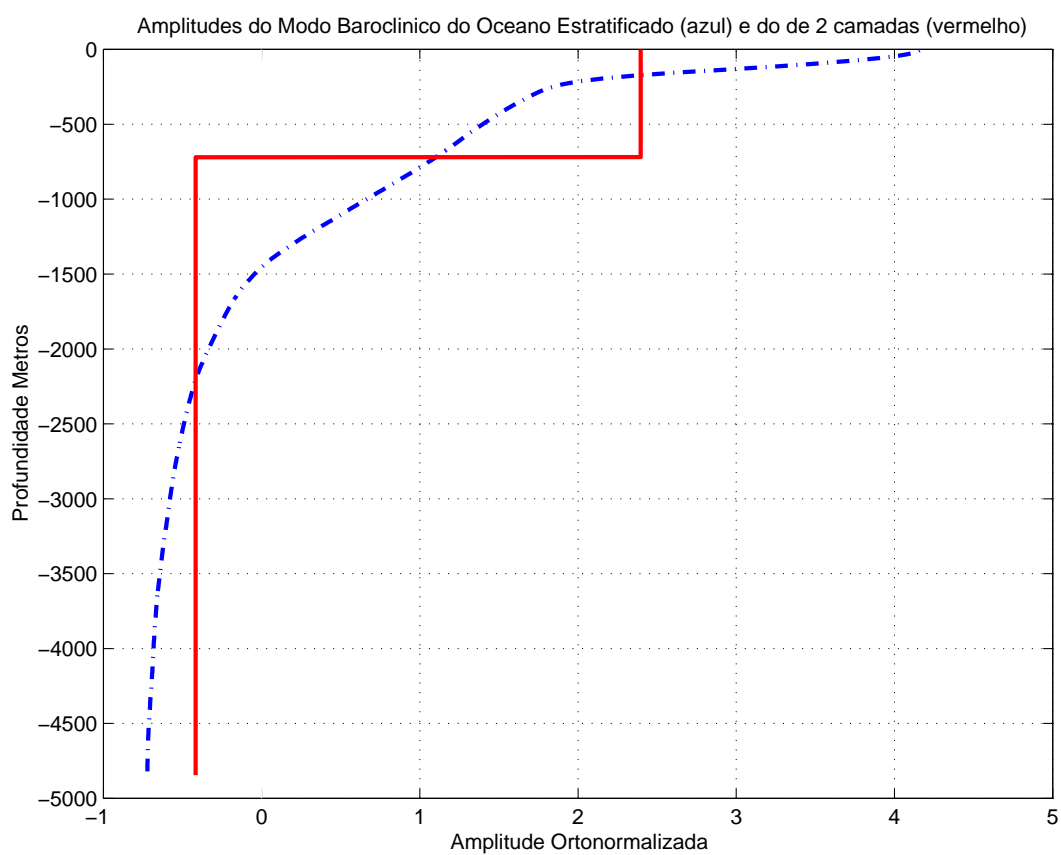


Figura 2.3: Amplitude do primeiro modo baroclínico do oceano estratificado continuamente (em azul) e do oceano calibrado de 2 camadas (em vermelho).

onde

$$R_{d_1}^2 = \frac{\epsilon g H_1 (H - H_1)}{f_0^2 H} \quad (2.24)$$

é o raio de deformação baroclínico. Os índices 0 e 1 indicam barotrópico e baroclínico, respectivamente. Estas novas quantidades estão relacionadas com Ψ_1 e Ψ_2 da seguinte forma:

$$\Psi_1 = \hat{\alpha}_0 + \frac{1}{\sqrt{\delta}} \hat{\alpha}_1 \quad (2.25)$$

$$\Psi_2 = \hat{\alpha}_0 - \sqrt{\delta} \hat{\alpha}_1$$

onde

$$\delta = \frac{H_1}{H - H_1}.$$

Expressões análogas podem ser escritas para \hat{q}_i , \hat{u}_i e \hat{v}_i ($i = 1, 2$). A equação correspondente da velocidade pode ser usada para processarmos os dados de velocidade Pegasus aproximados em duas camadas. As componentes \hat{u}_1 e \hat{u}_2 foram calculadas usando-se:

$$u_1 = \hat{u}_0 + \frac{1}{\sqrt{\delta}} \hat{u}_1 \quad (2.26)$$

$$u_2 = \hat{u}_0 - \sqrt{\delta} \hat{u}_1$$

onde a j -ésima amplitude modal do oceano de camadas é

$$\hat{u}_j = \sum_j \frac{H_i}{H} F_{j^i} u(z). \quad (2.27)$$

Como as velocidades da segunda camada são muito menores do que as da primeira, podemos fazer a aproximação de 1,5-camadas para o estudo da emissão de vórtices na região da retroflexão da CNB. As equações em 1,5-camadas podem ser obtidas diretamente das Eqs. 2.6 e 2.7 se aplicarmos

$$\frac{\Psi_2}{\Psi_1} = O(\delta).$$

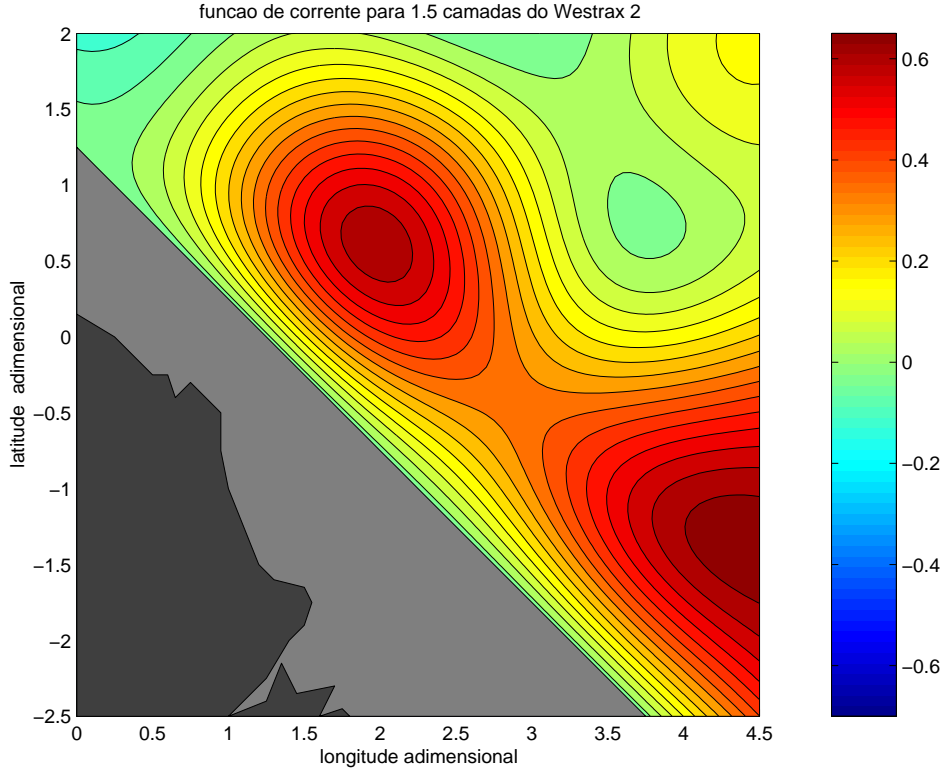


Figura 2.4: Função de Corrente geostrófica adimensional de 1,5 camadas para o cruzeiro WESTRAX 2 .

Como $\delta = 0.18$ é um número pequeno, podemos negligenciar Ψ_2 e, portanto, desacoplamos a primeira camada da segunda. Nestas circunstâncias, as Eqs. 2.7 ficam:

$$q_1 \approx \nabla^2 \Psi_1 + \beta y - \frac{1}{R_d^2} \Psi_1 \quad \text{onde} \quad R_d = \frac{\sqrt{\epsilon g H_1}}{f_0} \quad (2.28)$$

$$q_2 \approx \beta y \quad \text{já que} \quad \frac{\nabla^2 \Psi_2 - \frac{\partial}{\partial y} (\Psi_1 - \Psi_2)}{\beta y} = O(\delta),$$

onde R_d é o raio de deformação do oceano de 1,5-camadas.

A não-dimensionalização dos campos dinâmicos parte do fato de que a razão entre a vorticidade potencial quase-geostrófica e a vorticidade básica (f_0) deve ser da ordem do Número de Rossby. Seguindo *Silveira et al.* (2000), usamos o Raio de Deformação do primeiro modo baroclínico em 5°N , calculado por *Silveira et al.* (2000) e partindo de argumentos simples, como

$$\frac{q_1}{f_0} = O(R_o); \quad R_o = \frac{U}{f_0 L},$$

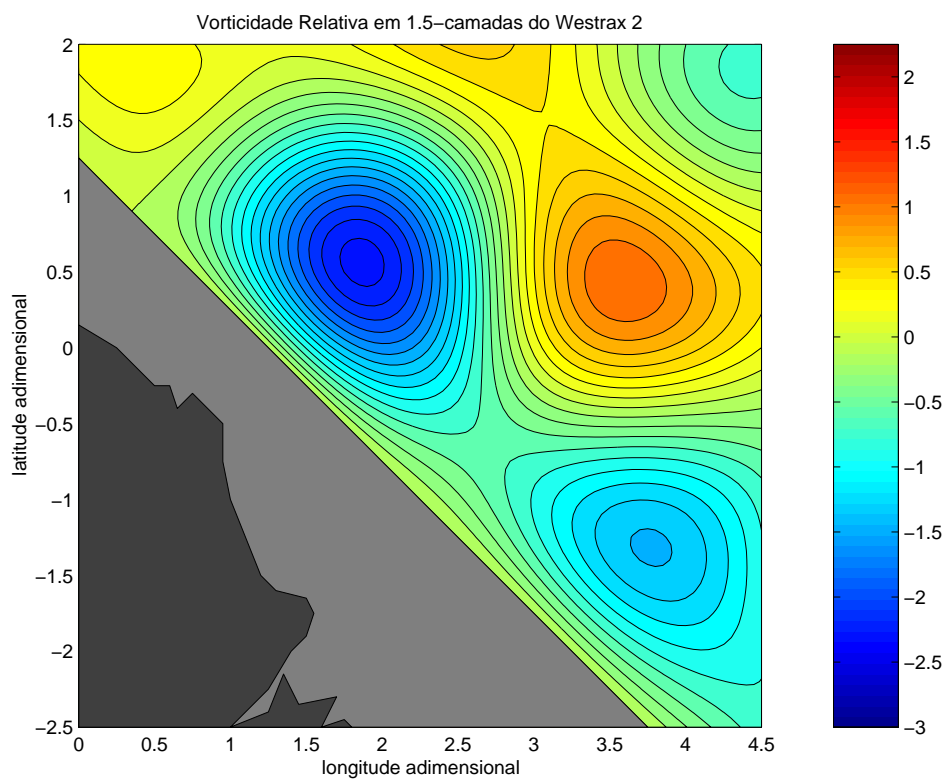


Figura 2.5: Vorticidade relativa geostrófica de 1,5 camadas para o cruzeiro WESTRAX 2.

Tabela 2.1: Parâmetros não-dimensionais e escalas do modelo quase-geostrófico de 1,5 camadas

Quantidade	Definição	Valor
comprimento horizontal	L	$2.27 \times 10^5 \text{ m}$
prof. da primeira camada	H_1	719 m
parâmetro de Coriolis	f_0	$1,27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
velocidade horizontal	U	0.9 ms^{-1}
vorticidade potencial QG	UL^{-1}	$3.97 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$
parâmetro β	$\frac{U}{L^{-2}}$	$1,75 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$
número de Rossby	$R_0 = \frac{U}{f_0 L}$	0.35

chegamos à Tabela 2.1:

Assim, o sistema em 1,5 camadas quase-geostrófico não-dimensional, abandonando o índice da primeira camada se torna

$$\frac{D}{Dt}q' = 0 \quad (2.29)$$

onde

$$q' = (\nabla^2 - 1)\Psi' + \beta'y', \quad (2.30)$$

onde as aspas denotam quantidades adimensionais.

O gradeamento do campo Ψ' é realizado por meio de análise objetiva, seguindo em detalhe o método sugerido por *Silveira et al.* (2000). Estes autores, por sua vez, obtiveram mapas de função de corrente interpolados diretamente dos dados esparsos de velocidade (vide Fig. 2.1), supondo um escoamento não-divergente no plano horizontal (*Bretherton et al.*, 1976). A obtenção do mapa de vorticidade relativa geostrófica $\nabla^2\Psi'$ é feita de forma análoga. Os resultados tanto dos mapas da função de corrente e vorticidade relativa são apresentados nas Figuras 2.4 e 2.5, respectivamente.

Os campos de VP quase-geostrófica são calculados a partir dos campos apresentados nas Figuras 2.4 e 2.5 e apresentados nas Figuras 2.7 e 2.8, usando a Eq. 2.30.

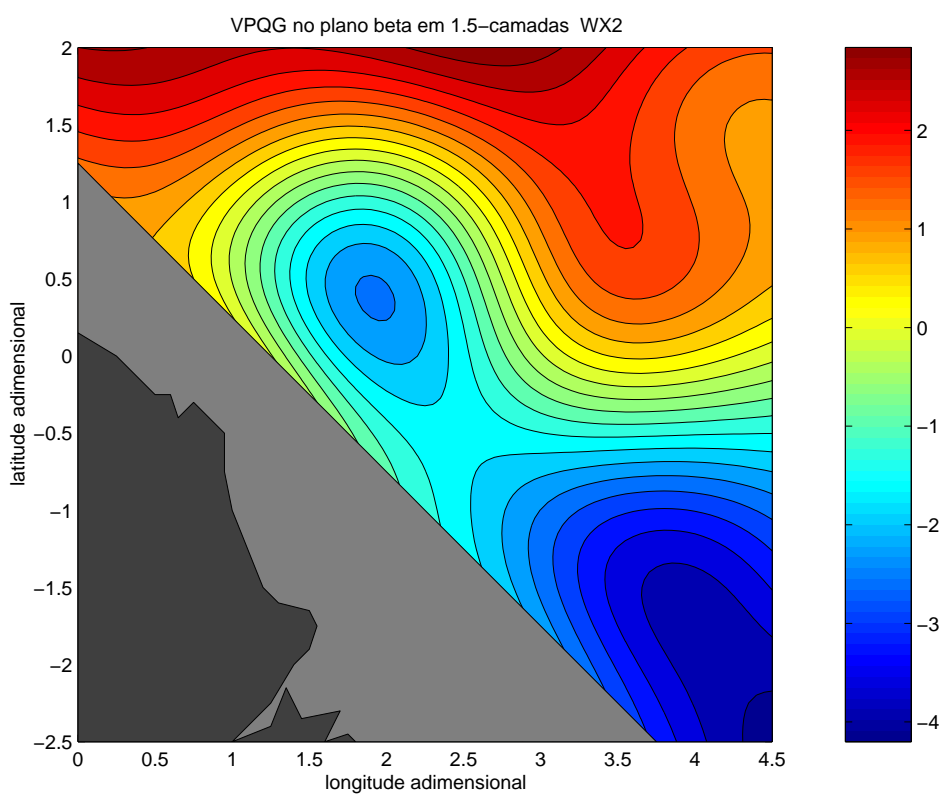


Figura 2.6: Vorticidade Potencial Quase-Geostrófica para o cruzeiro WESTRAX 2.

A Figura 2.4 exibe um padrão de função de corrente bastante semelhante àquele obtido por *Silveira et al.* (2000). A CNB está se separando da costa da América do Sul e, no processo, se encontra emitindo um grande anticiclone, centrado à distância meridional de $y = 0.5$. No extremo oeste da região WESTRAX, o escoamento adquire um padrão de orientação zonal, demarcando o início da CCNE.

A Figura 2.7 apresenta assinatura de VP do vórtice com contornos fechados, indicando a robustez dos vórtice e reforçando a validade de usar VP como traçador para este tipo de estrutura vortical da região.

Em particular, podemos usar a Eq. 2.29 para obter informações sobre o possível destacamento final do vórtice de retroflexão da CNB. Assim, reescrevendo a referida equação como

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\nabla\Psi \times \nabla q. \quad (2.31)$$

O contorno de VP então se moverá caso haja velocidades normais a ele. Assim, se plotarmos o contorno de q no centro da frente de VP e as velocidades nos seus entornos (Figura 2.8), observamos claramente que o meandro tenderá a se mover na direção noroeste e o lado oeste do vórtice se moverá para oeste, destacando o anticiclone do eixo da CNB.

2.6 Discretização do Campo de Vorticidade Potencial

O cerne da técnica de Dinâmica de Contornos é a aproximação da frente de VP associada às CCO's por funções-degrau de Heaviside.

Podemos inspecionar o caráter frontal do campo de VP da região de separação da CNB se examinarmos a variação de VP ao longo de 44°W (vide Figura 2.7). Em azul temos a variação de VP total, que é composto da soma da vorticidade relativa (em vermelho) e a vorticidade planetária (em verde). A ponto central na avaliação desta Figura é notarmos a acentuada variação da vorticidade relativa na latitude central (5°N), que denota claramente a separação de uma regiões de baixa VP (ao sul) de uma de alta VP (ao norte).

Outro aspecto interessante é notarmos que a variação da vorticidade relativa

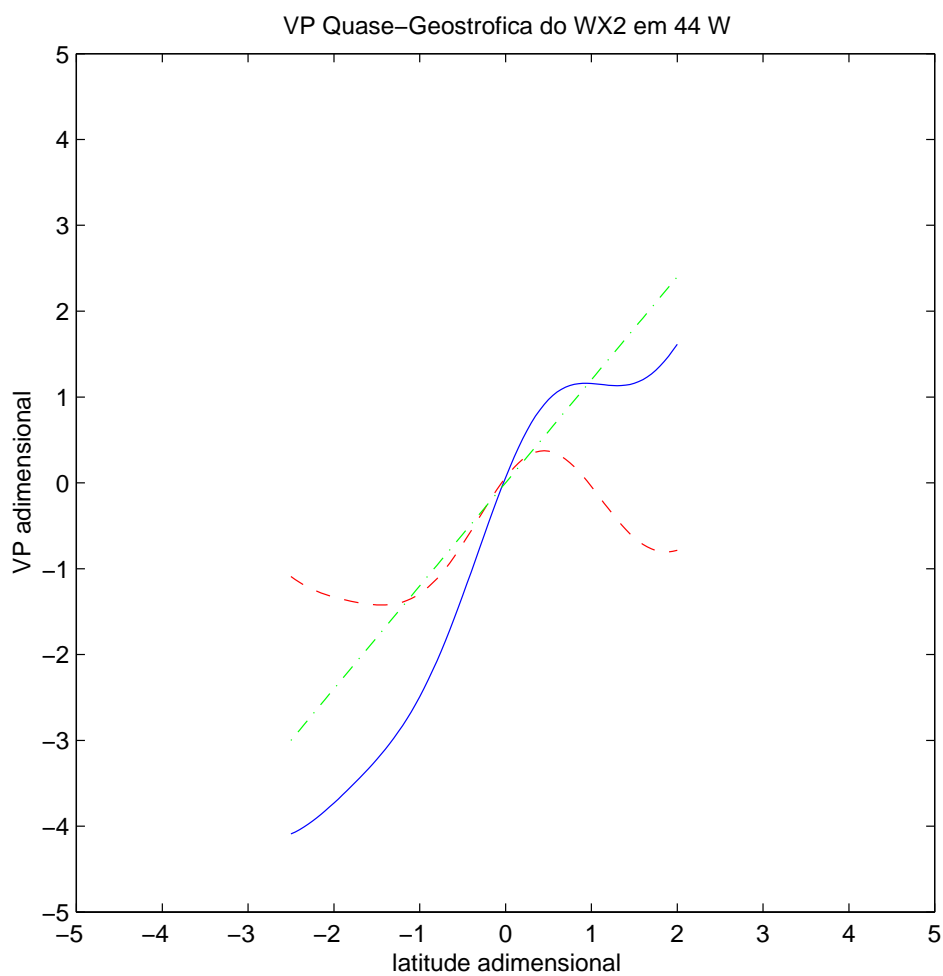


Figura 2.7: Variação meridional da VP quase-geostrofica (em azul) ao longo de 44°W . A vorticidade relativa é dada em vermelho e a variação de vorticidade planetária é dada em verde.

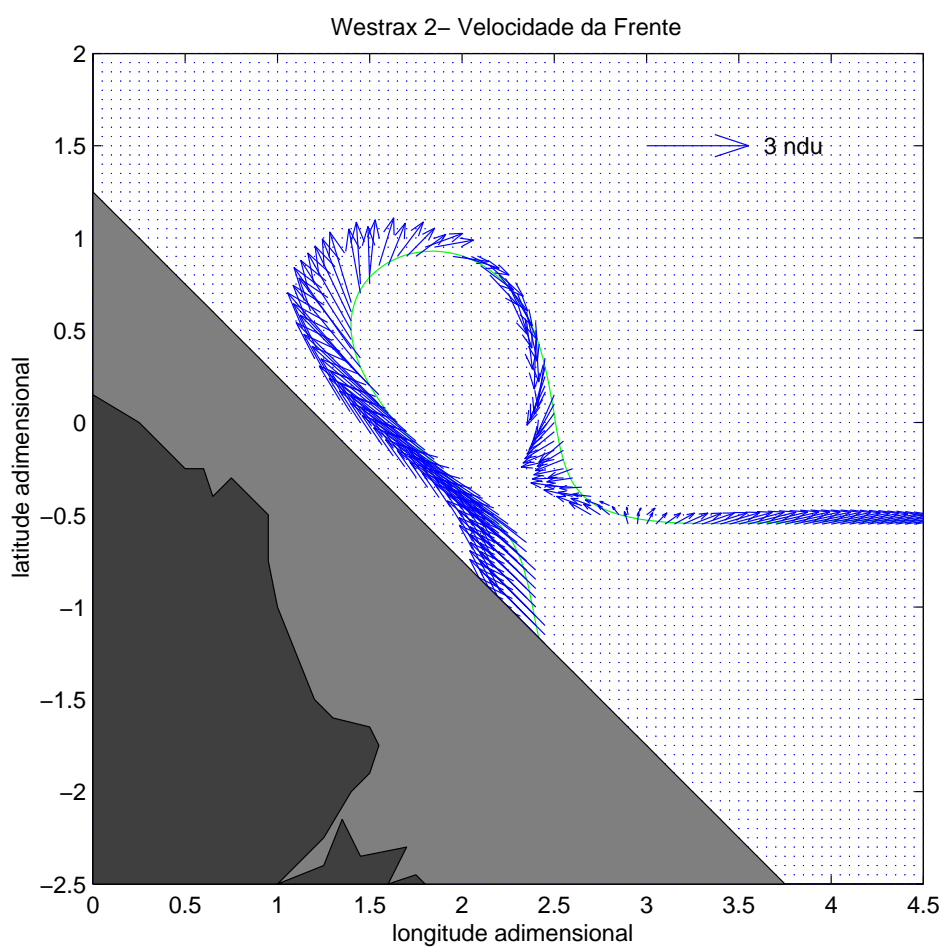


Figura 2.8: Velocidades associadas à frente de VP igual a -1.2 . Velocidades para oeste na parte inferior indicam que o lóbulo de retroflexão tende a se fechar gerando um vórtice de separação .

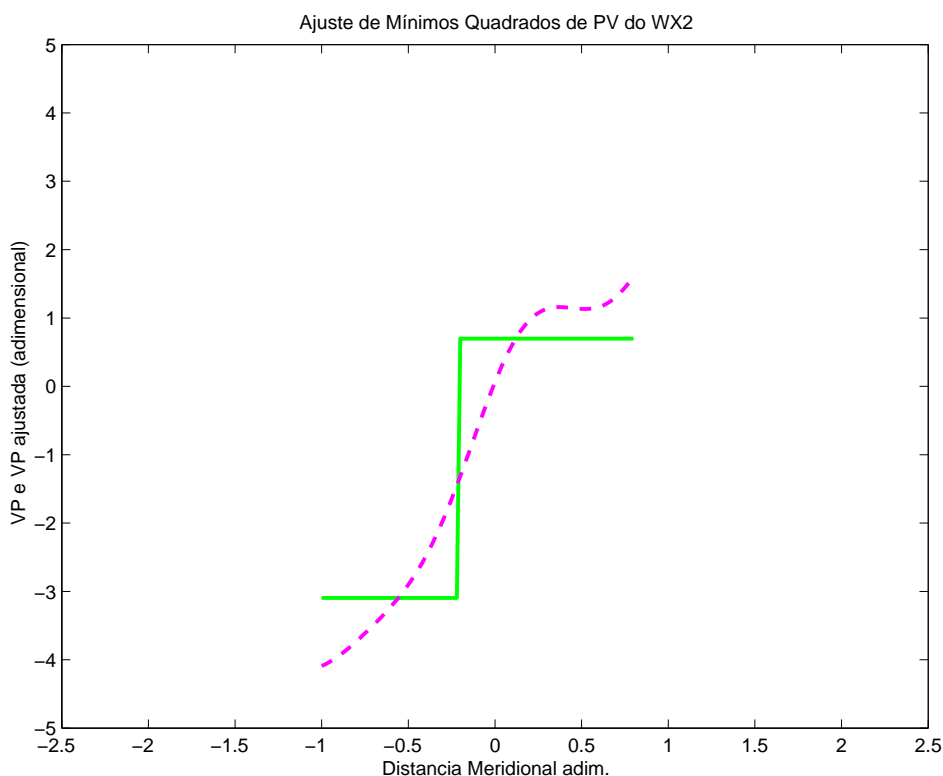


Figura 2.9: Ajuste de mínimos quadrados para o campo de Função de Corrente (rosa tracejada) e o ajuste com o salto (verde).

na latitude central é da mesma ordem da variação da vorticidade planetária, o que não é um empecilho para a aproximação quase-geostrófica. *Hall* (1985) e *Silveira et al.* (2000) obtiveram valores comparáveis.

Com a análise das Figuras 2.6, 2.8 e 2.7, podemos concluir que o forte gradiente de VP na latitude de separação em 1.5 camadas confirma que a frente de retroflexão é também uma frente de VP.

Apesar do alto valor do gradiente de vorticidade planetária e de este representar em grande parte a amplitude de VP na região, o efeito beta não é o responsável pela emissão de vórtices, pelo contrário, de acordo com *Philander* (1990) este exerce um efeito estabilizador no sistema. Como exemplo, podemos citar a Corrente Leste da Austrália e a Corrente do Brasil, que se situam em regiões onde o efeito beta é bem mais fraco e também emitem vórtices de retroflexão.

Nossa intenção agora é discretizar o campo de VP, como requer a técnica DC,

e aproximá-lo através do uso de funções de Heaviside, com uma região de VP negativa, abaixo da frente, e outra positiva, imediatamente acima desta. O salto será estimado por ajuste de mínimos quadrados no campo de VP contínuo (Figura 2.7).

Formalmente, o sistema não-perturbado pode ser representado por

$$q = q_0 + \Delta \mathcal{H}(\dagger - \ddagger - \eta(\S, \sqcup)) \quad (2.32)$$

$$(\nabla^2 - 1)\Psi = q \quad (2.33)$$

onde q_0 é o valor negativo ao sul da frente escolhida, Δ é o valor do salto de VP, \bar{y} é a latitude central da frente e $\eta(x, t)$, seus desvios espaço-temporais e \mathcal{H} é a função degrau de Heaviside,

$$\mathcal{H}(y) = 0 \text{ para } y < 0$$

$$\mathcal{H}(y) = 1 \text{ para } y > 0.$$

O ajuste ótimo para a obtenção do valor de $\Delta = 4.59$ é exibido na Figura 2.9.

Assim, o campo de VP discretizado tem o contorno central da frente de VP WESTRAX2, de valor $q = -1.2$, da Figura 2.6, apresentando valores de $q = -3.09$, ao sul da frente, e $q = 0.69$, ao norte contorno.

Uma vez obtido um campo de regiões de VP constante separadas por uma frente de VP (vide Figura 2.10), podemos utilizar a relação de inversibilidade (Eq. 2.33) para a obtenção de um novo campo de função de corrente, o que é feito por iteração numérica. O esquema numérico é baseado naquele descrito por *Leal Silva* (2000), onde a Eq. 2.33 é aproximada por diferenças finitas na seguinte forma:

$$\frac{\psi_{k,l-1} + \psi_{k,l+1} + \psi_{k-1,l} + \psi_{k+1,l} - 4\psi_{k,l}}{\Delta l^2} - \psi_{k,l} = q_{k,l} - \beta y_{k,l} \quad (2.34)$$

onde $k, l = 1, 91$ e $\Delta x = \Delta y = \Delta l = 0.05$. O campo de $q_{k,l}$ é o disposto na Figura 2.10 e as condições de contorno e iniciais são fornecidas pela matriz que compõe a Figura 2.4. O esquema itera até um erro de convergência da ordem de 10^{-5} .

O campo de função de corrente modelada é apresentado na Figura 2.11. A comparação entre as Figuras 2.4 e 2.11 revela uma boa semelhança onde o anticiclone de retroflexão é satisfatoriamente reproduzido.

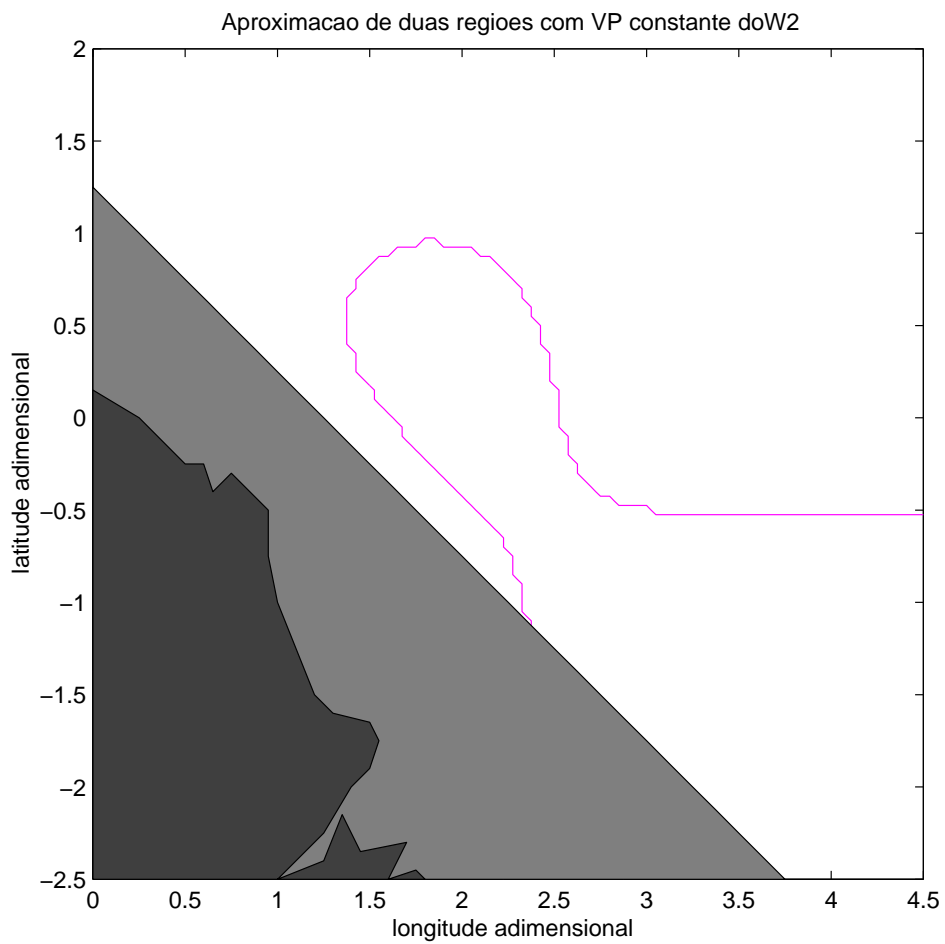


Figura 2.10: Vorticidade Potencial Quase-Geostrófica Discretizada como 2 regiões homogêneas separadas por uma descontinuidade.

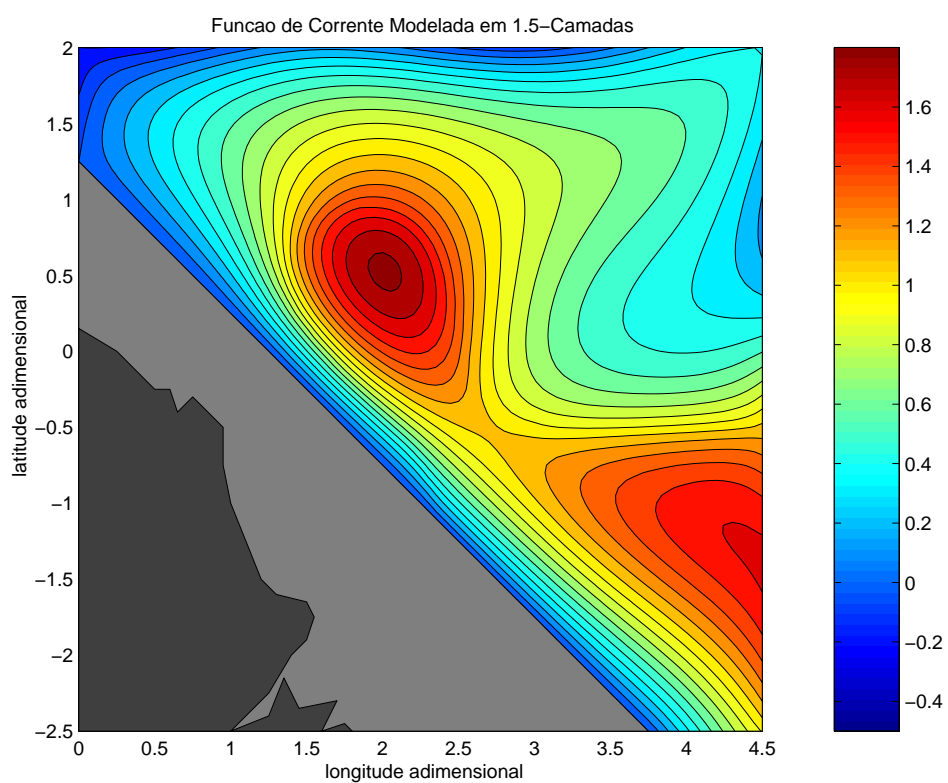


Figura 2.11: Campo de Função de Corrente modelada, associada ao campo de VP discretizado da Figura 2.10.

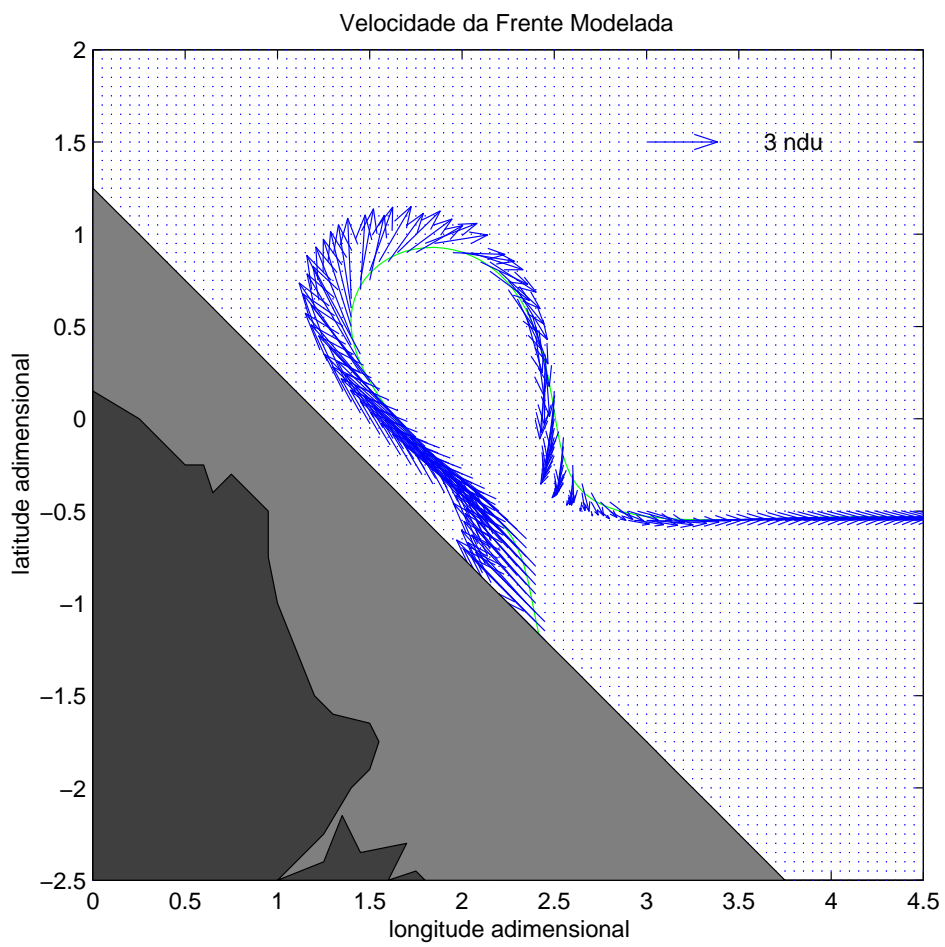


Figura 2.12: Campo de velocidades na frente modelado

Nossos resultados mostram assim que o modelo de uma frente reproduz satisfatoriamente a região de retroflexão, mostrando que a aproximação em 1,5-camadas e uma frente de VP podem ser usadas com bastante confiabilidade mesmo numa região limite para a aproximação quase-geostrófica . A não obtenção das velocidades para oeste é um indicador de que uma frente apenas não é capaz de reproduzir o fechamento do lóbulo e a consequente emissão posterior do vórtice de retroflexão (*Silveira et al. (2000)*). Na Figura 2.12, a parte inferior direita do lóbulo apresenta apenas velocidades para sul, indicando que o presente modelo é apropriado para a representação da retroflexão, mas não do fenômeno de emissão de vórtices. Para que este fenômeno fosse melhor estudado, deveríamos aumentar o número de frentes de modo a sofisticar a dinâmica do sistema e permitir a interação entre as bandas de VP de valores distintos.

Esta constatação pode justificar por que SFB99 não obteve formação de vórtices de separação em seu modelo DC de 1 frente num oceano de 1,5-camadas. Reproduziram o padrão de retroflexão associados à separação de CCO's, mas não houve instabilização do sistema de correntes de separação. Nos capítulos a seguir, incluiremos no modelo de SFB99 a interação com um vórtice isolado, para simular vórtices oriundos de ondas tropicais encontrados na região da CNB (*Johns et al., 1998*) .

Capítulo 3

Formulação do Modelo

3.1 Introdução

Neste capítulo, descreveremos a formulação do modelo de Dinâmica de Contornos construído para a investigação da física da interação entre um vórtice isolado e a região de confluência entre duas CCO's simétricas.

O modelo DC é semi-analítico, onde as relações de inversibilidade são resolvidas analiticamente, mas a evolução temporal do sistema é conduzida numericamente. Assim, também apresentamos a calibração do modelo, baseada em reproduzir os resultados de SF87, para um jato zonal infinito.

No trabalho de SF87, os vórtices isolados, sejam eles ciclônico ou anticiclônicos, são representados por uma singularidade pontual de VP.

3.2 Descrição do Modelo

O modelo utilizado nesta dissertação foi desenvolvido a partir de SFB99, com a implementação do vórtice pontual de SF87. Ou seja, o vórtice pontual será acoplado a um modelo com um contorno oeste, interagindo com um sistema de correntes convergentes, com o efeito da imagem e com as perturbações causadas na frente de VP, como será

descrito adiante. A estrutura vertical do modelo é formulada como um oceano de 1,5 camadas, ou equivalente-barotrópico, com tampa rígida 3.1, invíscido e inercial. Além disso será usada a aproximação quase-geostrófica no plano- f . Será incorporado também um efeito β rudimentar. Este efeito introduzirá um fluxo estacionário para oeste, porém não permitirá a existência de ondas de Rossby, o que, dinamicamente, é incompatível com duas regiões de VP constante.

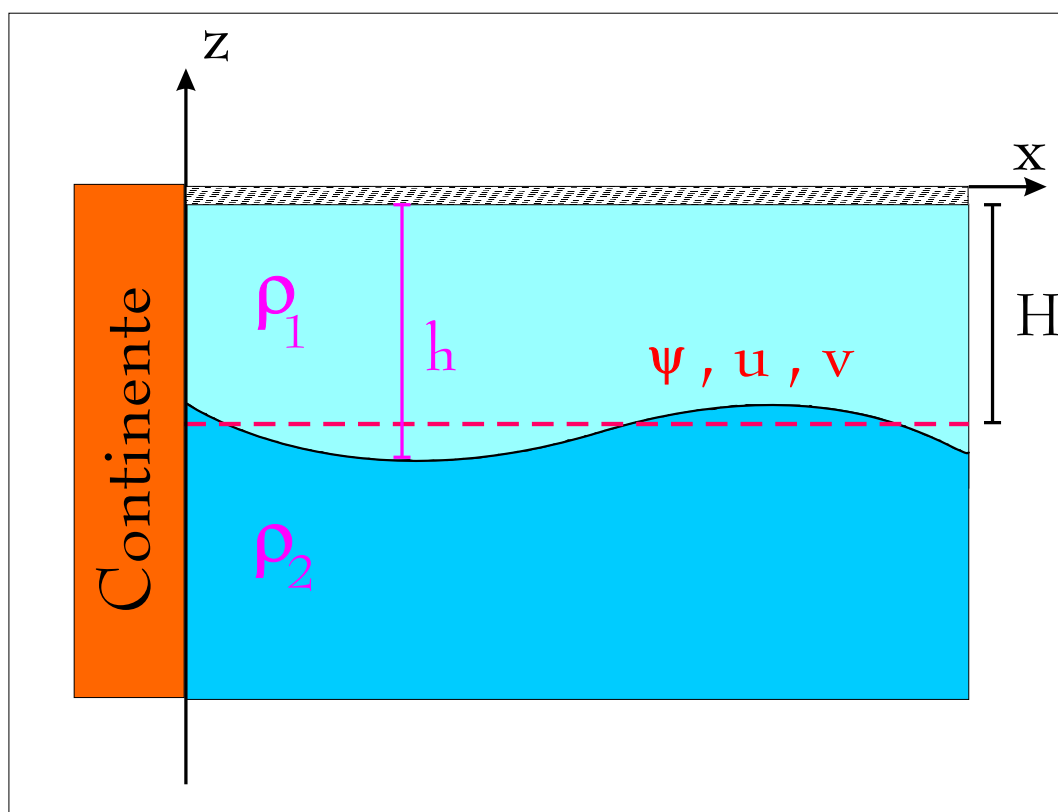


Figura 3.1: Representação esquemática do perfil vertical de um oceano de 1,5 camadas. Por *Leal Silva(2000)*

Num oceano com estas características, a VP é conservada em todo o domínio. Portanto,

$$\frac{Dq}{Dt} = 0, \quad (3.1)$$

ou seja,

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right] q = 0, \quad (3.2)$$

onde q é a VP quase-geostrófica e u e v , respectivamente, as componentes geostróficas das velocidades zonal e meridional.

Considerando-se a aproximação quase-geostrófica no plano- f , podemos escrever a relação de inversibilidade

$$(\nabla^2 - \gamma^2)\psi = q, \quad (3.3)$$

sendo $\gamma = \frac{L}{R_d}$, onde L é a escala horizontal do movimento, R_d o Raio de Deformação de Rossby e ψ , a função de corrente quase-geostrófica. Esta última se relaciona com a velocidade geostrófica da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} u &= -\frac{\partial\psi}{\partial y} \\ v &= \frac{\partial\psi}{\partial x}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Substituindo 3.4 em 3.2, não-dimensionalizados de acordo com a Tabela 1, obtemos:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\right]q = 0 \quad (3.5)$$

A relação de inversibilidade (3.3) relaciona a estrutura do fluxo com o campo de vorticidade potencial. Assim podemos obter, a partir de uma distribuição inicial de VP, o campo de ψ e, conseqüentemente, as velocidades u e v . Com as velocidades calculadas podemos determinar uma nova distribuição de q , utilizando 3.5, em um novo passo de tempo.

O formalismo apresentado neste trabalho segue SFB99, ou seja, um oceano invíscido de 1,5 camadas com uma única frente central conectada à costa. Conexão esta que, junto ao contorno oeste meridional representa o ponto de confluência entre duas CCO's. Este fluxo torna-se zonal à medida que se afasta da costa. No entanto, no modelo atual, é feita a implementação do vórtice pontual. Para a calibração do modelo, a não-dimensionalização foi feita de modo a seguir SF87, ou seja, a escala horizontal arbitrária de movimento é L , e não R_d , como em SFB99. Assim pode-se testar a confiabilidade do modelo comparando-o com SF87. Com o vórtice pontual posicionado inicialmente suficientemente longe da costa, a aproximadamente $10 R_d$, de modo que o efeito desta não seja sentido pelo vórtice e que o jato possa ser considerado infinito, conforme o artigo original de SF87. Afinal, em dinâmica inercial, ao se aproximar do contorno oeste o vórtice percebe a presença da imagem, cujo efeito é diretamente

Tabela 3.1: Escalas de Não-dimensionalização do Modelo

Quantidade	Escala
comprimento horizontal	L
velocidade horizontal (=velocidade no centro da frente, plano- f)	U
tempo	LU^{-1}
vorticidade potencial	UL^{-1}
parâmetro de Rossby	UL^{-2}
parâmetro Gama	$\gamma^2 = L^2 R_d^{-2}$

proporcional à “carga” do vórtice e inversamente proporcional ao quadrado da distância do mesmo à costa.

3.2.1 Implementação do Adendo do Vórtice Pontual no Modelo de SFB99

A adição do vórtice é feita acrescentando-se um termo à perturbação da VP, o qual é devido à interação do vórtice com a costa e com a frente de VP.

A equação da VP num oceano de 1,5 camadas é,

$$\begin{aligned} (\nabla^2 - \gamma^2)\psi &= q \\ &= q_0 + \Delta \mathcal{H}(y - \bar{y} - \eta(x, t)) + A\delta(x - R_x(t))\delta(y - R_y(t)) \end{aligned} \quad (3.6)$$

onde: ψ é a função de corrente geostrófica, q_0 valor de VP na parte sul do domínio do modelo, A é a intensidade do vórtice pontual (sua “carga”), (R_x, R_y) sua posição no instante t , Δ é o salto de VP existente entre as duas regiões de VP constante, \bar{y} é a posição retilínea da frente da VP, η são seus desvios espaço-temporais e \mathcal{H} , a função degrau de Heaviside.

Seguindo SF87, da natureza linear da Eq. 2.7 podemos separar ψ em um termo médio e uma perturbação,

$$\psi = \bar{\psi} + \psi'. \quad (3.7)$$

Sendo que perturbação ψ' pode ainda ser subdividida em,

$$\psi' = \psi_p + \psi_v \quad (3.8)$$

onde ψ_p é a perturbação sofrida pela frente e ψ_v é a perturbação causada pelo vórtice. A componente $\bar{\psi}$, associada com a posição não perturbada da frente é definida por

$$(\nabla^2 - \gamma^2)\bar{\psi} = \bar{q} = q_0 + \Delta\mathcal{H}(y - \bar{y}). \quad (3.9)$$

As componentes associadas à perturbação sofrida pela frente, ψ_p , e à perturbação causada pelo vórtice são definidas por

$$(\nabla^2 - \gamma^2)\psi_p = \Delta\mathcal{H}(y - \bar{y} - \eta(x, t)) \quad (3.10)$$

e

$$(\nabla^2 - \gamma^2)\psi_v = A\delta(x - R_x(t))\delta(y - R_y(t)). \quad (3.11)$$

Todos os campos acima devem satisfazer, na costa, a condição de fluxo normal nulo, ou seja,

$$\bar{\psi} = \psi_p = \psi_v = 0 \text{ em } x = 0. \quad (3.12)$$

As quatro condições de contorno que $\bar{\psi}$ deve satisfazer são:

- Fluxo normal à costa nulo

$$\bar{\psi} = 0 \text{ em } x = 0. \quad (3.13)$$

- Simetria dos sistemas de correntes convergentes

Há duas condições de contorno que garantem a simetria das duas correntes:

$$\bar{\psi} = -\frac{(q_0 + \Delta)}{\gamma^2}(1 - e^{-\gamma x}) \text{ para } y \rightarrow \infty \quad (3.14)$$

$$\bar{\psi} = -\frac{q_0}{\gamma^2}(1 - e^{-\gamma x}) \text{ para } y \rightarrow -\infty.$$

- Perfil da frente no interior do oceano

A última condição de contorno assegura que o jato tem um perfil de cúspide no interior:

$$\bar{\psi} = -\frac{(q_0 + \Delta)}{\gamma^2}(1 - e^{-\gamma x}) \text{ para } y > 0 \quad (3.15)$$

$$\bar{\psi} = -\frac{q_0}{\gamma^2}(1 - e^{-\gamma x}) \text{ para } y < 0.$$

3.2.2 Soluções dos Campos de Função de Corrente

Os campos de $\bar{\psi}$ são determinados numericamente usando-se as condições de contorno acima e a Eq. 3.9.

Os valores de $\bar{\psi}$ foram obtidos de acordo com a iteração da equação em diferenças finitas

$$\bar{\psi}(i, j) = \frac{\bar{\psi}(i+1, j) + \bar{\psi}(i+2, j) + \bar{\psi}(i, j+1) + \bar{\psi}(i, j+2) - \bar{q}(i, j)\Delta l^2}{4 + \gamma^2\Delta l^2}, \quad (3.16)$$

onde os índices i e j referem-se aos pontos de grade.

O campo de ψ_p é obtido através da integração da Eq. 3.10, usando o Método de Funções de Green (de acordo com SFB99),

$$\psi_p = \int \int_D G(x, y|x', y')q_p dx' dy', \quad (3.17)$$

onde D representa a área entre a curva "perturbada" e seu estado inicial não perturbado.

Desenvolvendo a função de Heaviside em q_p , para o modelo de uma frente de VP temos,

$$\psi_p = -\frac{\Delta}{\gamma^2} \int \int_D G(x, y|x', y') dx' dy' \quad (3.18)$$

De acordo com *Pratt & Stern* (1986), a função de Green pode ser representada pela função de Bessel modificada:

$$G = G_+ + G_- = \frac{-K_0(\gamma r_+)}{2\pi} + \frac{K_0(\gamma r_-)}{2\pi} \quad (3.19)$$

onde K_0 é a função de Bessel modificada de segundo tipo e ordem zero, G_- representa o ponto-imagem, necessário para que se satisfaça a condição de fluxo normal à costa nulo, e

$$r_+ = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2} \quad (3.20)$$

$$r_- = \sqrt{(x + x')^2 + (y - y')^2}.$$

Portanto, podemos obter o campo de velocidade perturbada devido aos desvios da frente de VP em relação ao estado estacionário através da definição da Eq. 3.4 para obter

$$(u_p, v_p) = \left(-\frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial x}\right)\psi_p, \quad (3.21)$$

e usando em conjunto as Eqs. 3.18 e 3.19 .

A técnica de Dinâmica de Contornos requer que a equação acima seja escrita em termos de integrais de contorno. Assim, de acordo com *Pratt & Stern* (1986) , expressamos as derivadas de x e y em termos de x' e y' . Seguindo a derivação de *Wang* (1992), que usou as propriedades de simetria das funções de Green para escrevê-las, temos que

$$\frac{\partial G_+}{\partial x} = -\frac{\partial G_+}{\partial x'} \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial G_-}{\partial x} = -\frac{\partial G_-}{\partial x'} \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial G_+}{\partial y} = -\frac{\partial G_+}{\partial y'} \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial G_-}{\partial y} = -\frac{\partial G_-}{\partial y'}. \quad (3.25)$$

Com isso, a velocidades perturbadas tornam-se

$$u_p = -\frac{\Delta}{\gamma^2} \int \int_D \left[\frac{\partial}{\partial y'} G_+ + \frac{\partial}{\partial y'} G_- \right] dx' dy' \quad (3.26)$$

$$v_p = \frac{\delta}{\gamma^2} \int \int_D \left[\frac{\partial}{\partial x'} G_+ - \frac{\partial}{\partial x'} G_- \right] dx' dy' \quad (3.27)$$

Aplicando o Teorema de Stokes nas equações acima, obtemos

$$\begin{aligned} u_p &= \frac{\Delta}{\gamma^2} \int \int_D \nabla \cdot (G_+ \mathbf{j}' + G_- \mathbf{j}') dx' dy' \\ &= \frac{\Delta}{\gamma^2} \int_D (G_+ + G_-) (\mathbf{j}' \cdot \mathbf{n}') dl' \\ &= \frac{\Delta}{\gamma^2} \int_{\partial D} (G_+ - G_-) dx'. \end{aligned} \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned}
v_p &= \frac{\Delta}{\gamma^2} \int \int_D \nabla \cdot (G_+ \mathbf{i}' - G_- \mathbf{i}') dx' dy' \\
&= \frac{\Delta}{\gamma^2} \int_D (G_+ - G_-) (\mathbf{i}' \cdot \mathbf{n}') dl' \\
&= -\frac{\Delta}{\gamma^2} \int_{\partial D} (G_+ - G_-) dy'.
\end{aligned} \tag{3.29}$$

A partição da função de corrente foi feita para que as equações acima e a da função de corrente não envolvessem integrais impróprias. No entanto, a função de Bessel K_0 apresenta singularidade para valores de r muito pequenos, uma vez que $K_0(r) \rightarrow -\ln(r)$ se $r \rightarrow 0$. Assim, para minimizar-se tal singularidade, segue-se o método de *Polvani* (1990), de integrais por partes, para a obtenção da expressão final:

$$v_p = \frac{\Delta}{\gamma^2} \left[\int_{\partial D} (y - y') K_1(\gamma r_+) \frac{dr_+^2}{2r_+} + \int_{\partial D} (y - y') K_1(\gamma r_-) \frac{dr_-^2}{2r_-} \right] \tag{3.30}$$

e,

$$u_p = \frac{\Delta}{\gamma^2} \left[\int_{\partial D} (x - x') K_1(\gamma r_+) \frac{dr_+^2}{2r_+} + \int_{\partial D} (x + x') K_1(\gamma r_-) \frac{dr_-^2}{2r_-} \right] \tag{3.31}$$

Com a função K_1 a singularidade ainda persiste, porém para valores de r bem menores que a precisão do modelo, sendo portanto bastante aceitável. Pode-se notar também das equações acima que, à medida que o ponto sobre a linha de VP se afasta do contorno oeste, as integrais correspondentes à imagem tendem a zero. Ou seja, quanto mais afastado da costa, menor o efeito da imagem.

Em relação ao campo de ψ_v , longe da costa, o comportamento do sistema deve seguir o modelo SF87. Porém perto da borda oeste, temos a presença do contorno sólido, que requer num oceano invíscido um vórtice-imagem, que usa a linha de costa como eixo de simetria e que tem vorticidade igual e oposta ao vórtice real, como mostra a 3.2. O efeito-imagem é diretamente proporcional à carga do vórtice e inversamente proporcional ao quadrado da distância deste ao contorno. Daí o fato de o efeito ser mais relevante quando o vórtice se encontra perto da borda oeste e decair rapidamente quando este se afasta da mesma. Numa analogia ao eletromagnetismo, vorticidade é equivalente à carga elétrica e o efeito-imagem neste caso é semelhante ao caso de uma carga pontual próxima a um plano condutor infinito. O efeito-imagem é, portanto, responsável por satisfazer a condição de velocidade normal ao contorno nula.

A solução da Eq. 3.11 é dada por

$$\psi_v = (A/\gamma^2 2\pi) [-K_0(\gamma r_{v+}) + K_0(\gamma r_{v-})] \tag{3.32}$$

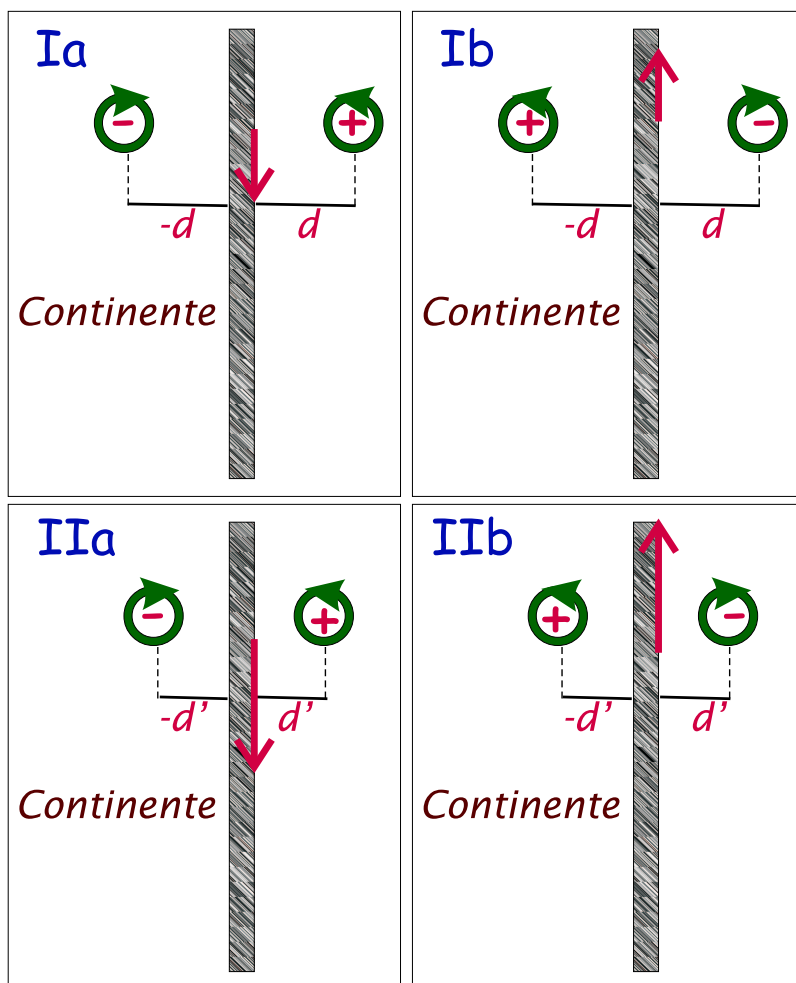


Figura 3.2: O efeito-imagem de vórtices num oceano invíscido

ou

$$\psi_v = \psi_{v_+} + \psi_{v_-}.$$

onde,

$$r_{v_+} = \sqrt{(x - R_x)^2 + (y - R_y)^2}$$

$$r_{v_-} = \sqrt{(x + R_x)^2 + (y - R_y)^2}.$$

Uma vez calculado ψ_v , pode-se calcular as velocidades devido à interação da frente com o vórtice. Procedendo desta forma obtém-se

$$\begin{aligned} u_{v_+} &= -\frac{\partial \psi_{v_+}}{\partial y} \\ &= -\frac{A}{\gamma 2\pi} \frac{\partial}{\partial y} (-K_0(\gamma r_{v_+})) \\ &= \frac{A}{\gamma 2\pi} \frac{\partial}{\partial r} (K_0(\gamma r_{v_+})) \frac{\partial r_{v_+}}{\partial y} \\ &= \frac{A}{\gamma 2\pi} \frac{(y - R_y)}{r_{v_+}} \frac{\partial}{\partial r} (K_0(\gamma r_{v_+})) \end{aligned}$$

e depois da singularização,

$$u_{v_+} = -\frac{A}{\gamma 2\pi} \frac{K_1(\gamma r_{v_+})}{r_{v_+}} (y - R_y) \quad (3.33)$$

adicionando-se u_{v_-} temos,

$$u_v = \frac{A}{\gamma 2\pi} \left[-\frac{K_1(\gamma r_{v_+})}{r_{v_+}} (y - R_y) + \frac{K_1(\gamma r_{v_-})}{r_{v_-}} (y - R_y) \right] \quad (3.34)$$

Vale ressaltar que, para $x = 0, r_{v_+} = r_{v_-}$ e, portanto, $u_v = 0$, obedecendo assim a condição de fluxo normal à costa nulo.

Analogamente, pode-se obter

$$v_v = \frac{A}{\gamma 2\pi} \left[\frac{K_1(\gamma r_{v_+})}{r_{v_+}} (x - R_x) - \frac{K_1(\gamma r_{v_-})}{r_{v_-}} (x + R_x) \right] \quad (3.35)$$

Assim, a frente de vorticidade se move em resposta à

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \bar{u} + u_p + u_v \\ \frac{d\eta}{dt} &= \bar{v} + v_p + v_v. \end{aligned}$$

O vórtice pontual, por sua vez, se deslocará em resposta à advecção pelo escoamento básico (\bar{u}, \bar{v}) , em resposta à interação com as anomalias da frente e à interação com a sua imagem.

Assim, para se calcular a velocidade do vórtice pontual, que tem posição (R_x, R_y) , devido à sua imagem, localizada em $(-R_x, R_y)$. A influência desta última sobre aquele será apenas na direção meridional, uma vez que, para $(x, y) = (-R_x, R_y)$, u_* é nulo. De modo que obtemos v_* , a velocidade do vórtice pontual devido à sua imagem, dada por

$$v_* = -\frac{A\gamma}{2\pi}(K_1(2\gamma R_x)) \quad (3.36)$$

A equação acima ajuda a esclarecer um pouco mais a Figura 3.2. Isto é, para $A > 0$, ou seja, um vórtice anti-ciclônico, a influência da imagem o advectaria para sul, enquanto que, se $A < 0$, vórtice ciclônico, o efeito da imagem o advectaria para norte. É importante lembrar que este efeito depende, além do sinal de A , de sua intensidade e da distância do vórtice à costa.

3.2.3 O Efeito β “Rudimentar”

A inclusão do termo β é feita pela inclusão de um campo homogêneo $q_\beta = 0$, ou seja,

$$(\nabla^2 - \gamma^2)\psi_\beta + \beta y = q_\beta = 0. \quad (3.37)$$

De SFB99, o campo de ψ_β é obtido analiticamente. Impomos que $u_\beta \rightarrow -\beta$, para $x \rightarrow \infty$ e $\psi_\beta = 0$ no centro do jato zonal. Assim a solução para este campo é

$$\psi_\beta = \frac{\beta}{\gamma^2} y (1 - \exp(-\gamma x)) \quad (3.38)$$

Este efeito induz uma deriva para oeste, mas não permite a existência de Ondas de Rossby cuja origem é devido ao gradiente de vorticidade planetária. Portanto, num modelo com duas regiões de VP constante, não há variação contínua de vorticidade básica. As ondas observadas neste modelo são ondas de vorticidade. A inclusão do efeito β será feita para observarmos se uma deriva para oeste poderia influenciar a formação de vórtices de separação. Assim, as equações da solução da frente e do movimento do vórtice pontual incluirão a advecção por u_β e v_β no caso dos experimentos no plano β

3.2.4 Procedimentos Numéricos

O esquema numérico de iteração é semelhante ao usado em SFB99 e *Leal Silva* (2000). Usamos uma grade 20×20 , de resolução igual a 0.1. As distâncias laterais

são suficientemente grandes, $(20R_d)$, de modo que as partículas no extremo leste do domínio não sintam a presença do contorno, localizado no extremo oeste.

O esquema numérico de DC utiliza a forma lagrangeana da equação 3.2. Nesta forma, a frente de VP é formada por partículas que evoluem no tempo de acordo com

$$\frac{d}{dt}x_p^{(m)} = \bar{u}_p^{(m)} + u_{\beta p}^{(m)} + u_p^{(m)} + u_v(m) \quad (3.39)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\bar{y}^{(m)} + \eta^{(m)}\right) = \bar{v}_p^{(m)} + v_{\beta}^{(m)} + v_p(m) + v_v(m), \quad (3.40)$$

onde m corresponde à m -ésima parcela de fluido na frente e n o número total de partículas na frente de VP.

Os valores à \bar{u} e \bar{v} são obtidos através da interpolação das posições das partículas sobre a frente e os pontos de grade nos quais $\bar{\psi}$ foi obtido.

Se os limites do domínio forem ultrapassados, as soluções analíticas (Eqs. 3.9, 3.10 e 3.11) são empregadas, com as respectivas condições de contorno.

As soluções para u_p e v_p são obtidas através da discretização das Eqs. 3.30 e 3.31 utilizando a Regra do Ponto Médio.

$$v_{p_o}(x, y) = \frac{1}{\gamma 2\pi} \Delta \left[\sum_{m=1}^N (y_o - y(n, m)) K_1(\gamma r_+) \frac{dr_+^2}{2r_+} + \sum_{n=1}^N (y_o - y(n, m)) K_1(\gamma r_-) \frac{dr_-^2}{2r_-} \right], \quad (3.41)$$

onde,

$$r_+ = [r_{x+}^2 + r_y^2], \text{ e}$$

$$r_- = [r_{x-}^2 - r_y^2].$$

Sendo que,

$$r_{x+} = x_o - \frac{x(n, m) + x(n, m+1)}{2}, \quad (3.42)$$

$$r_{x-} = x_o + \frac{x(n, m) + x(n, m+1)}{2}, \quad (3.43)$$

$$r_y = y_o - \frac{y(n, m) + y(n, m+1)}{2}, \quad (3.44)$$

$$dr_+^2 = \sqrt{(x(n, m+2) - x_o)^2 + (y(n, m+2) - y_o)^2 - (x(n, m+1) - x_o)^2 - (y(n, m+1) - y_o)^2} \quad (3.45)$$

e

$$dr_-^2 = \sqrt{(x(n, m+2) + x_o)^2 + (y(n, m+2) - y_o)^2 - (x(n, m+1) + x_o)^2 - (y(n, m+1) - y_o)^2} \quad (3.46)$$

Analogamente, a equação para a u_p será

$$u_{p_0}(x, y) = \frac{1}{\gamma 2\pi} \Delta \left[\sum_{m=1}^N x_o - x(n, m) K_1(\gamma r_+) \frac{dr_+^2}{2r_+} + \sum_{n=1}^N x_o - x(n, m) K_1(\gamma r_-) \frac{dr_-^2}{2r_-} \right], \quad (3.47)$$

As expressões acima correspondem à partícula de índice zero. Este procedimento é repetido N vezes, cobrindo assim todas as partículas da frente.

3.2.5 Calibração do Modelo com SF87

Para que se possa ter uma confirmação da aplicabilidade do modelo descrito acima, foi feita uma calibração do mesmo com o modelo SF87. Como exposto na seção anterior, quanto mais distante da costa, menor o efeito da imagem sobre o sistema, ou seja, para valores de R_x muito grandes, o problema reduz-se então à interação de um jato infinito com um vórtice pontual.

Para uma melhor comparação, foram usados os mesmos valores de γ , o parâmetro de rigidez do jato geofísico, que é, como descrito em seções anteriores, associado à largura do jato relativamente ao raio de deformação. . Em SFB99, $\gamma = 1$, o que significa que a escala horizontal de movimento é o raio de deformação de Rossby. Em SF87, há valores variados de γ , o que amplia a quantidade de parâmetros do problema, oferecendo configurações de estados estacionários diferentes, permitindo a análise de padrões de velocidades diversos e, conseqüentemente, regiões de confluência com características diferentes, relativamente ao comprimento de onda L .

Como em SF87, fizemos $\gamma = 0.707$, onde obtivemos uma configuração para a função de corrente não-perturbada como mostra a Figura 3.3. O salto de VP, δ ,

neste caso é igual a 1, assim teremos duas regiões de VP constante, sendo $-1/2$ na parte inferior do domínio e $+1/2$ na parte superior. A posição inicial do vórtice pontual é $R_v = (10, 1, 41)$, $x_v = 10$, para que o efeito da imagem seja desprezível, $y_v = 1.41$ e $A = -1$, como em SF87. Na Figura 3.4, temos a evolução temporal da frente de VP para a configuração dada na Figura 3.3:

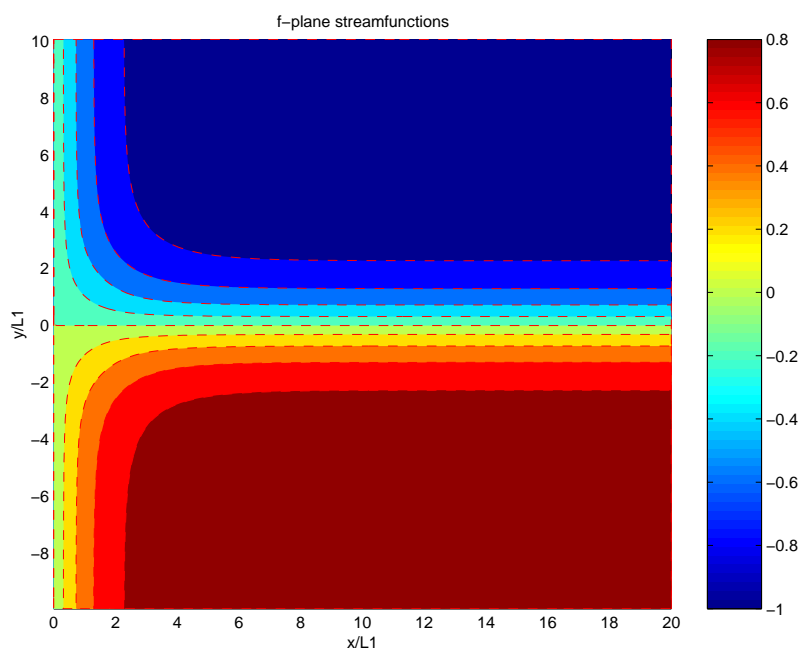


Figura 3.3: Função de corrente não perturbada, para $\gamma=0.707$

Comparando com os resultados de SF87, apresentados na Figura 1.8, percebemos que ambos têm padrões bastante semelhantes, isto é, no início, em ambos os casos, o vórtice induz na frente de VP meandros para norte, à sua esquerda e para sul, à sua direita. Estas instabilidades induzem velocidades negativas no vórtice fazendo com que este se aproxime da frente. Há também a geração de uma onda barotrópica na frente de VP. À medida que a interação entre ambos vai ficando mais intensa os termos de perturbação ganham maior importância. Para $t = 34$, o vórtice é “envolvido” pela frente, levando fluido de uma região de alta VP para uma região de baixa VP. Assim, uma vez que a comparação entre os dois modelos foi bastante satisfatória podemos afirmar que o modelo proposto nesta dissertação está calibrado para o caso de vórtice num jato infinito. Uma vez que a operacionalidade do modelo foi obtida, o vórtice será então colocado

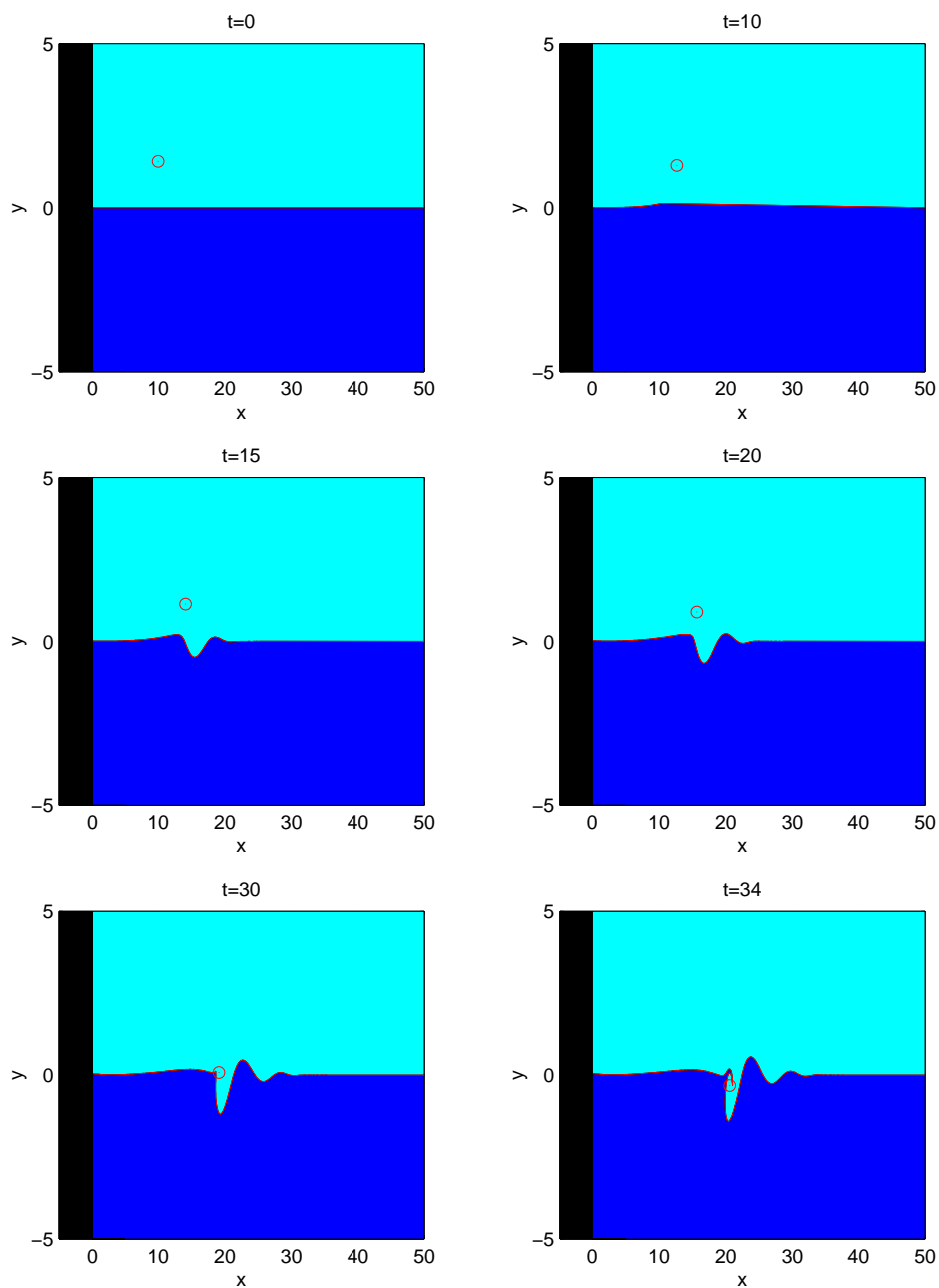


Figura 3.4: Evolução da interação do vórtice pontual com a frente de VP a $10 R_d$ da costa, portanto, sem o efeito da mesma

em regiões mais próximas da costa, onde irá interagir com o sistema de correntes convergentes, o contorno oeste e o efeito-imagem, o que será objeto de análise do próximo capítulo.

Capítulo 4

Experimentos com o Modelo DC

4.1 Parâmetros do Modelo

Neste capítulo descreveremos os resultados dos experimentos do modelo DC formulado no capítulo 3. A interação de um vórtice isolado, cuja intensidade e sinal, bem como a distância inicial do contorno oeste, serão variados e a resposta da frente de VP à presença da estrutura vortical será investigada. Almejamos a obtenção de um regime de eventos, e em particular, a formação de um vórtice de separação. Em outras palavras, objetivamos, em último caso, a modelagem do fenômeno referido recentemente como “catálise de vórtices de separação” por vórtices externos ao sistema de CCO’s convergentes.

Os parâmetros do modelo DC são a intensidade e sinal do vórtice pontual, A , a distância do vórtice pontual à frente, R_y , e à costa, R_x , o parâmetro γ , que altera a estrutura do jato geofísico relativamente ao comprimento de onda de interesse. A frente de VP estará, inicialmente, posicionada em $y = 0$, sendo então perturbada pelo vórtice pontual. Neste trabalho, retermo-nos aos casos onde $\gamma = 1$, como no trabalho original de SFB99, e variaremos A , R_x , R_y e β . Analizaremos também como estes resultados seriam alterados caso houvesse um efeito β “rudimentar”, como descrito no capítulo anterior. A configuração dos estados estacionários obtidos para $\gamma = 1$ é dada na Figura 4.1. A Tabela 4.1 resume os experimentos realizados.

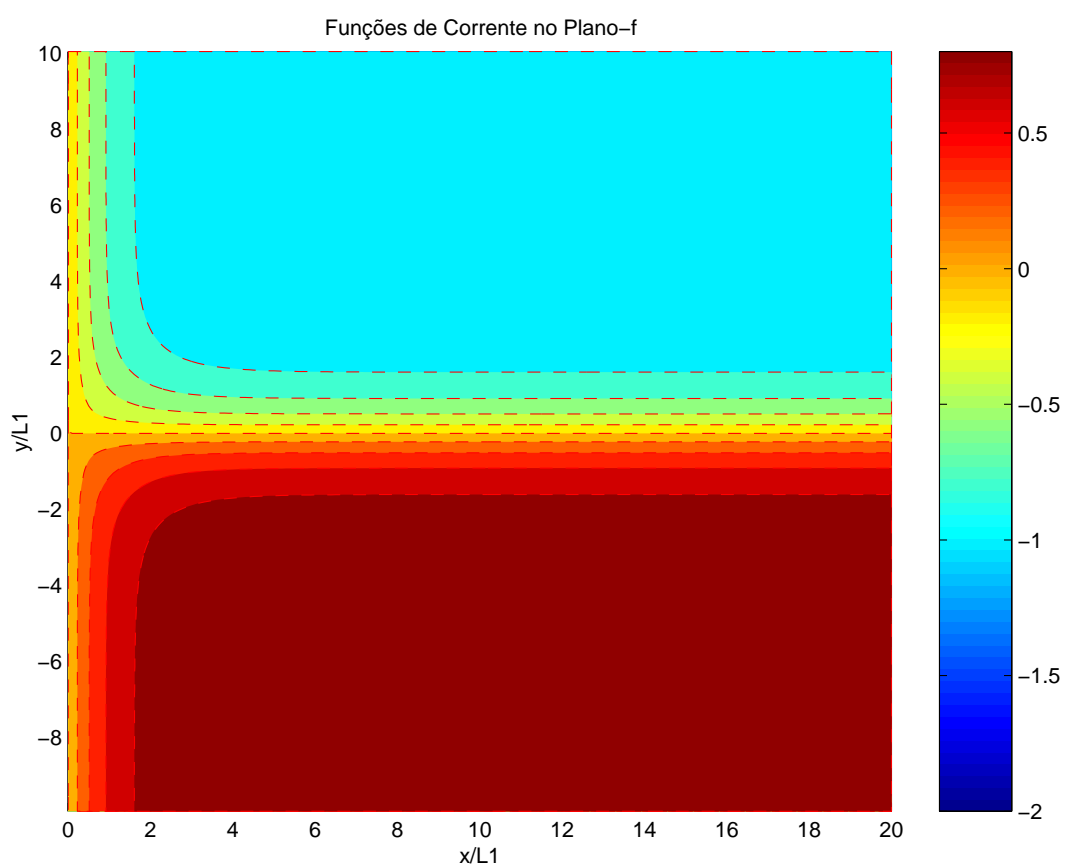


Figura 4.1: Função de Corrente Estacionária para Gama=1.

Tabela 4.1: Relação dos Experimentos Realizados.

experimento	R_x	R_y	A	β	padrão resultante
F1	0,7	-3,0	-1,0	0	onda
F2	0,7	-0,5	-1,0	0	onda
F3	0,2	-5,0	-1,0	0	filamento
F4	0,1	-5,0	-1,0	0	anticiclone de separação
F5	0,1	-5,0	-2,0	0	anticiclone de separação
F6	0,1	-5,0	-3,0	0	anticiclone de separação
F7	0,1	-3,0	+1,0	0	emissão de ciclone
F8	0,2	-3,0	+1,0	0	emissão de ciclone
F9	0,4	-3,0	+1,0	0	emissão de ciclone
F10	0,7	-3,0	+1,0	0	emissão de ciclone
F11	1,0	-3,0	+1,0	0	perturbação sem padrão definido
F12	1,5	-3,0	+1,0	0	perturbação sem padrão definido
F13	2,0	-3,0	+1,0	0	não há emissão
F14	0,1	-5,0	+1,0	0	padrão similar a F7
B1	0,7	-3,0	-1,0	0,05	onda
B2	0,7	-0,5	-1,0	0,05	filamento
B3	0,1	-5,0	-1,0	0,05	emissão de anticiclone
B4	0,1	-5,0	-2,0	0,05	emissão de anticiclone
B5	0,1	-5,0	-3,0	0,05	emissão de anticiclone
B6	0,2	-3,0	+1,0	0,05	emissão de ciclone
B7	0,15	-5,0	-1,0	0,1	emissão de anticiclone
B8	0,15	-5,0	-2,0	0,1	emissão de anticiclone
B9	0,15	-5,0	-3,0	0,1	emissão de anticiclone

4.1.1 Resultados no Plano- f

Começaremos apresentando os experimentos relativos ao efeito de um vórtice pontual anticiclônico localizado num ambiente também anticiclônico, sem o efeito β “rudimentar”. Neste contexto, o efeito-imagem advecta o vórtice para norte, assim como o fluxo básico, de modo que este se moverá rapidamente em direção à região de confluência, iniciando o processo de interação com a frente.

No experimento F1 a posição inicial do vórtice anticiclônico é $(R_x; R_y) = (0, 7; -3)$ e sua intensidade igual a -1 . Ao se aproximar da frente de VP, este gera uma perturbação para norte, em $x > R_x$. O lado anticiclônico da interface interage com o vórtice, que também é anticiclônico, fazendo com que este se mova para sul enquanto que o fluxo básico faz com que o mesmo derive para leste, seguindo o jato em direção ao interior do oceano. Conforme a Figura 4.2. Percebe-se também que a perturbação gerada adquire uma feição de onda barotrópica em, aproximadamente, $t=70$, deslocando-se em direção ao interior. Observamos também que, para $t=100$, a perturbação é praticamente desprezível na costa. Estes resultados sugerem que o vórtice é uma fonte de vorticidade relativa do mesmo sinal que a região na qual está inserido, gerando uma perturbação que se desloca para o interior do oceano e que se dissipa na região próxima do contorno.

Na tentativa de obter uma interação mais intensa do vórtice pontual com a frente de VP, diminuimos a distância R_y , fazendo $R_y = -0.5$ e mantendo a mesma distância da costa. Assim, os mecanismos preponderantes serão a interação do vórtice com a frente e a sua advecção pelo fluxo básico. Na Figura 4.3 apresentamos os resultados do experimento F2, onde a posição inicial do vórtice pontual é $(R_x; R_y) = (0, 7; -0, 5)$ e a sua intensidade igual a -1 . A perturbação causada por este é claramente maior do que a do experimento F1, entretanto, ainda assim não há a formação de vórtice de retroflexão e/ou filamento. Após os instantes iniciais, a perturbação segue em direção ao interior, num padrão semelhante ao de F1.

Para algumas configurações, neste conjunto de experimentos, há uma tendência à formação de um filamento, *Wang* (1992) refere-se a este tipo de filamento como “streamer”, com águas da região mais ao norte ($q = +1$) circundando o vórtice pontual na região inferior ($q = -1$). É o caso do experimento F3, $(R_x; R_y) =$

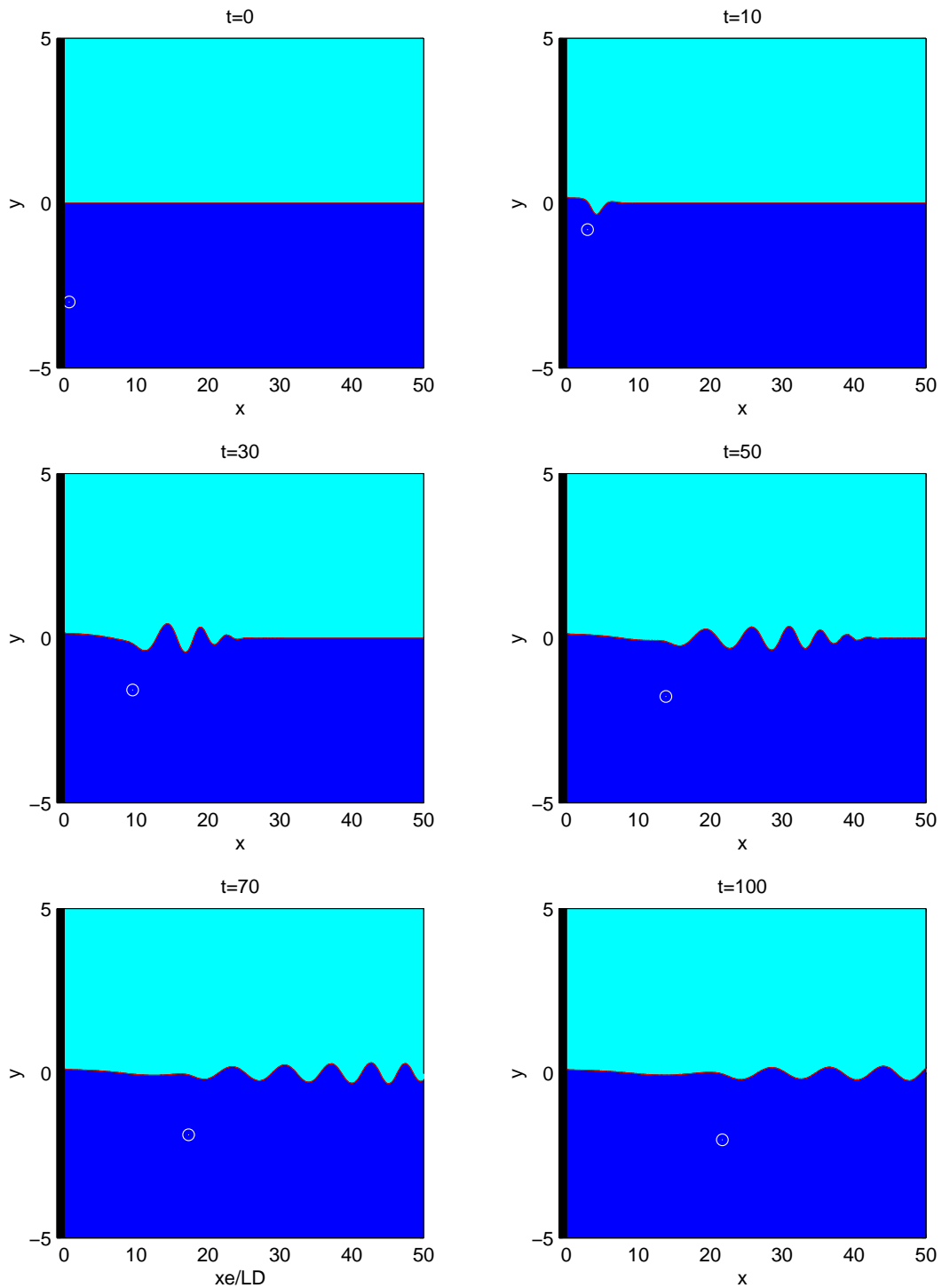


Figura 4.2: Experimento F1. $R_x = 0.7$; $R_y = -3.0$ e $A = -1.0$. Não há geração de vórtice de retroflexão. Nos instantes iniciais o vórtice gera uma perturbação anticiclônica na frente, sendo que em $t=100$ a perturbação na costa é praticamente nula.

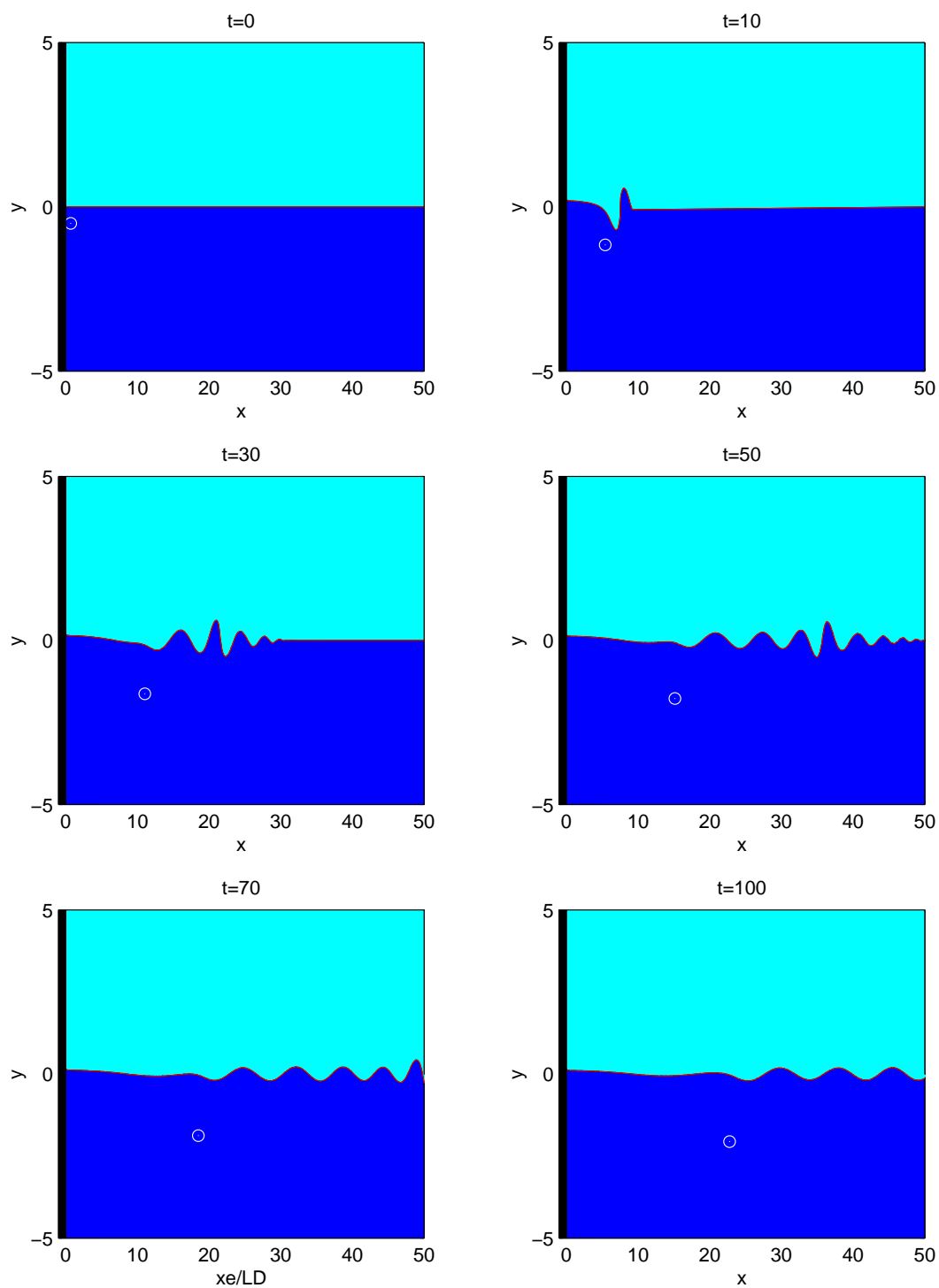


Figura 4.3: Experimento F2. $R_x = 0.7$; $R_y = -0.5$ e $A = -1.0$. Nos instantes iniciais o vórtice perturba a frente. A perturbação segue rumo ao interior, não havendo formação de vórtice de retroflexão. Em $t = 100$, a perturbação na costa é praticamente nula.

(0, 2; -5). Como mostrado na Figura 4.4. O fator responsável pelas diferenças nestas configurações é a distância do vórtice à costa. Quanto mais perto desta, maior será o efeito da imagem. Este somado à advecção pelo fluxo básico faz com que o vórtice propague-se rapidamente rumo à zona de confluência, tendo então uma forte interação com a frente de VP, tão forte que, em $t=10$, o vórtice não apenas perturba, mas faz com que a frente se envolva ao seu redor. É importante notar que a “inércia” do vórtice devido à soma dos efeitos da imagem e do fluxo básico é um fator importante na formação do filamento ao redor do vórtice. Com a ausência destes fatores, como podemos observar do experimento F2, a formação dos filamentos não foi registrada.

No

No experimento F4, Figura 4.5, vemos a formação de um vórtice de separação. No entanto, como a intensidade do vórtice não produz um efeito de imagem robusto, o processo de crescimento zonal do lóbulo domina e, como descrito em SFB99, o meandro com o vórtice é advectado para leste.

Outros resultados interessantes foram obtidos se alteramos a intensidade do vórtice. No experimento F5 mantivemos as coordenadas iniciais do vórtice pontual de F4 e dobramos o valor da intensidade do vórtice, de modo que esta fosse de mesmo módulo que a diferença de VP das partes superior e inferior da frente. Como descrito na formulação do modelo, $\Delta = 2$. Assim, o efeito da imagem torna-se ainda mais forte, advectando o vórtice com mais velocidade para norte de encontro à frente. Ao encontrar a frente o vórtice tem velocidade meridional tão forte que consegue "levá-la" para norte, com a ajuda do efeito da imagem, até encontrar o fluxo básico que flui para sul na região acima da frente. Em $t=3$, o lóbulo de retroflexão está formado e vê-se claramente que um vórtice ciclônico com águas da região mais ao sul está sendo formado na região ao norte da frente de VP. A partir de $t=3$, o fluxo básico para sul consegue superar a velocidade para norte do vórtice de retroflexão.

Para avaliarmos a importância da intensidade do vórtice neste contexto, fizemos ainda um experimento (F6) com as mesmas coordenadas iniciais de F4 e F5, mas com a intensidade do vórtice igual a -3 . Como podemos ver da Figura 4.7, o vórtice pontual movimenta-se, devido ao maior efeito da imagem, mais rapidamente em direção à frente e, como a sua intensidade é maior, tende a continuar o seu movimento para norte mesmo ao encontrá-la, o que faz com que

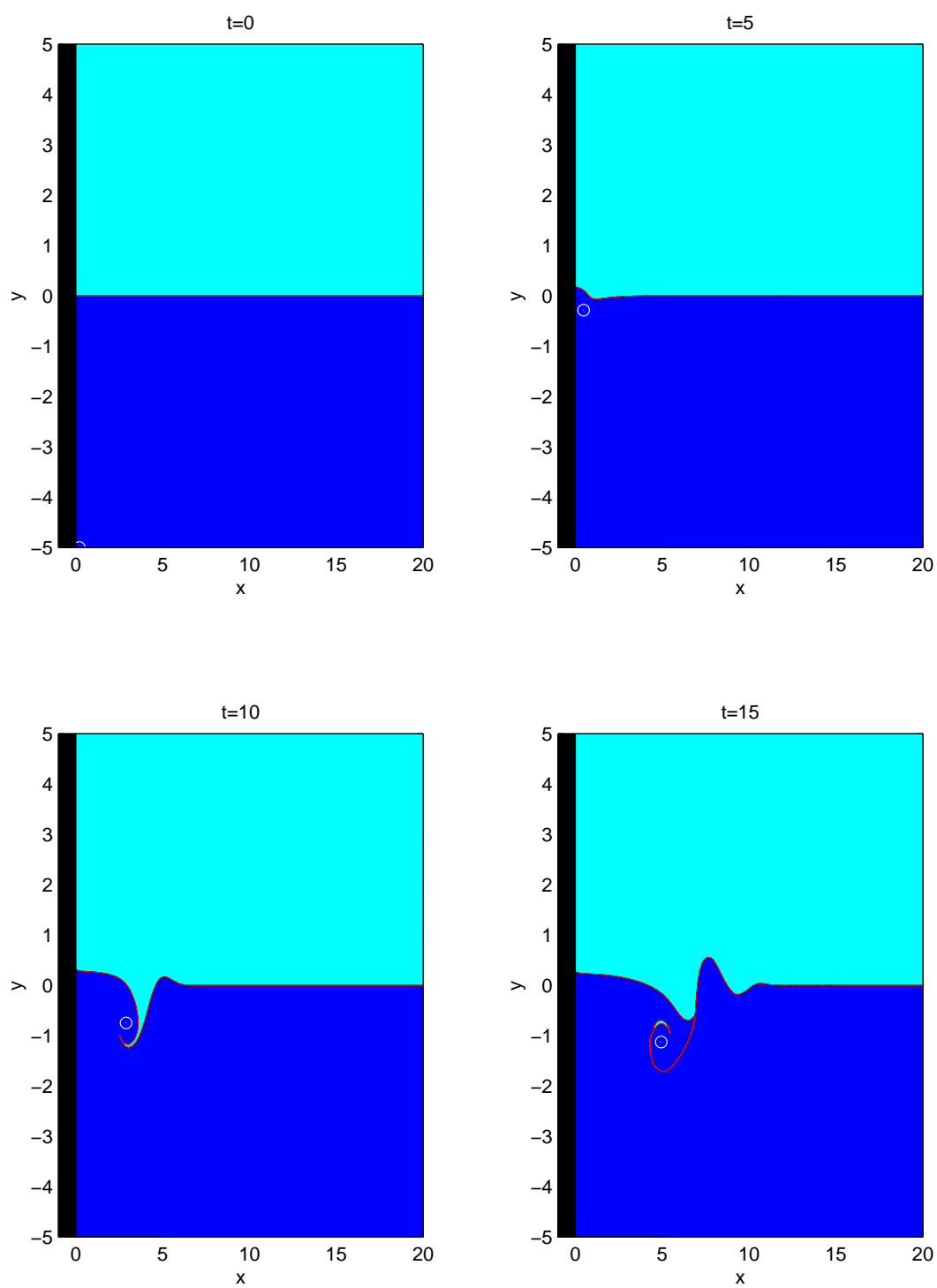


Figura 4.4: Experimento F3. $R_x = 0.2$; $R_y = -0.5$ e $A = -1.0$.

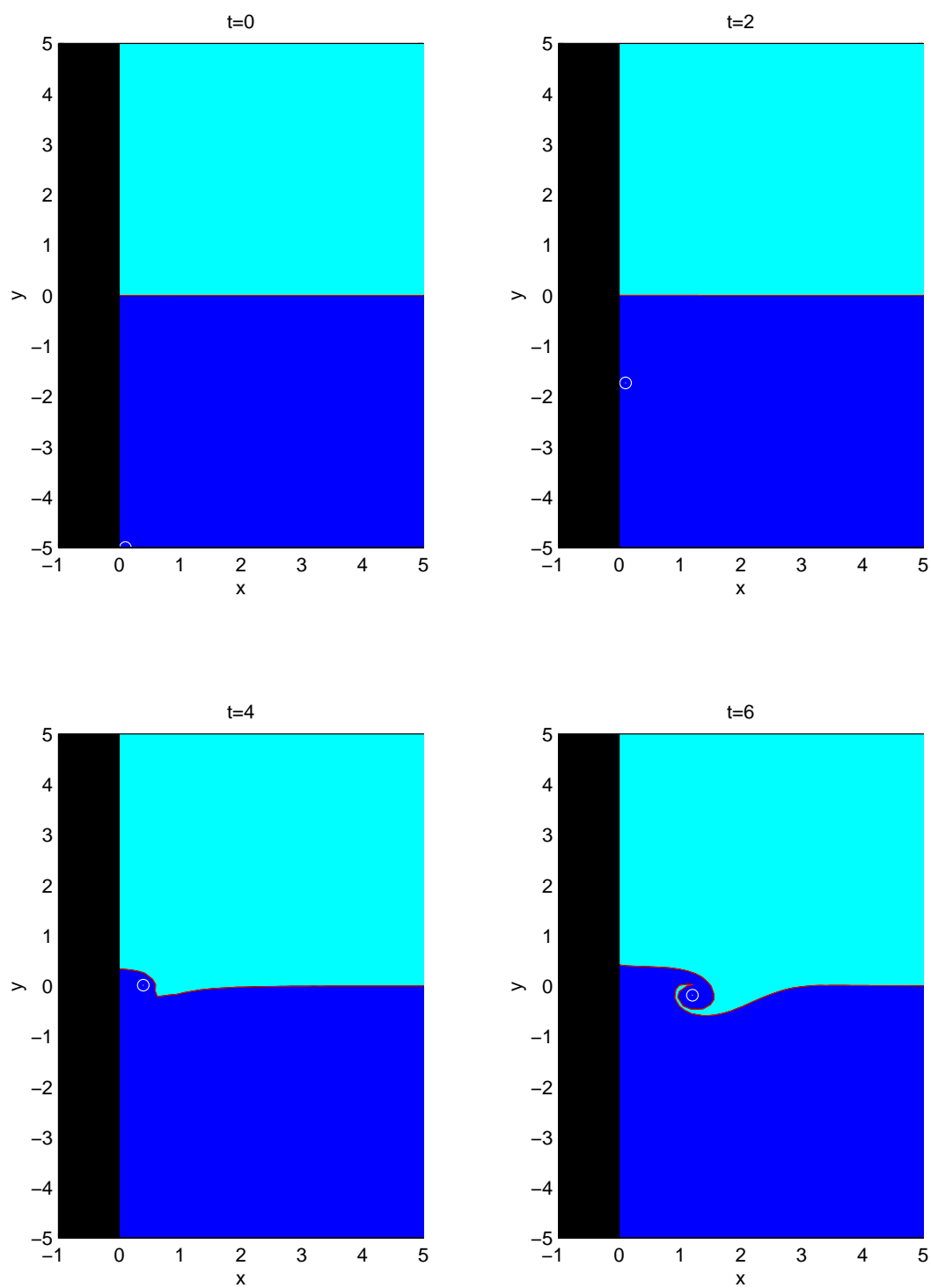


Figura 4.5: Experimento F4. $R_x = 0.1$; $R_y = -5$ e $A = -1.0$.

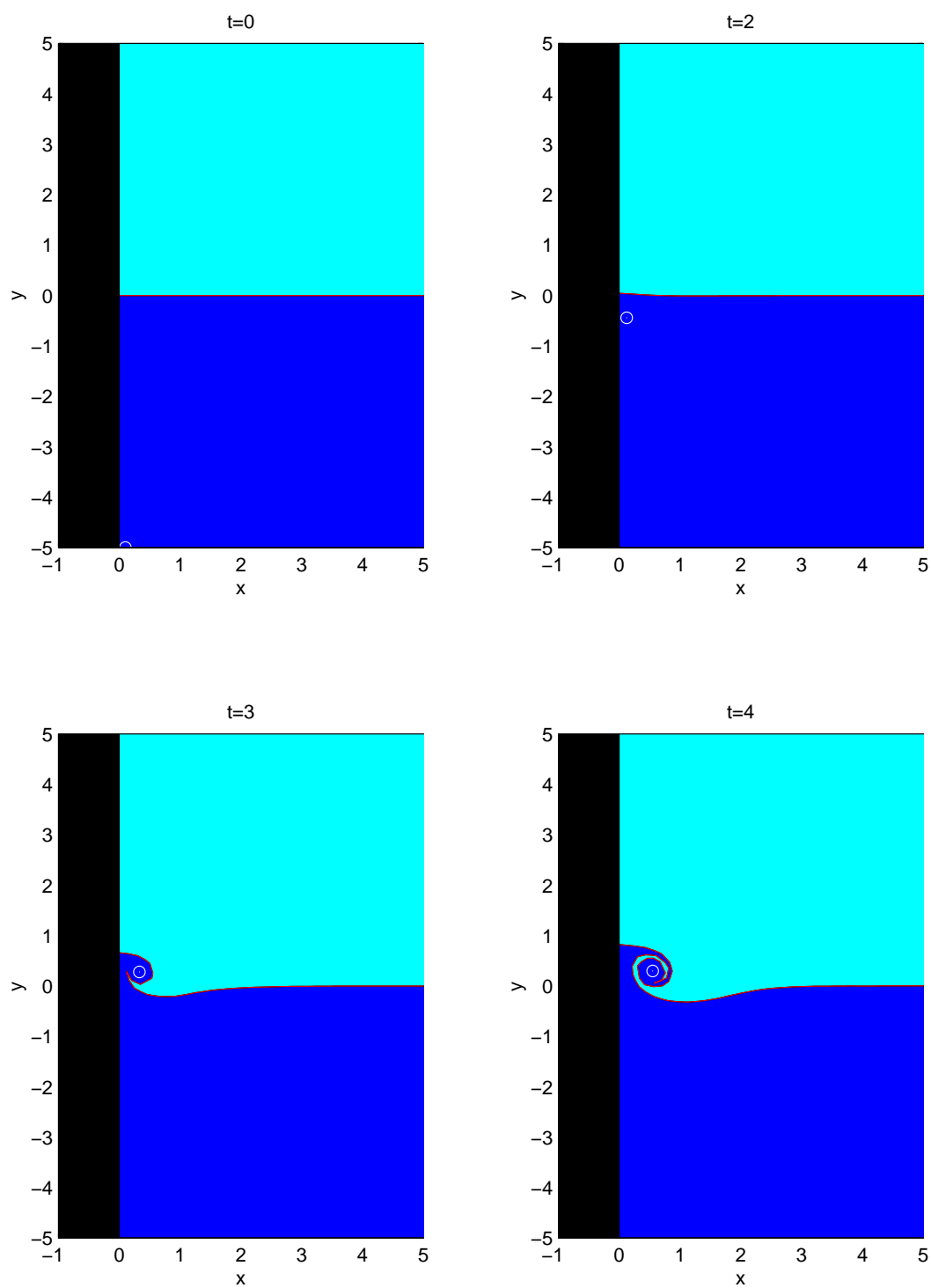


Figura 4.6: Experimento F5. $R_x = 0.1$; $R_y = -5$ e $A = -2.0$.

haja a formação de um vórtice de retroflexão ciclônico em $t=2$. Este continua a se mover para norte. Porém, em $t=4$ podemos perceber a presença do fluxo para sul, quando a parte superior do vórtice de retroflexão encontra-se "achatada", o que mostra que o fluxo para sul está impedindo o seu deslocamento para norte.

A seguir apresentaremos os experimentos realizados com um vórtice ciclônico numa região anticiclônica. Neste caso, o efeito da imagem irá advectar o vórtice para sul (vide Figura 3.2) enquanto que o fluxo básico na região anticiclônica, ou seja, na região ao sul do eixo principal, é para norte.

No experimento F7, Figura 4.8, a posição inicial do vórtice é $(R_x; R_y) = (0, 1; -3)$ e a sua intensidade igual a 1. Como ele se encontra inicialmente bastante próximo à costa, o efeito-imagem é mais intenso, o que irá retardar a sua advecção para norte pelo fluxo básico. Em $t=10$ a frente começa a ser perturbada para norte (em $x > R_x$) e para sul (em $x < R_x$). Assim, o vórtice ciclônico é atraído pelo lado anticiclônico da frente de modo a formar um lóbulo com águas da parte mais ao sul na região superior em $t=15$. Lóbulo este que será estrangulado em $t=20$ estando, em $t=25$ praticamente, independente do sistema de correntes, levando águas do sul para norte. Vale notar que em $t=15$, quando se encontrava a, aproximadamente, $3R_d$ da costa, o lóbulo de separação já estava formado. A separação em $t=20$, ocorre a aproximadamente $5R_d$ da costa. O algoritmo do programa não permite que o vórtice de retroflexão se isole da frente de VP, uma vez que ele é formado por partículas da própria frente.

No experimento F8, o vórtice pontual está inicialmente na posição $(0, 2; -3)$. Na Figura 4.9 podemos ver um padrão bastante semelhante ao do experimento F7, com a diferença que a separação do vórtice de retroflexão ocorre em $t=15$. Neste caso, o processo de emissão de vórtice é mais rápido do que em F7 devido à maior distância do vórtice à costa, o que reduz o efeito-imagem e, conseqüentemente, a tendência de movimento para sul que este induziria no vórtice pontual.

Quando afastamos o vórtice pontual da costa (experimento F9), o processo é exatamente o mesmo observado em F8, com a diferença que neste experimento a posição inicial do vórtice é $(0.4; -3)$. Estando o vórtice mais afastado da costa o efeito-imagem é menor, assim como a intensidade do fluxo básico, de forma que a interação com a corrente ocorrerá num instante de tempo posterior. Outra característica interessante destes experimentos é que, à medida que afastamos o vórtice pontual da costa, a formação do vórtice devido à interação com a frente

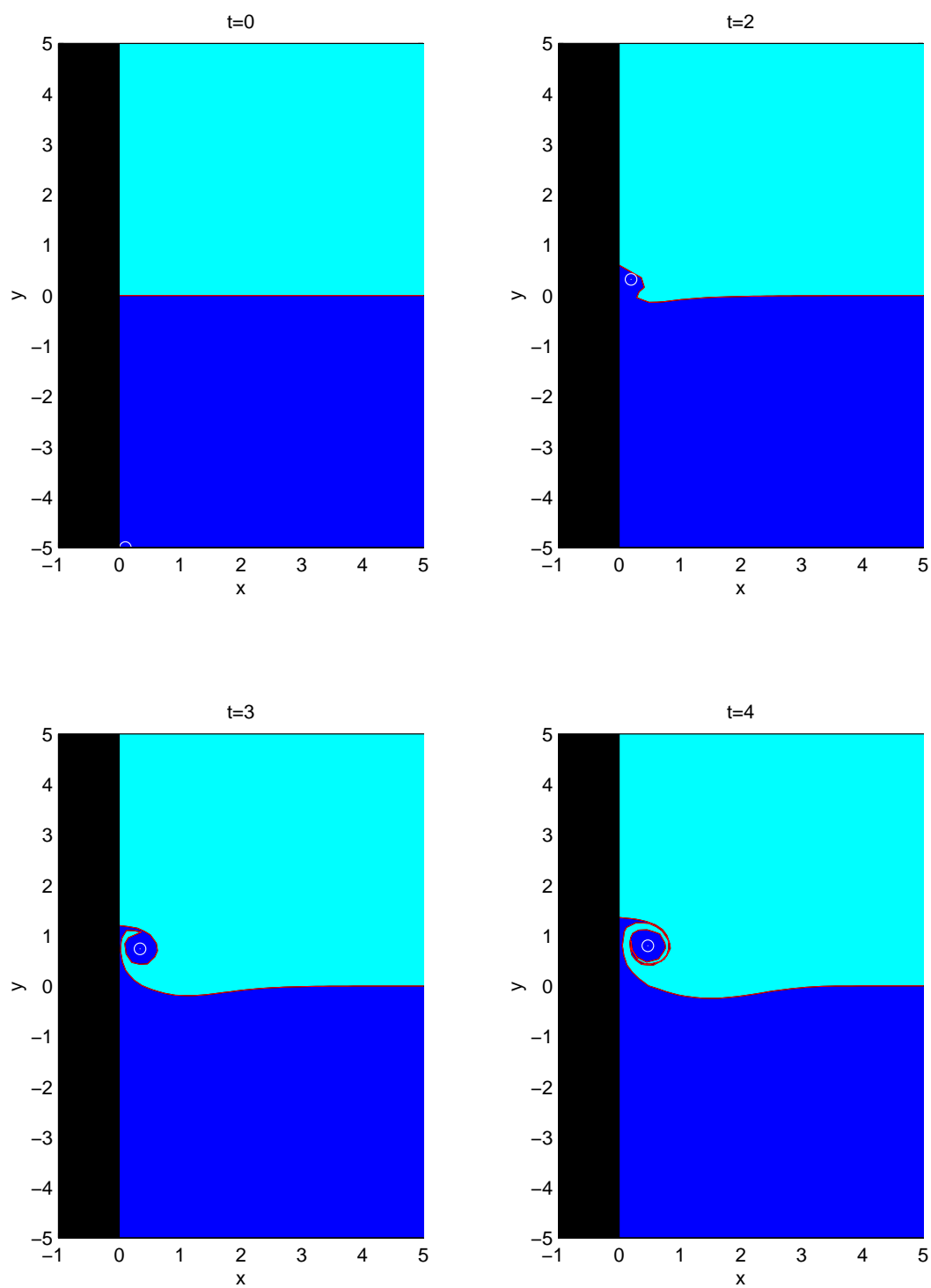


Figura 4.7: Experimento F6. $R_x = 0.1$; $R_y = -5$ e $A = -3$.

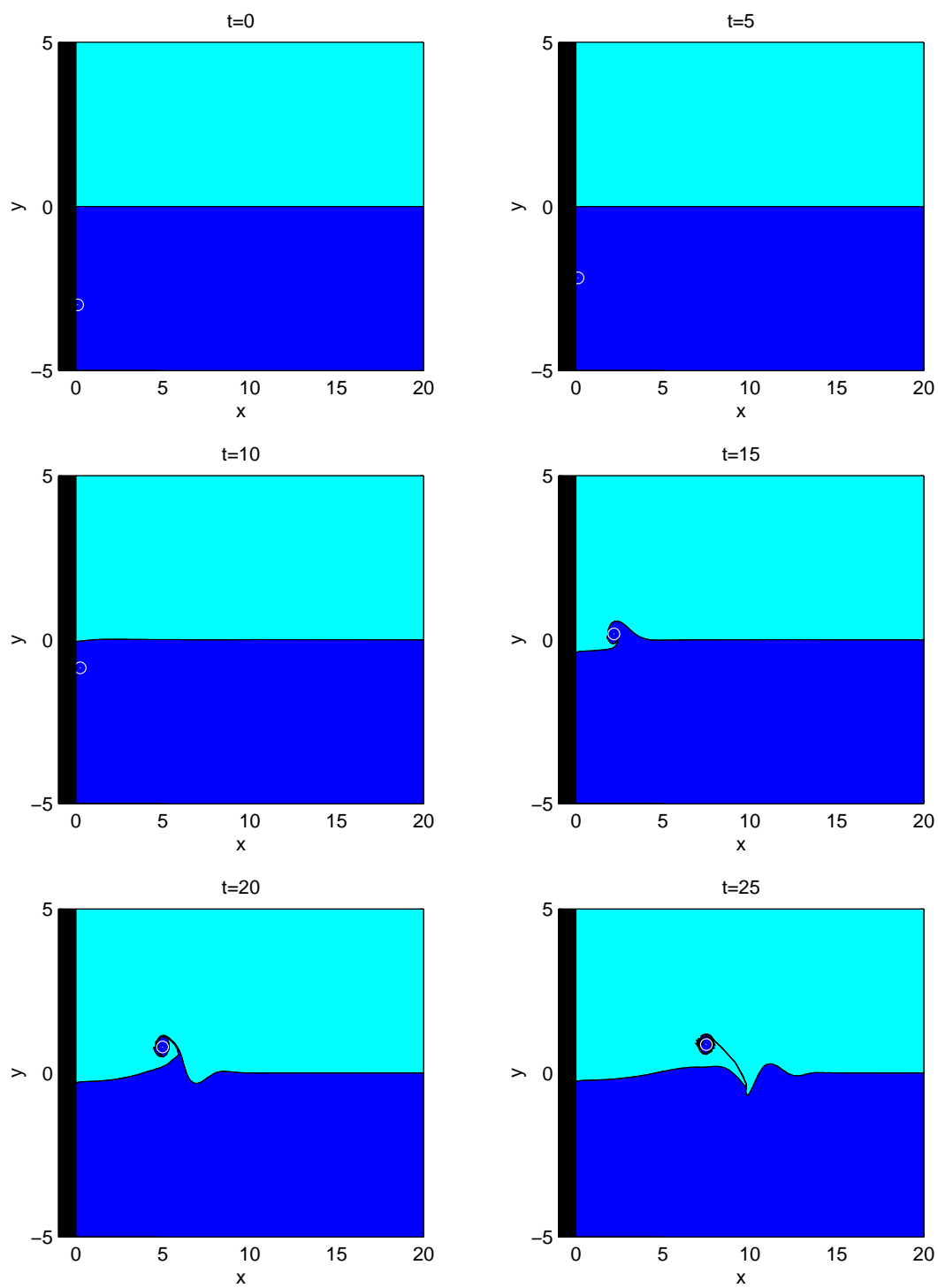


Figura 4.8: Experimento F7. $R_x = 0.1; R_y = -3.0$ e $A = +1$.

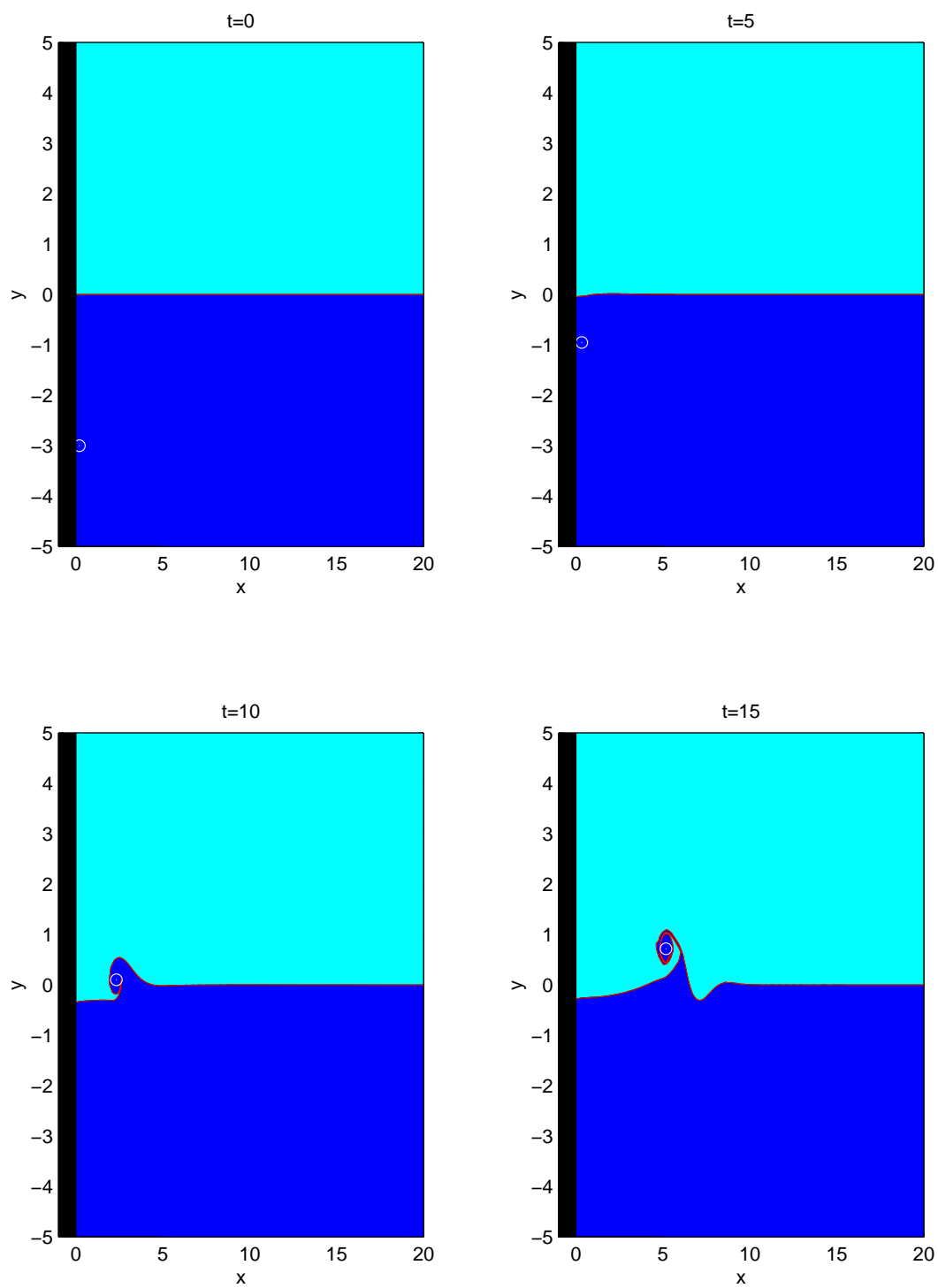


Figura 4.9: Experimento F8. $R_x = 0.2; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$.

ocorre cada vez mais longe da costa e é cada vez menos nítido, sugerindo que deve haver um limite superior para o qual este vórtice não é mais emitido.

Foram feitos vários experimentos com o vórtice cada vez mais afastado da costa de modo a estabelecermos um limite a partir do qual o lóbulo não é gerado e, conseqüentemente, não temos a emissão do vórtice.

Podemos perceber das Figuras 4.11, 4.12 e 4.13 que este limite foi obtido a partir da posição $R_x = 2.0$, no experimento F13 (Figura 4.14). Vê-se que o vórtice perturba a frente, mas não há a formação do lóbulo. Em $t=100$, a frente está praticamente como no estado inicial. A não obtenção do lóbulo é devida, principalmente, à grande distância da costa, o que faz com que o efeito-imagem não tenha tanta importância na advecção do vórtice, de modo que este, praticamente, é advectado pelo fluxo básico e pela fraca interação com a frente de VP.

Para verificarmos se a distância inicial do vórtice pontual à frente exerce alguma influência na sua interação realizamos alguns experimentos com o vórtice a $5R_d$ de distância da frente. No experimento F14 (Figura 4.15), a posição inicial do vórtice é $(0.1; -5)$. Como o vórtice é ciclônico e a sua distância à costa é pequena, o efeito da imagem será importante. Como este efeito, neste caso, tende a advectar o vórtice para sul, haverá a "disputa" entre este e o fluxo básico, que tende a advectá-lo para norte. Da Figura 4.15, percebemos que o experimento é semelhante a F7, como o mesmo padrão de formação de vórtice. A única diferença é que este se forma em um tempo posterior, o que é claramente devido à maior distância em que se encontra no estado inicial. Assim sendo, podemos que a única a distância inicial do vórtice pontual à frente não muda o padrão da interação.

4.1.2 O Efeito β Rudimentar

Como descrito no Capítulo 2, para que pudéssemos avaliar como os resultados seriam afetados no plano- β , incluímos um fluxo estacionário que se assemelha à região de encontro de dois giros de Fofonoff. Este introduz uma deriva para oeste, que, por ser contrária ao fluxo básico enfraquece-o, o que permite que os mecanismos de indução de vórtice tenham mais importância. Analisaremos em primeiro lugar, casos similares aos da seção anterior, porém com o valor de β igual a 0.05, que é da mesma ordem de grandeza do valor de β para regiões de latitude média.

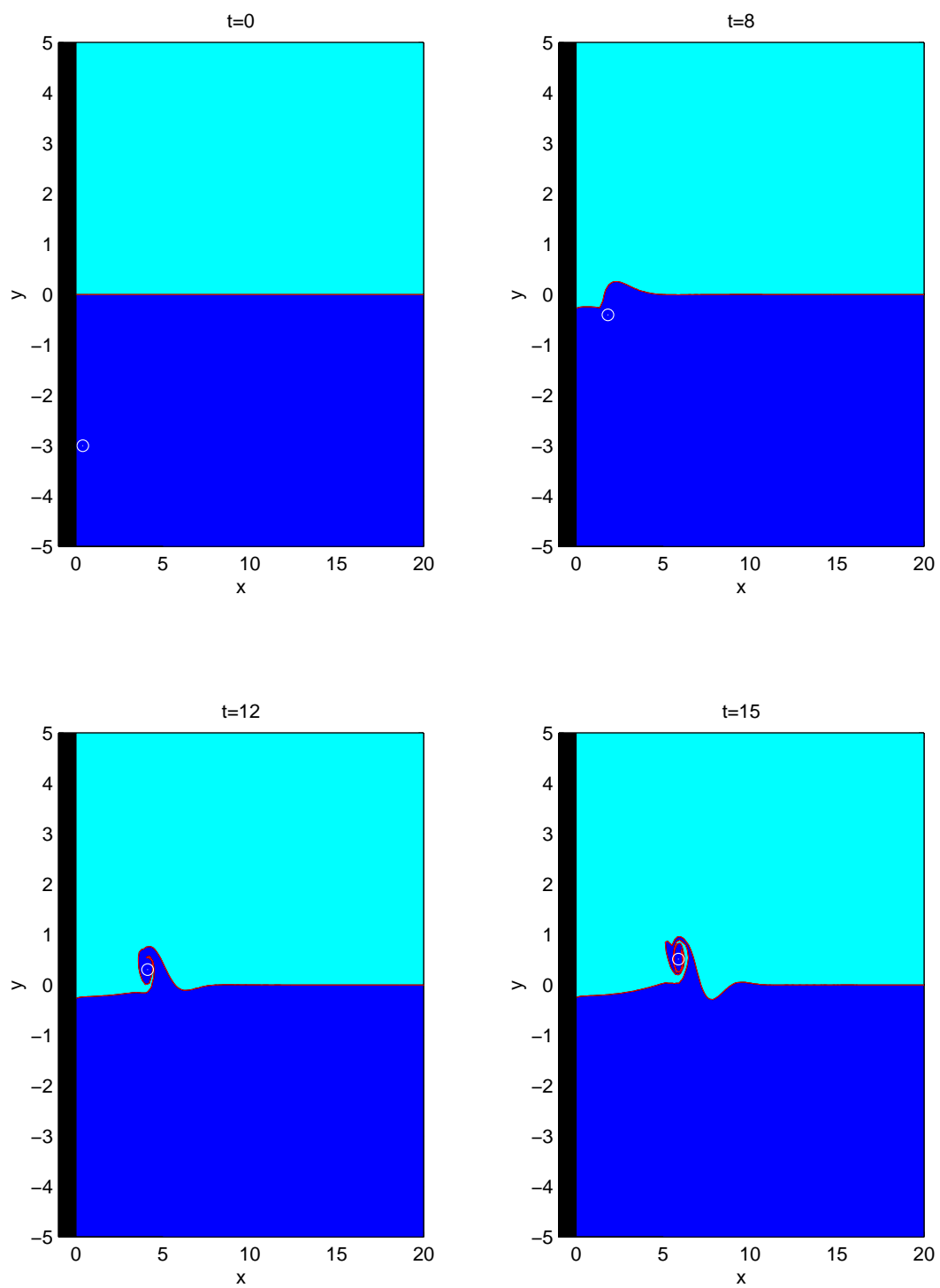


Figura 4.10: Experimento F9. $R_x = 0.4; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$.

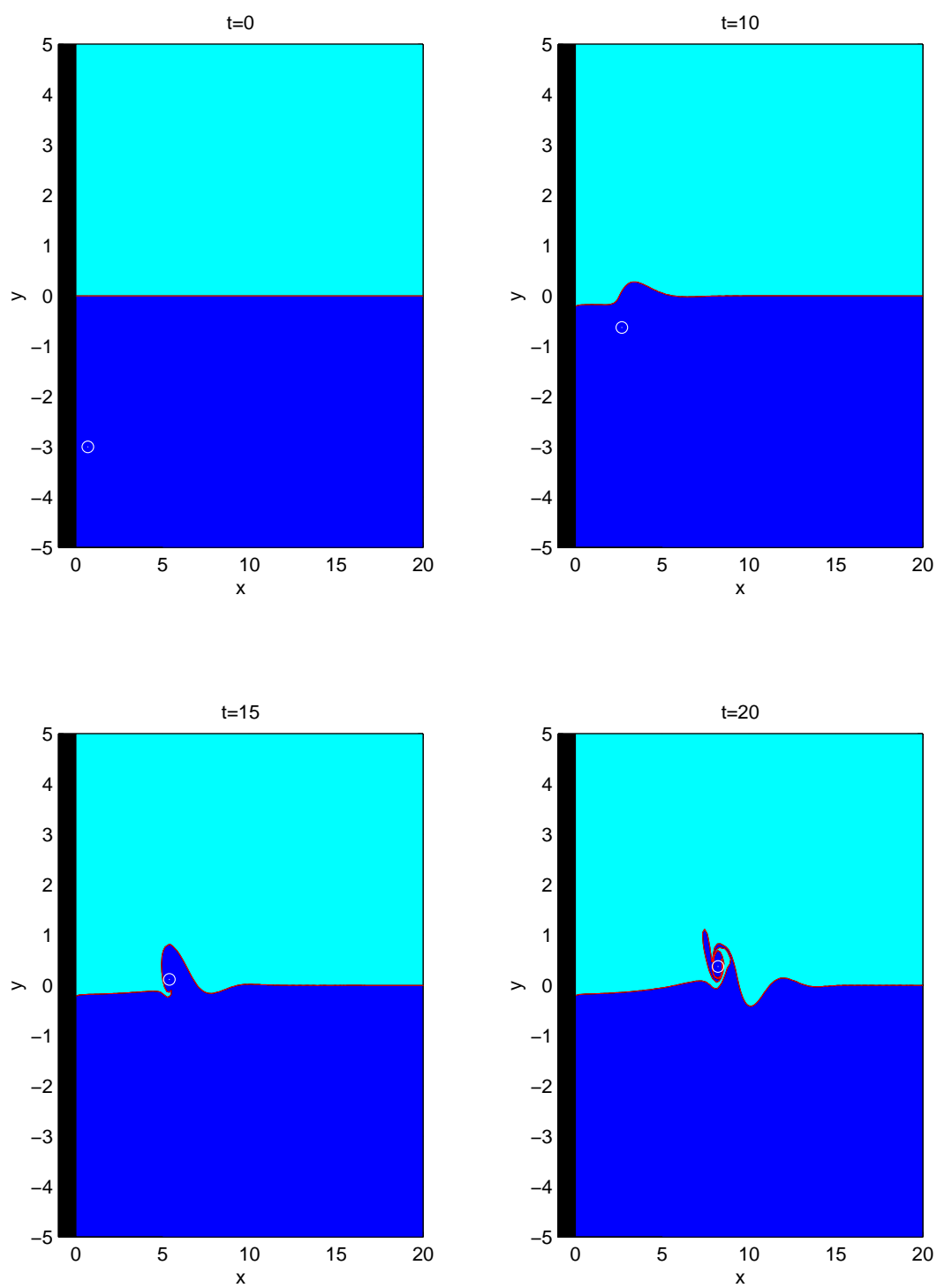


Figura 4.11: Experimento F10. $R_x = 0.7; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$.

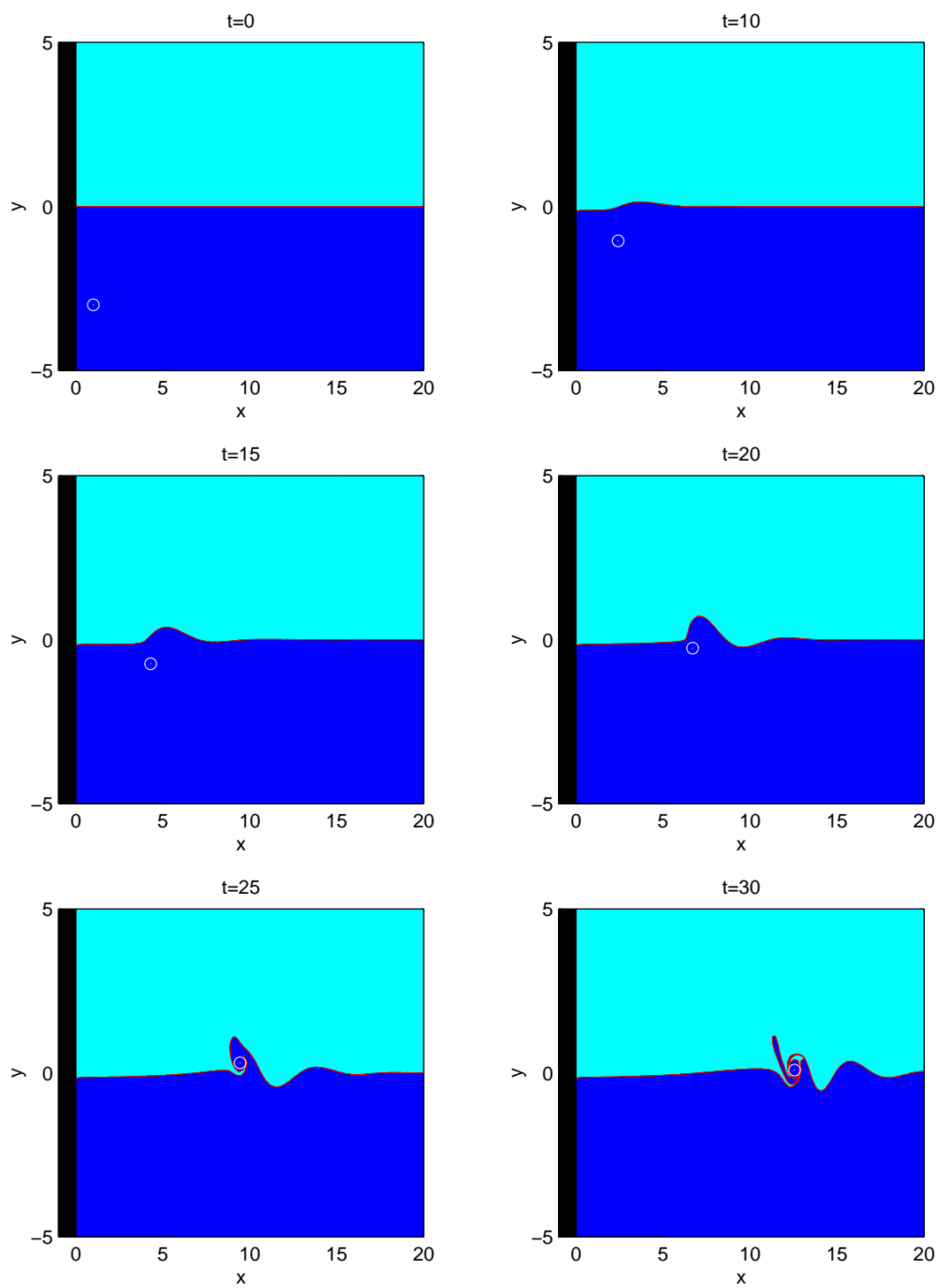
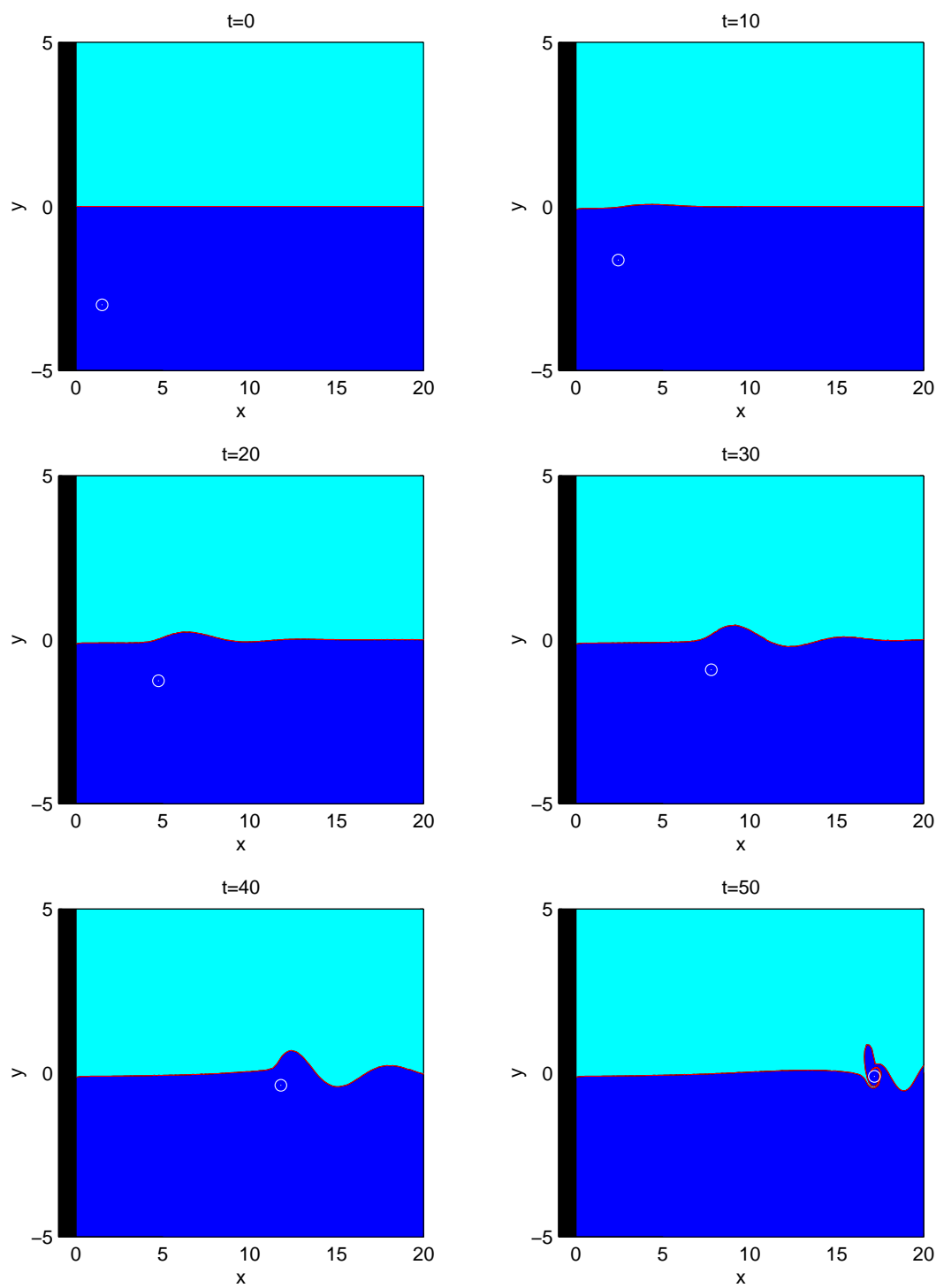


Figura 4.12: Experimento F11. $R_x = 1.0; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$.



1

Figura 4.13: Experimento F12. $R_x = 0.4; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$.

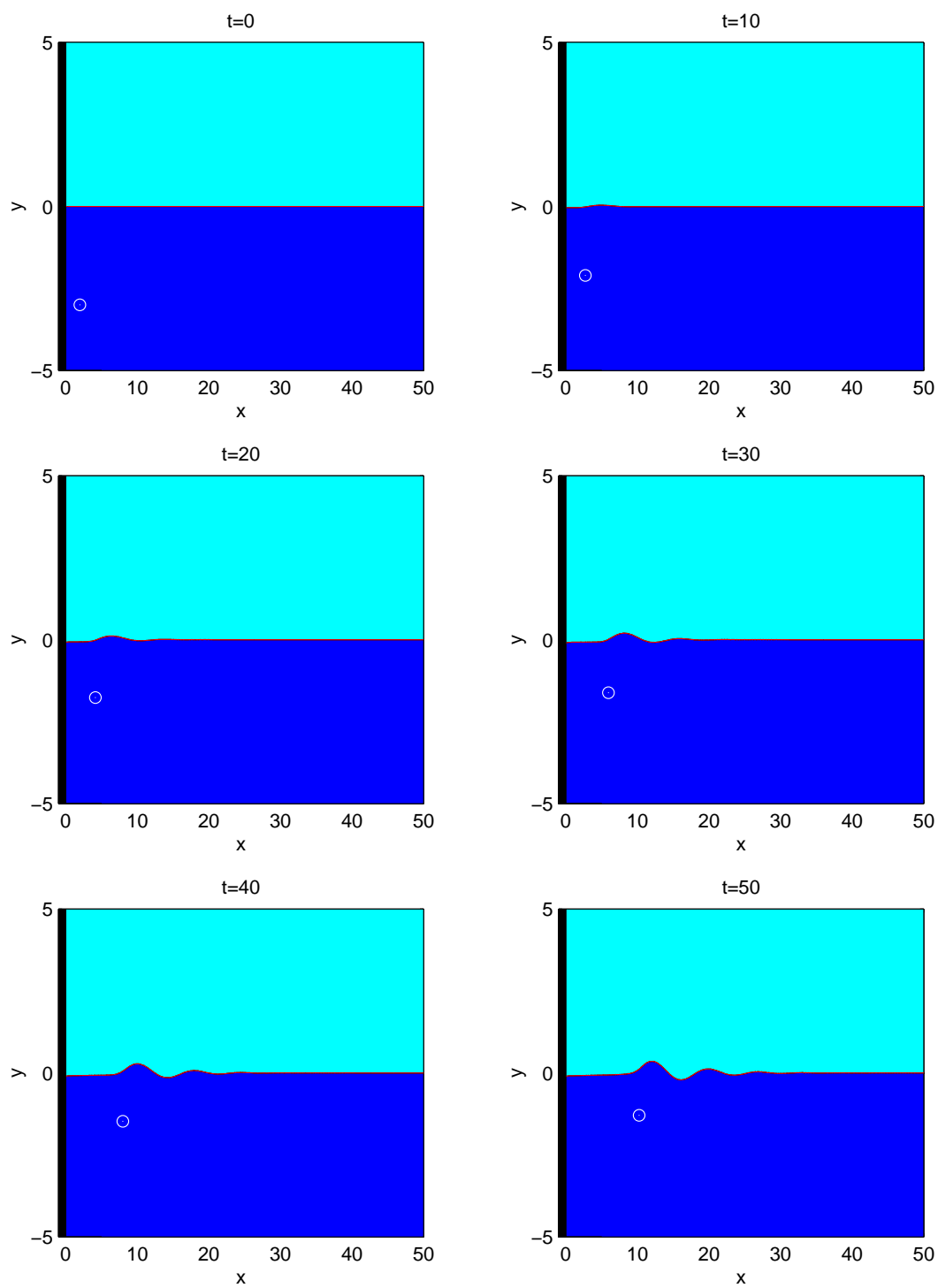


Figura 4.14: Experimento F13. $R_x = 2.0; R_y = -3.0$ e $A = +1.0$.

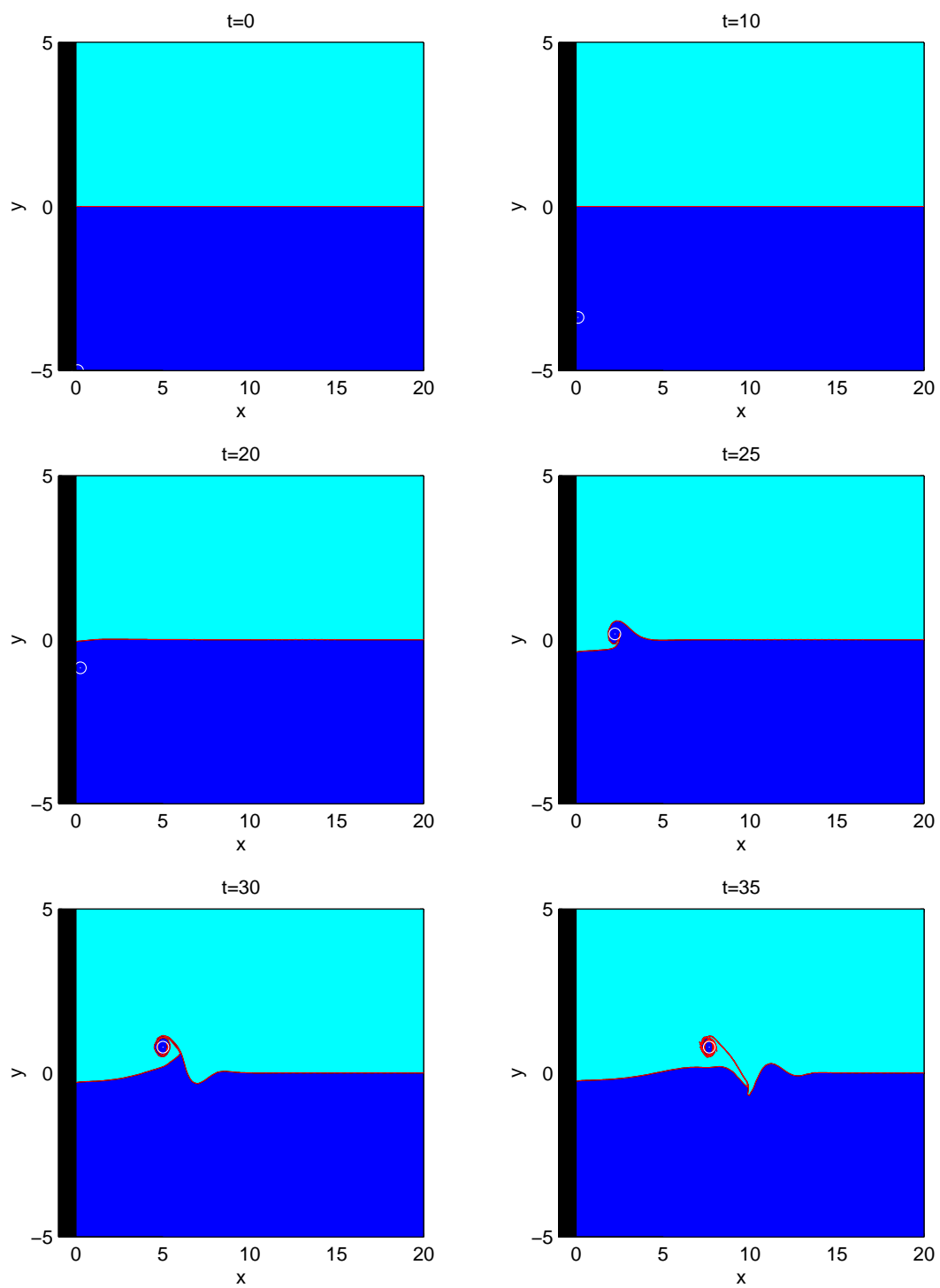


Figura 4.15: Experimento F14. $R_x = 0.1; R_y = -5.0$ e $A = +1.0$.

Resultados para $\beta = 0.05$

Para os experimentos com um vórtice ciclônico na região anticiclônica da confluência foram observadas algumas diferenças em relação aos experimentos do plano- f . A primeira delas é o padrão de onda melhor definido. Vê-se, no experimento B1 (Figura 4.16), que a partir de $t=80$, temos um padrão de ondas mais longas, na região próxima à costa, e mais curtas no interior. Outra diferença é que, mesmo em $t=100$, existe na costa uma perturbação anticiclônica, ao contrário dos casos no plano- f onde, para $t=100$, a perturbação na costa é praticamente nula. Estes resultados são bastante similares aos experimentos s2 e s3 (figs. 12 e 13) de *Silveira et al.* (1999). Isto significa que o vórtice pontual age como uma fonte de vorticidade relativa, tendo praticamente o mesmo efeito das perturbações idealizadas por *Silveira et al.* (1999) e *Pratt & Stern* (1986). Para esta gama de experimentos, ou seja, um vórtice anticiclônico imerso numa região anticiclônica, tanto o efeito-imagem quanto o fluxo básico advectam o vórtice pontual para norte, o que faz com que este chegue mais rapidamente à confluência e interaja mais intensamente com a frente de VP. No entanto, essa interação não implica em emissão de vórtice de retroflexão ou mesmo na absorção do vórtice pontual pela corrente principal. O que ocorre após a perturbação inicial causada pelo vórtice pontual na frente é que este interage com a parte anticiclônica, e portanto de mesmo sinal, da perturbação, afastando-se do eixo principal da corrente, enquanto a frente de VP desenvolve um comportamento ondulatório. O efeito- β auxilia na formação do padrão de onda barotrópica, uma vez que, enfraquecendo o fluxo básico, favorece os mecanismos de indução de vórtice, que neste caso, incapazes de gerar o vórtice de retroflexão, geram a perturbação.

Para os experimentos no plano β , também há resultados interessantes se aproximamos a posição inicial do vórtice da frente de VP. No experimento B2, onde $\beta = 0.05$, a posição inicial do vórtice pontual anticiclônico é $(R_x, R_y) = (0.7, -0, 5)$. Estando tão próximo à frente de VP e tendo o fluxo básico e o efeito da imagem para advectá-lo para norte, o vórtice pontual interage com a frente rapidamente. Observamos a geração de um filamento em torno do vórtice. Podemos perceber da Figura 4.17 que o vórtice impõe na frente uma tendência de movimento contrário ao da corrente principal. Percebemos também que quando há a formação de vórtices, a perturbação causada na frente fica numa região confinada, não se propagando em um padrão ondulatório. No caso do experimento B2 o efeito β

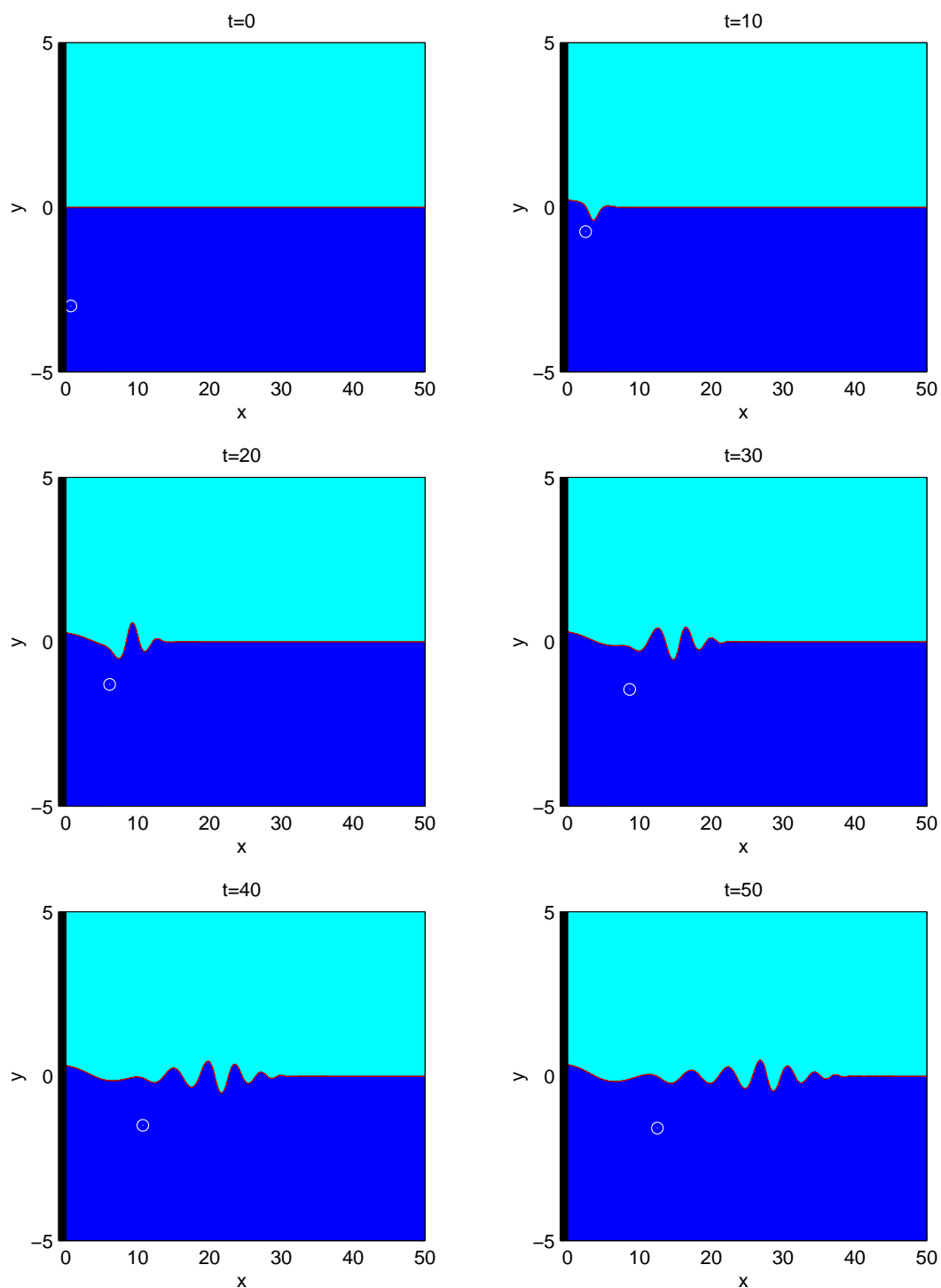


Figura 4.16: Experimento B1. $R_x = 0.7$; $R_y = -3.0$, $A = -1.0$ e $\beta = 0.05$. O vórtice pontual perturba a frente e segue interagindo com a mesma rumo ao interior. Em $t=100$, a perturbação ainda está presente na costa.

tem papel fundamental no efeito de indução de vórtice, pois, para o mesmo experimento, porém com $\beta = 0$ não há a formação de filamento, o que ocorre é a perturbação da frente pelo vórtice pontual e a subsequente advecção da perturbação rumo ao interior do oceano e o afastamento do vórtice pontual do eixo principal da corrente.

No experimento B3, a posição inicial do vórtice pontual é $(0.1; -5)$ e a força do vórtice é -1 . Neste experimento, o efeito da imagem e o fluxo básico tendem a advectar o vórtice para norte enquanto que o efeito β , na parte ao sul da frente, tende a advectá-lo para sul. Da Figura 4.18 vê-se que em $t=4$ o lóbulo de retroflexão encontra-se formado bastante próximo à costa. No entanto, apesar de na parte ao norte da frente o efeito β ser favorável ao deslocamento para norte, a intensidade do vórtice de retroflexão não é suficientemente grande para superar o fluxo básico para sul.

No experimento B4, aumentamos a “intensidade” do vórtice pontual (neste caso igual a -2), com a intenção de observarmos se este permite ao vórtice de retroflexão suplantar o efeito do fluxo básico ao norte da frente, de modo que possamos obter configurações parecidas com regiões de retroflexão, onde o vórtice é formado bastante próximo da costa. Na Figura 4.19, observamos que, apesar de o vórtice se propagar um pouco mais ao norte do que no caso anterior, em $t=6$ vemos que o fluxo básico ainda é mais forte.

Com o mesmo intuito, aumentamos ainda mais a intensidade do vórtice pontual. No experimento B5 ela vale -3 . Na Figura 4.20, podemos observar que a estrutura do vórtice de retroflexão é bem mais robusta e que este se propaga mais para norte do que nos dois casos anteriores. Isto deve-se principalmente ao efeito da imagem que, em sendo proporcional à intensidade do vórtice pontual e inversamente proporcional ao quadrado da distância, continua grande mesmo depois do encontro deste com a frente, uma vez que ele não se afasta da costa. Uma vez ao norte da frente de VP, o efeito $-\beta$ passa a auxiliá-lo na deriva para norte. Em $t=6$, podemos notar que o fluxo básico já não permite que o vórtice de retroflexão propague-se mais para norte.

É interessante notar que neste experimento, mesmo com a formação do vórtice de retroflexão, a frente tem um leve perfil ondulatório não observado nos casos anteriores (em $t = 6$). Isto, provavelmente, é mais uma consequência do alto valor da intensidade do vórtice pontual que faz com que a sua interação com a frente

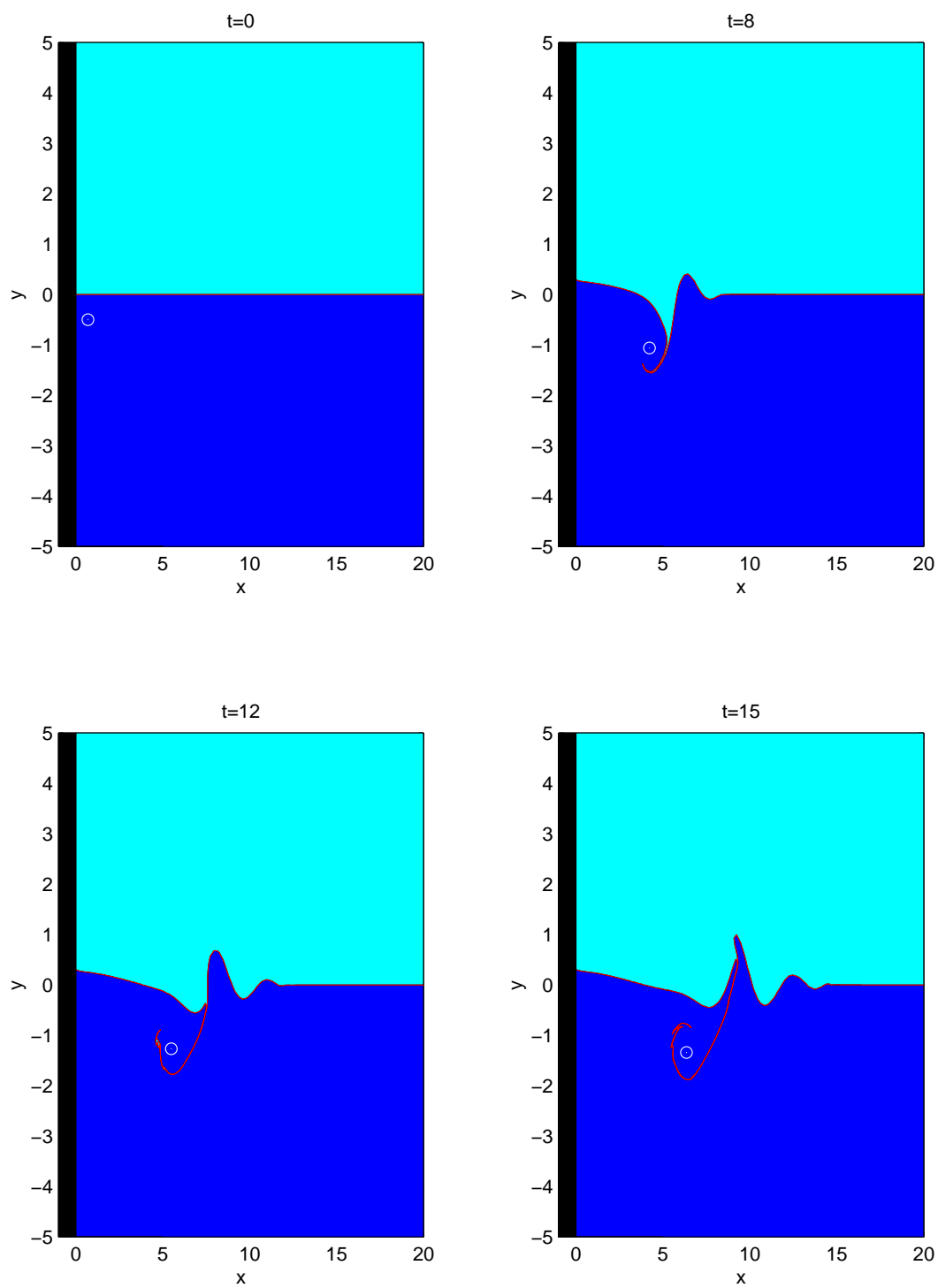


Figura 4.17: Experimento B2. $R_x = 0.7; R_y = -5.0$, $A = -1.0$ e $\beta = 0.05$

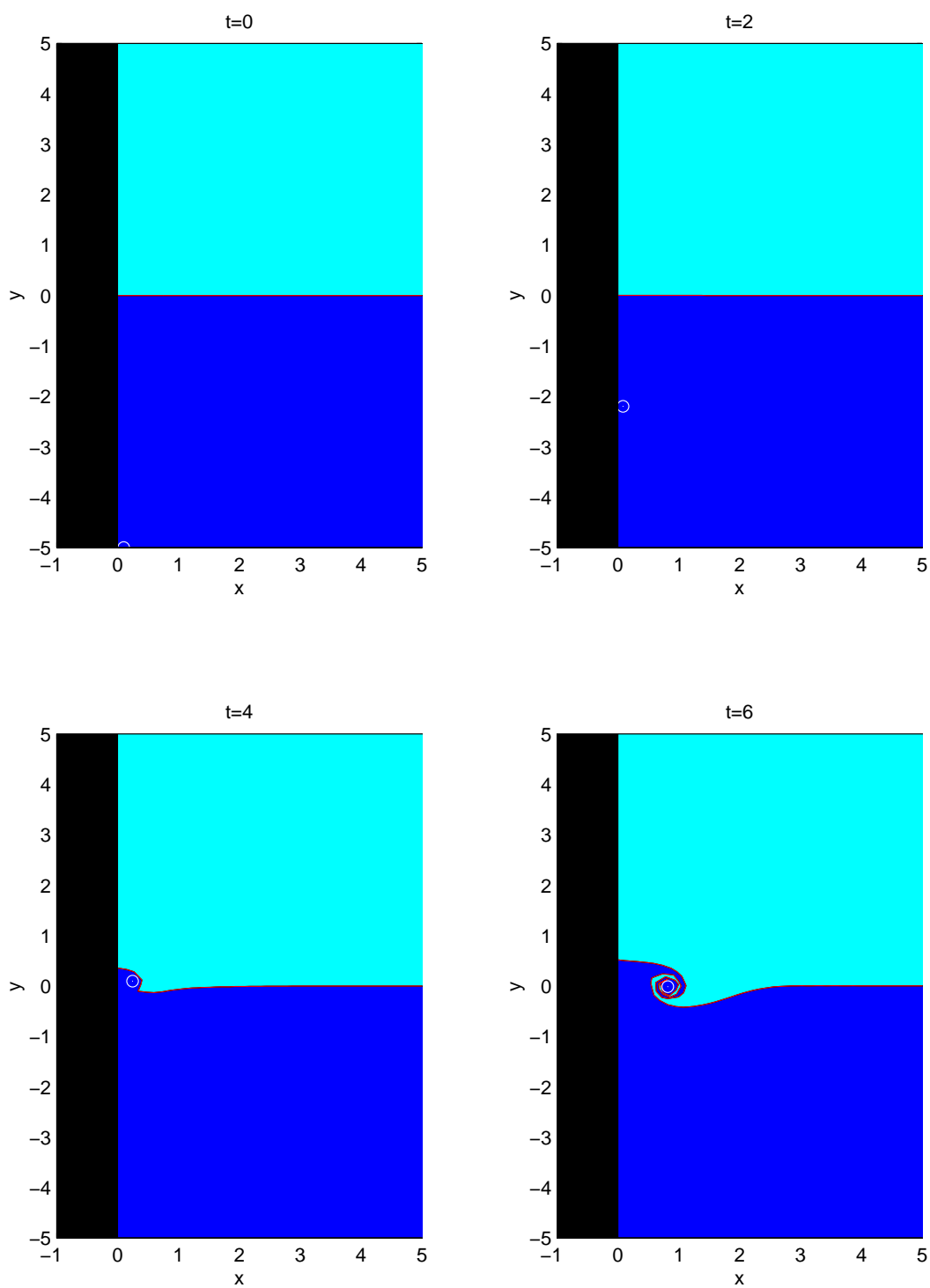


Figura 4.18: Experimento B3. $R_x = 0.1; R_y = -5.0$, $A = -1.0$ e $\beta = 0.05$.

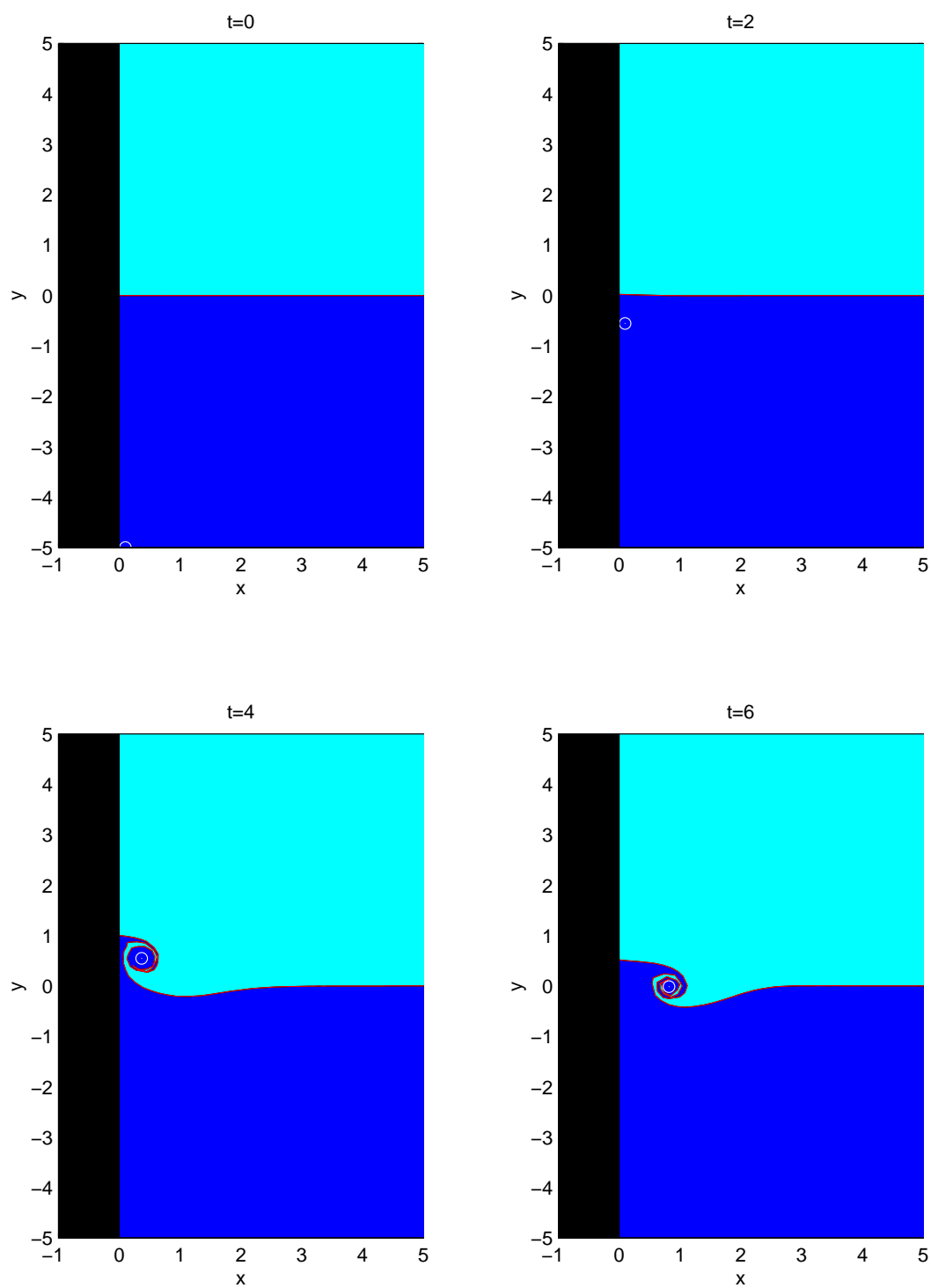


Figura 4.19: Experimento B4. $R_x = 0.1; R_y = -5.0$, $A = -2.0$ e $\beta = 0.05$.

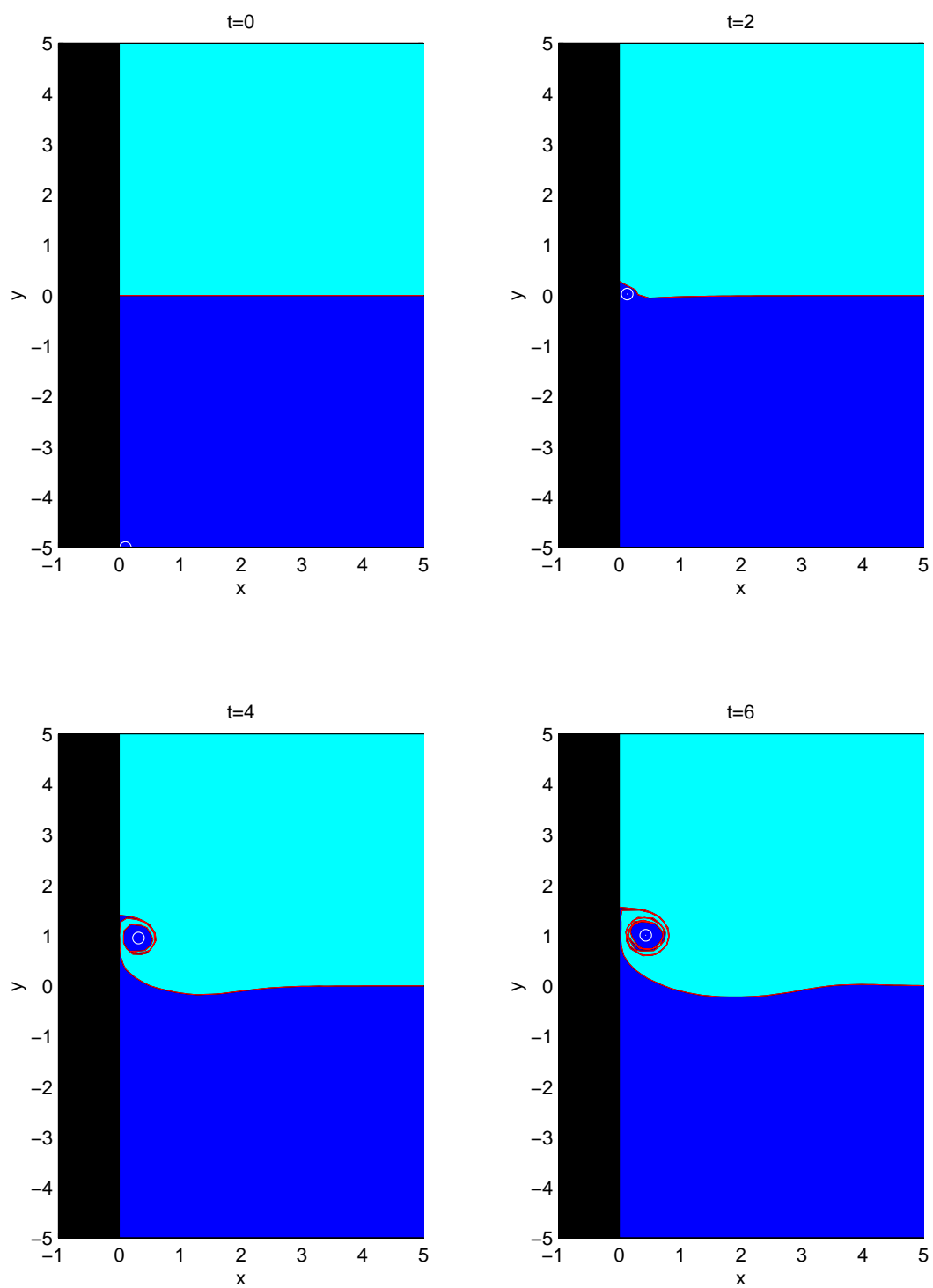


Figura 4.20: Experimento B5. $R_x = 0.1; R_y = -5.0$, $A = -3.0$ e $\beta = 0.05$.

de VP seja bem mais intensa, perturbando uma quantidade maior de partículas da frente.

Para os experimentos com um vórtice pontual ciclônico, o efeito- β muda consideravelmente os resultados observados no plano- f . Fizemos uma série de experimentos com $\beta = 0.05$. No experimento B10 (não mostrado aqui), $(R_x, R_y) = (0.1, -3)$. Neste caso, devido ao fato de o efeito-imagem advectar o vórtice pontual para sul e de haver um fluxo contrário ao fluxo básico, o que reforça o efeito-imagem, não haverá interação do vórtice com a corrente, uma vez que estes dois efeitos superam o fluxo básico, advectando o vórtice pontual para sul. Vale ressaltar que, neste caso, o efeito-imagem é bastante intenso devido à pequena distância inicial do vórtice ao contorno oeste, no entanto, este efeito apenas não é suficiente para “vencer” fluxo básico. À medida que afastamos o vórtice da costa, o efeito-imagem torna-se cada vez menos intenso, o que facilita a ação do fluxo básico. É o caso do experimento B6. Neste, com o enfraquecimento do efeito-imagem, o fluxo básico consegue advectar o vórtice pontual rumo à frente de VP. No entanto, o efeito β retarda esta interação. Comparando com a Figura 4.9, vemos que a interação do vórtice com a frente e consequente emissão do vórtice de retroflexão ocorre em $t=15$, para $\beta = 0$, enquanto que, para $\beta = 0.05$, ocorre em $t=25$. Apesar de β retardar a interação da frente de VP com o vórtice, é importante salientar que ele faz com que o vórtice de retroflexão seja emitido mais próximo do contorno, o que é mais condizente com as observações do fenômeno de emissão de vórtices. Para $\beta = 0$, o vórtice é emitido a $5 R_d$ da costa enquanto que, para $\beta = 0,05$, a emissão ocorre a, aproximadamente, $3,5R_d$ do contorno oeste. Existe também, após a emissão do vórtice de retroflexão, uma tendência de movimento deste para noroeste, no entanto, esta tendência é suplantada devido à simetria de transporte das CCO's. Caso o transporte fosse assimétrico, poderia-se esperar que o vórtice se propagasse para noroeste, seguindo a tendência dos vórtices de retroflexão observados nos oceanos. O presente modelo não nos permite dizer muito a respeito do movimento do vórtice após a sua separação da frente de VP, bem como do padrão de onda existente na frente após essa separação, uma vez que, devido a pequena distância entre os pontos da frente quando da formação do vórtice, há o surgimento de singularidades numéricas que comprometem os resultados obtidos.

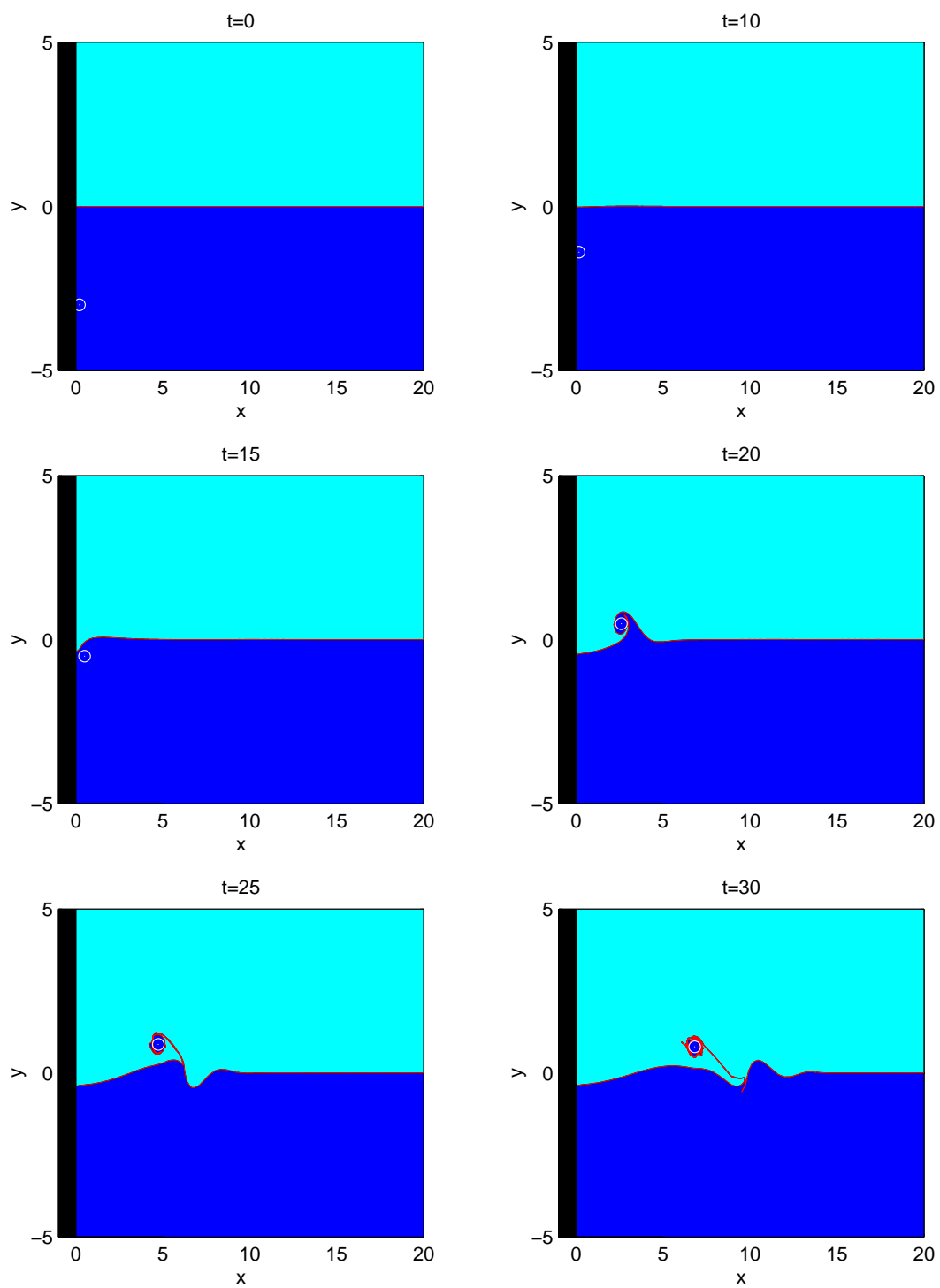


Figura 4.21: Experimento B6. $R_x = 0.2; R_y = -3.0$, $A = +1.0$ e $\beta = 0.05$.

Resultados para $\beta = 0, 1$

O valor de $\beta = 0,05$ é o mais típico para latitudes subtropicais. Para analisarmos se a variação de β mudaria o padrão obtido, usamos o valor 0,1, que é o típico para a região da retroflexão da Corrente Norte do Brasil em torno de 7° - 8° N *Brown et al.* (1992). Com um valor mais alto de β a corrente contrária ao fluxo básico é intensificada, havendo um aumento de vorticidade relativa na parte inferior do domínio.

Nos experimentos com um vórtice pontual ciclônico, observamos que o maior valor de β altera significativamente os resultados obtidos principalmente para valores de R_x pequenos (mais próximos à costa), onde o efeito-imagem é maior e, neste caso, advecta o vórtice para sul. Para todos os valores de R_x abaixo de 0,8, os efeitos da imagem e β juntos conseguem superar o fluxo básico deslocando o vórtice pontual para sul, de modo que este perturba levemente a frente de VP, mas não chega a excitar onda ou emitir vórtice de retroflexão. A partir de $R_x = 0.8$ há a emissão do vórtice, pois o efeito-imagem já não é tão intenso, o que faz com que haja a interação do vórtice pontual com a frente de VP. Como $0.8R_d$ é um valor relativamente afastado da costa para colocarmos o vórtice pontual e estudarmos sua possível tarefa numa emissão de vórtices que ocorreria mais ao interior, estes experimentos não serão mostrados pois não são significativos para o estudo em questão.

Para $\beta = 0.1$, os resultados mais interessantes obtidos foram os dos experimentos B9 (Figura 4.24), B8 (Figura 4.23) e B7 (Figura 4.22).

No caso do experimento B7, a posição inicial do vórtice pontual era $(0.15, -5)$ e sua intensidade igual a -1 . Nos instantes iniciais, percebemos que o efeito β mais alto retarda a aproximação do vórtice à frente. Em $t = 6$ vemos o anticiclone de retroflexão formado mas, em $t = 8$ o fluxo básico é mais forte e consegue impedir a sua propagação para norte.

No experimento B8, a posição inicial do vórtice pontual é mesma do caso anterior, porém a sua intensidade é dobrada. Já em $t = 4$ o vórtice de retroflexão formado e fluindo para norte bastante próximo à costa. Em $t = 6$ o fluxo básico começa a se fazer presente tendendo a deslocá-lo para oeste. Em $t=8$ vemos que sua estrutura já é bastante robusta, mas sua propagação para norte é impedida pelo fluxo básico. Também observamos o leve comportamento ondulatorio no interior.

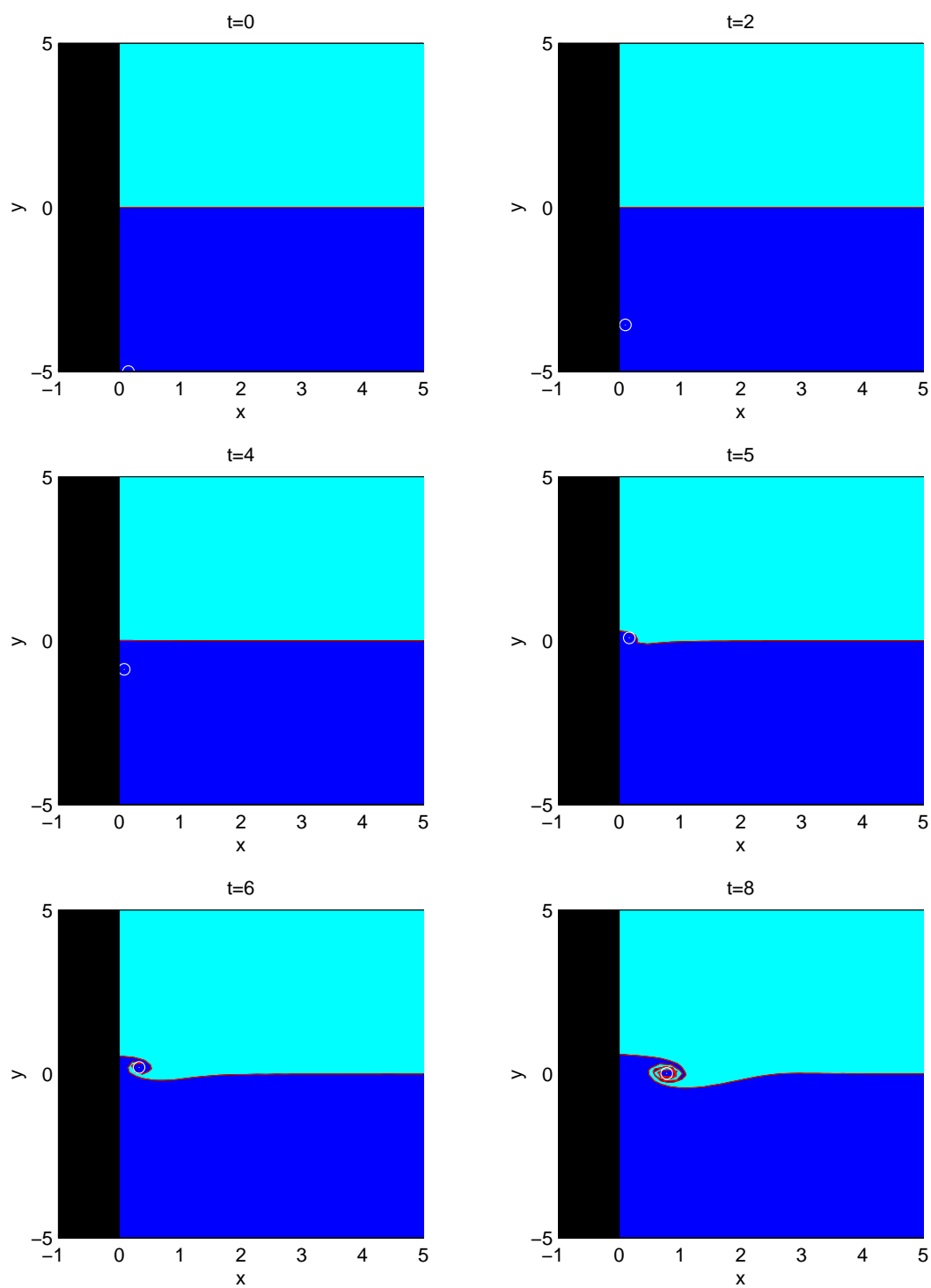


Figura 4.22: Experimento B7. $R_x = 0.15$; $R_y = -5.0$, $A = -1.0$ e $\beta = 0.1$.

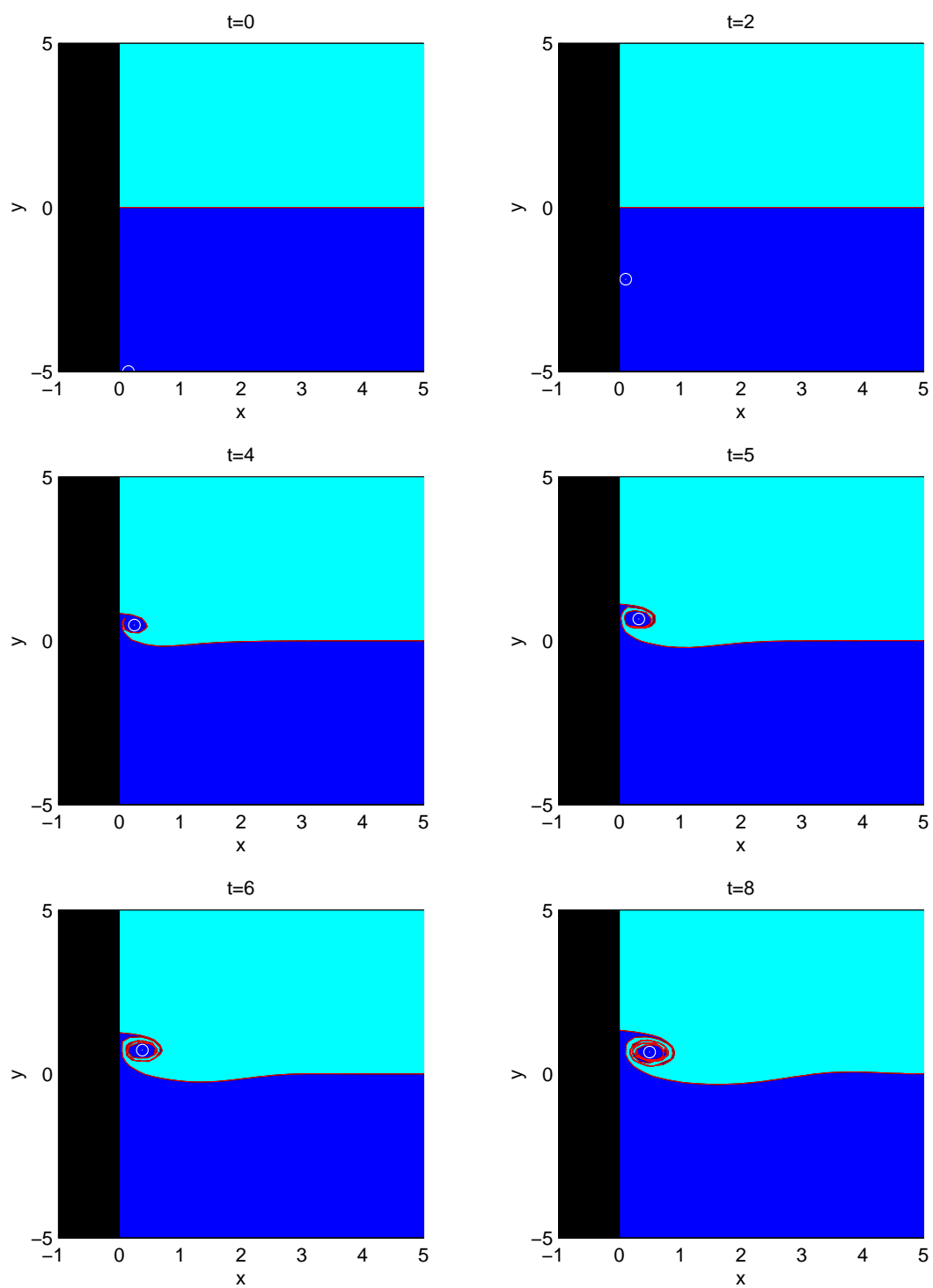


Figura 4.23: Experimento B8. $R_x = 0.15; R_y = -5.0$, $A = -2.0$ e $\beta = 0.1$

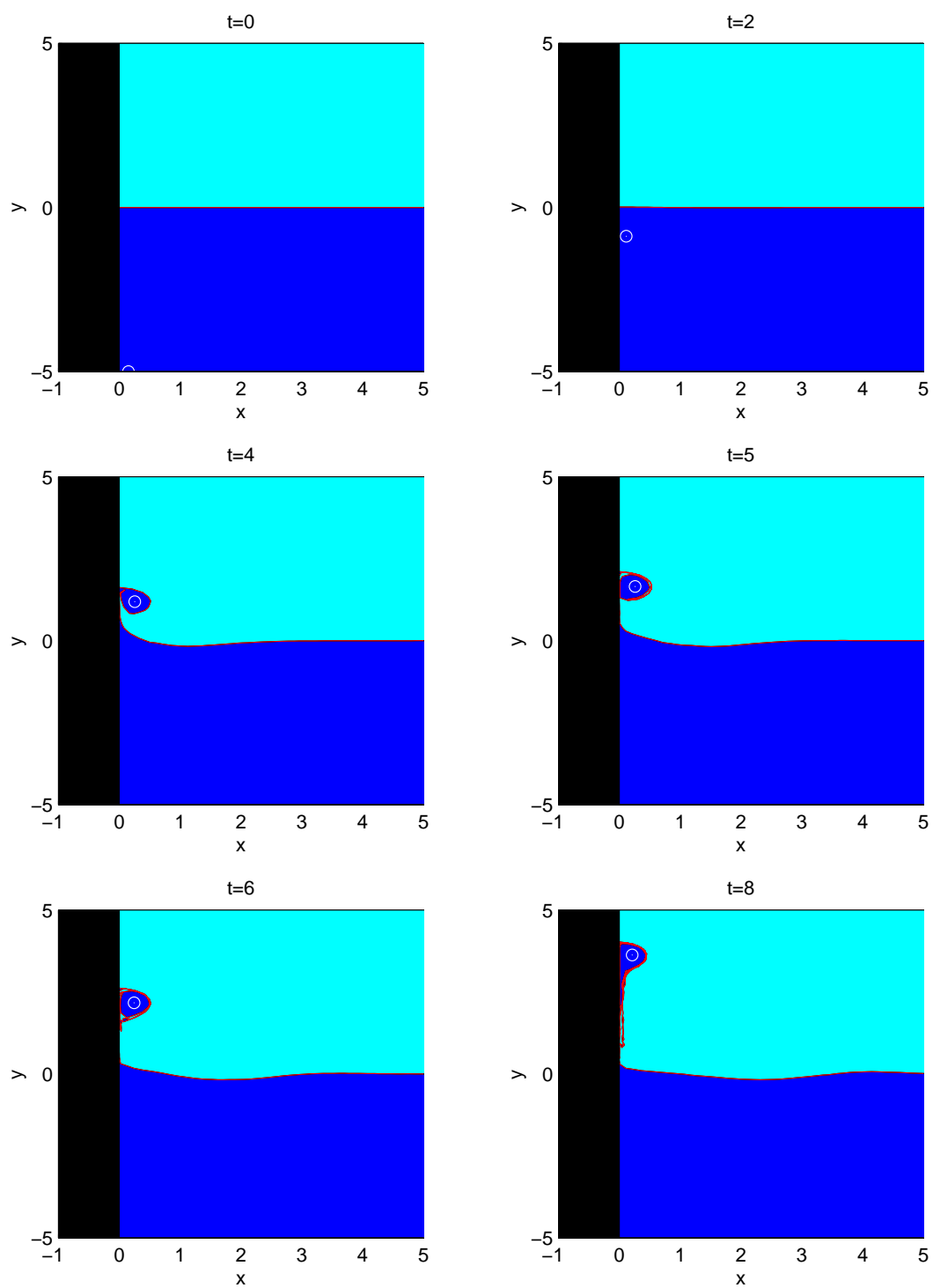


Figura 4.24: Experimento B9. $R_x = 0.15; R_y = -5.0$, $A = -3.0$ e $\beta = 0.1$

Para o caso do experimento B9, foi mantida a posição inicial do vórtice pontual e sua intensidade é de -3 . Neste caso, devido a este alto valor, o efeito imagem impõe ao vórtice pontual uma velocidade bastante grande, o que faz com que ele interaja com a frente rapidamente, formando um vórtice de retroflexão que continua se propagando bastante próximo à costa, de modo que o efeito imagem continua auxiliando a propagação para norte do vórtice, assim como o efeito β . Com esta configuração estes dois efeitos vencem o fluxo básico, fazendo com que o vórtice de retroflexão continue se propagando para norte, como podemos observar em $t = 8$.

Capítulo 5

Considerações Finais

5.1 Sumário e Conclusões

Este trabalho tem por objetivo o estudo da interação de vórtices isolados com sistemas de CCO's em separação da costa. De maneira específica, visamos o estudo do fenômeno denominado recentemente como catálise de vórtices de separação.

Para tanto, resolvemos utilizar um modelo semi-analítico de Dinâmica de Contornos. Adicionalmente, no intuito de comprovar que as aproximações que fizemos são dinamicamente coerentes, conseguimos, de forma que julgamos original, mostrar que a utilização de um modelo idealizado a uma região de confluência de duas CCO's é válida, com a sua aplicação ao sistema de separação da Corrente Norte do Brasil.

Através de manipulação de dados hidrográficos e de velocidade do cruzeiro WESTRAX2, aproximamos a estrutura da região de retroflexão da CNB pra 1,5-camadas com uma frente de VP separando duas regiões com VP constante. Este conjunto de aproximação se mostrou bastante satisfatória para representar a região de retroflexão. Os campos de função de corrente modelados com a estrutura de vorticidade potencial discretizada é bastante semelhante à com VP contínua. Entretanto, com apenas uma frente, as velocidades normais ao contorno de VP são enfraquecidas. Isto sugere que uma emissão de vórtice num instante posterior é improvável. A interação entre bandas de VP consecutivas, portanto, parece ser crucial para o fenômeno.

Uma vez que mostramos que a aproximação é válida através dos dados. Utilizamos

um modelo baseado na técnica de Dinâmica de Contornos. O modelo é semi-analítico, uma vez que resolve analiticamente as relações de inversibilidade e evolui o sistema no tempo de forma numérica. Sua estrutura vertical é a de um oceano de 1,5-camadas, com tampa rígida, invíscido e inercial. Inserimos no modelo de SFB um vórtice pontual que teria seus sinal e carga alterados de modo a avaliar qual seria a sua influência numa frente inicialmente não perturbada. Foram realizados experimentos no plano- f e com um fluxo para oeste usado de forma a assemelhar-se ao efeito- β .

Nos experimentos com um vórtice anticiclônico, o vórtice pontual, quando não tão próximo da costa inicialmente, consegue perturbar a frente de VP, gerando um padrão ondulatório na frente. Padrão este que se propaga em direção ao interior do oceano e, posteriormente, dissipa-se na região de confluência. Neste caso, o vórtice pontual serve como uma fonte de vorticidade relativa ao sistema, porém, neste caso, não há emissão de vórtice de retroflexão.

Se aproximarmos este vórtice pontual, com as mesmas características, da costa, notamos que o efeito da imagem é bastante importante na interação do mesmo com a frente, uma vez que o vórtice pontual faz com que a frente se envolva ao seu redor formando um filamento conhecido como “streamer”. A formação deste filamento deve-se, sobretudo, à proximidade do vórtice à costa, uma vez que realizamos experimentos com o vórtice pontual inicialmente bastante próximo à frente, mas não tão próximo da costa, e não obtivemos tal resultado.

Obtivemos resultados interessantes quando anticiclones geram vórtices de separação bastante próximos à costa.

Se aumentarmos a carga do vórtice, vemos que a estrutura do anticiclone emitido é mais robusta, no entanto, no plano- f , mesmo com maior intensidade, o vórtice de retroflexão emitido não consegue vencer o fluxo básico para sul acima da frente de VP.

Ao considerarmos o sinal oposto do vórtice pontual, tornando-o ciclônico, obtivemos uma disputa entre o fluxo básico para norte, abaixo da frente, e o efeito da imagem, que neste caso advecta o vórtice pontual para sul.

Quando mais próximo da costa, a interação do vórtice pontual com a frente é retardada pela disputa supra mencionada. Quando ocorre, porém, percebemos que o vórtice pontual gera lóbulo de retroflexão, gerando um vórtice ciclônico que

se separa do eixo principal da corrente.

À medida que o afastamos da costa, devido ao enfraquecimento do efeito da imagem, a interação do vórtice com a frente ocorre, mas não com a mesma intensidade. Permanecendo o mesmo padrão até um limite superior, $R_x = 2.0$, para o qual a interação é, praticamente, imperceptível.

Com a introdução de um fluxo estacionário para oeste, que lembra as bordas entre dois giros inerciais de Fofonoff, que simulou o efeito- β , a primeira constatação é que o fluxo básico tem mais um oponente, o que muda consideravelmente os resultados.

Com os valores de β típicos de latitudes subtropicais principal diferença com os experimentos do plano- f é que a perturbação se propaga para o interior do oceano mas não se dissipa na costa, ou seja, o fluxo para oeste mantém a perturbação, causada pelo vórtice pontual, na costa.

Também obtivemos resultados interessantes onde um anticiclone pontual gera anticiclones de retroflexão que se propagam bastante perto da costa.

Com um vórtice pontual ciclônico, temos o efeito- β e o da imagem advectando-o para sul contra o fluxo básico para norte. Assim, a interação com a frente de VP é retardada, mas quando ocorre temos um padrão semelhante ao do plano- f com a diferença que, uma vez acima da frente de VP, o vórtice emitido sente a presença do fluxo para oeste e notamos claramente uma deriva deste no sentido oposto ao da corrente principal.

Para β típico de latitudes tropicais, a deriva para oeste é intensificada e obtemos a emissão de vórtice de retroflexão bastante junto à costa.

5.2 Sugestões para Trabalhos Futuras

Estudos de dinâmica invíscida: A inclusão de mais frentes num estudo de modelos de DC em um oceano de 1,5-camadas, poderia trazer resultados interessantes uma vez que haveria maior instabilidade.

Ainda no contexto de DC, poderia-se também incluir mais uma camada, e permitir vórtices e estruturas baroclínicas num oceano de 2,5-camadas.

Estudos de dinâmica viscosa: O uso de modelos numéricos, com configurações idealizadas para escoamentos e estruturas finitas de vórtices isolados, tornaria possível o “relaxamento” de algumas restrições de técnicas teóricas como DC.

Referências Bibliográficas

- Bell, G. L., 1991: The interaction of an eddy with an unstable jet. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 1229–1244.
- Bonatti, J. P. e. V. B. R., 1999: Meso-scale perturbations and thermohaline fronts in the south atlantic ocean. *Dyn. Atm. Oceans*, **30**, 1–24.
- Bretherton, F., R. Davis, & C. Fandry, 1976: A technique for objective analysis and design of oceanographic experiments applied to mode-73. *Deep-Sea Res.*, **23**, 559–582.
- Brown, W., W. Johns, K. Leaman, J. McCreary, R. Molinari, P. Richardson, & C. Rooth, 1992: A western tropical atlantic experiment (westrax). *Oceanography*, **5(1)**, 73–77.
- Bub, F., 1993: The structure of mass, salt and temperature transports within intermediate depths of the western tropical Atlantic Ocean. Tese de Doutorado, Univ. of NH, Durham. 222pp.
- Campos, E. & D. Olson, 1991: Stationary rossby waves in western boundary current extensions. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1202–1224.
- Didden, N. & F. Schott, 1993: Eddies in the north brazil current retroflection region observed by geosat altimetry. *J. Geophys. Res.*, **98**, 20,121–20,131.
- Flierl, G. R., 1978: Models of vertical structure and the calibration of two-layer models. *Dyn. Atmos. Oceans*, **2**, 341–381.
- Hall, M. M., 1985: Horizontal and vertical structure of velocity, potential vorticity and energy in Gulf Stream. Tese de Doutorado, MIT/WHOI Joint Program. 165pp.
- Johns, W., T. Lee, R. Beardsley, J. Candela, R. Limeburner, & B. Castro, 1998: Annual cycle and variability of the north brazil current. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 103–128.

- Johns, W. E., T. Lee, F. A. Schott, R. J. Zantopp, & R. H. Evans, 1990: The north brazil current retroflection: Seasonal structure and eddy variability. *jgr*, **95**, 22,103–22,120.
- Leal Silva, C., 2000: Dinâmica da Separação de Correntes de Contorno Oeste Barotropicamente Instáveis. Tese de Mestrado, Universidade de São Paulo, Instituto Oceanográfico. 110 pp.
- Lebedev, I. & D. Nof, 1997: Collision of boundary currents: beyond a steady state. *Deep-Sea Research I*, **44**, 771–791.
- Li, L., W. Nowlin, & S. Jilan, 1998: Anticyclonic rings from the kuroshio in the south china sea. *Deep Sea Reaserach I*, **45**, 1469–1482.
- Mayer, D. A. e. R. H. W., 1993: A description of the coads surface meteorological fields and the implied sverdrup transports for the atlantic ocean from 30°n and 30°s. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 2201–2221.
- Meachan, S. P., 1990: Meander evolution on piecewise-uniform quasi-geostrophic jets. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1139–1170.
- Nilsson, C. & G. Cresswell, 1981: The formation and evolution of east australian current warm-core eddies. *Progress in Oceanography*, **9**, 133–183.
- Nof, D. & T. Pichevin, 1996: The retroflection paradox. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 2429–2448.
- Olson, D. B. & R. H. Evans, 1986: Rings of the agulhas current. *Deep-Sea Res.*, **33**, 27–42.
- Philander, G., 1990: El Niño, La Nina and the Southern Oscillation. Academic Press. 293 pp.
- Polvani, A., 1990: Geostrophic vortex dynamics. Tese de Doutorado, MIT/WHOI Joint Program. 221pp.
- Pratt, L., 1988: Meandering and eddymeandering and eddy detachment according to a simple (looking) path equatioy detachment according to a simple (looking) path equation. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1627–1640.

- Pratt, L., J. Earles, P. Cornillon, & J. F. Cayula, 1991: The nonlinear behavior of varicos disturbances in a simple model of the gulf stream. *Deep-Sea Research I*, **38**, S591–S622.
- Pratt, L. & M. Stern, 1986: Dynamics of potential vorticity fronts and eddy detachment. *J. Phys. Oceanogr.*, **16**, 1101–1120.
- Pullin, D., 1992: Contour dynamics method. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, **24**, 89–115.
- Richardson, P., 1980: Gulf stream rings trajectories. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**.
- Richardson, P., G. E. Hufford, R. Limeburner, & W. S. Brown, 1994: North brazil current retroflection eddies. *J. Geophys. Res.*, **99**.
- Robinson, A. R., 1983: Eddies in Marine Science. Springer-Verlag. 609 pp.
- Silveira, I. C. A., W. S. Brown, & G. R. Flierl, 2000: Dynamics of the north brazil current retroflection region from the western tropical atlantic experiment observations. *J. Geophys. Res.*, **105**, 25,559–25,583.
- Silveira, I. C. A., G. R. Flierl, & W. S. Brown, 1999: Dynamics of separating western boundary currents. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 119–149.
- Stern, M., 1985: Lateral wave-breaking and shingle formation in a large-scale shear flow. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 119–144.
- Stern, M. & G. Flierl, 1987: On the interaction of a point vortex with a shear flow. *J. Geophys. Res.*, **92**, 10,733–10,744.
- Wang, X., 1992: Interaction of an eddy with a continental slope. Tese de Doutorado, MIT/WHOI Joint Program. 220pp.
- Willson, R. & N. Rees, 2000: Classification of mesoscale features in the brazil-falkland current confluence zone. *Progress in Oceanography*, **45**, 415–426.
- Yano, J. & G. Flierl, 1992: Isolated potential vorticity patches in quasi-geostrophic zonal shear flows. *Dynam. Atmos. Oceans*, **16**, 439–472.