

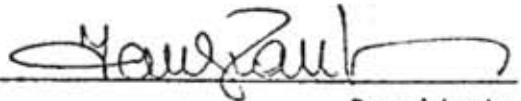


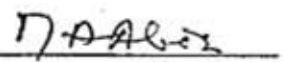
| | | | |
|--|----------------------------|---|--|
| 1. Publicação nº <i>INPE-3760-TDL/206</i> | 2. Versão | 3. Data <i>Janeiro 1986</i> | 5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita |
| 4. Origem <i>DRH-DGA</i> | Programa <i>PRH/CEA</i> | | |
| 6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>DERIVAS VERTICAIS DÍNAMO DA REGIÃO F EQUATORIAL IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS</i> | | | |
| 7. C.D.U.: <i>523.4-853</i> | | | |
| 8. Título <i>INPE-3760-TDL/206</i> | | 10. Páginas: <i>169</i> | |
| <i>DÍNAMO DA REGIÃO F EQUATORIAL: ASSIMETRIAS SAZONAIS E LONGITUDINAIS NO SETOR AMERICANO</i> | | 11. Última página: <i>A.2</i> | |
| 9. Autoria <i>Inez Staciariini Batista</i> | | 12. Revisada por <i>MAARZ</i> <i>M. A. Abdu</i> | |
|  | | 13. Autorizada por  | |
| Assinatura responsável | | <i>Marco Antonio Raupp</i> Diretor Geral | |
| 14. Resumo/Notas <i>Neste trabalho são analisados dados de ionossonda de Huancayo, Fortaleza e Cachoeira Paulista, para o período compreendido entre outubro de 1978 a setembro de 1979, com a finalidade de estudar as características das irregularidades ionosféricas e derivas verticais da região F equatorial ao entardecer. A ocorrência do traço F espalhado e o pico pré-reversão da deriva vertical da camada F apresentam comportamentos sazonais diferentes em Fortaleza e Huancayo, duas estações situadas no equador magnético, em longitudes diferentes, no Continente Americano, e caracterizadas por ângulos de declinação magnética bastante distintos. Estas diferenças são interpretadas através de uma simulação numérica do acoplamento eletrodinâmico das regiões E e F que leva em consideração as assimetrias em relação ao equador magnético devida à declinação magnética. Os resultados da simulação mostram que o horário de ocorrência do pico pré-reversão bem como suas variações sazonais em cada estação são controlados pelo horário em que o gradiente longitudinal da condutividade tende para zero o qual, por sua vez, depende do horário do pôr do Sol na região E conjugada onde este ocorre mais tarde, logo, da declinação magnética. Já a amplitude do pico pré-reversão mostrou ser dependente tanto da declinação magnética, através da taxa de variação longitudinal da condutividade, como da componente zonal do vento termosférico.</i> | | | |
| 15. Observações <i>Tese de Doutorado em Ciência Espacial, aprovada em 18 de abril de 1985.</i> | | | |

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Doutor
em Ciência Espacial

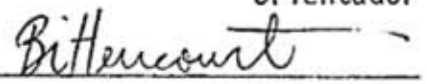
Dr. Ivan Jelinek Kantor


Presidente

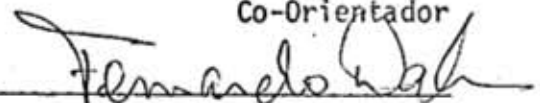
Dr. Mangalathayil A. Abdu


Orientador

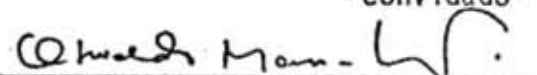
Dr. José Augusto Bittencourt


Co-Orientador


Dr. Fernando Walter


Membro da Banca
-convidado-

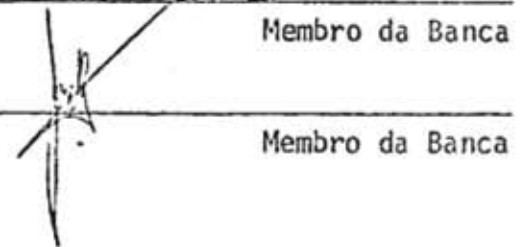
Dr. Oswaldo Massambani


Membro da Banca
-convidado-

Dr. Barclay Robert Clemesha


Membro da Banca

Dr. José Humberto Andrade Sobral


Membro da Banca

Candidata: Inez Staciarini Batista

São José dos Campos, 18 de abril de 1985

*Aos meus pais,
ao meu esposo
e às minhas filhas.*

AGRADECIMENTOS

A autora agradece ao Dr. Mangalathayil Ali Abdu e ao Dr. José Augusto Bittencourt a eficiente orientação e o incentivo nas diversas fases deste trabalho.

Aos membros da Banca Examinadora, Dr. Ivan Jelinek Kantor, Dr. Barclay Robert Clemesha, Dr. José Humberto de Andrade Sobral, Dr. Fernando Walter e Dr. Oswaldo Massambani, as críticas e sugestões que contribuíram para o aprimoramento deste trabalho.

Aos colegas e amigos Severino Luiz Guimarães Dutra, Yoshihiro Yamazaki, Paulo Prado Batista, Eurico Rodrigues de Paula, Luiz Alberto Vieira Dias e Elia Rosário Castro San Miguel o inestimável apoio durante o desenvolvimento das partes numérica e computacional deste trabalho.

As amigas Lúcia de Almeida Terra Limiro, Maria Goreti dos Santos, Márcia Rocha da Silva Souza, Maria José Faria Barbosa e Maria Regina Moraes Freitas o auxílio na redução e análise dos dados de ionossonda, e a todos aqueles que, embora não citados nominalmente, contribuíram para a realização deste trabalho.

A Maria do Carmo o cuidado na revisão de linguagem do texto. A Marciana Leite Ribeiro, a revisão das referências bibliográficas. A Marina Kiyoko Uêda, a cuidadosa datilografia e montagem final do texto.

Os ionogramas de Huancayo utilizados neste trabalho foram obtidos do WDC-A for Solar-Terrestrial Physics.

ABSTRACT

Ionosonde data from Huancayo, Fortaleza and Cachoeira Paulista are analysed from October 1978 to September 1979 in order to investigate longitudinal asymmetries in the equatorial F region ionospheric irregularities and the evening vertical ionization drifts. The seasonal behaviour of the spread F occurrences and pre-reversal peak in the F layer vertical drift are found to be quite different at Fortaleza and Huancayo, two stations located in different longitudes along the magnetic equator in the American zone, characterized by different magnetic declination angles. A numerical simulation of the electrodynamic coupling of the equatorial E and F regions that takes into account the asymmetries about the magnetic equator, arising from magnetic declination angle, is used in order to interpret those differences. The results show, in agreement with observations, that the evening F region vertical drift pre-reversal peak occurrence time and its seasonal variations at each station are controlled by the magnetic declination angle at that station which determines the seasonal variation of the sunset times at its conjugated E layers. The amplitude of the pre-reversal peak, on the other hand, undergoes the influence of both the magnetic declination, through the conductivity longitudinal gradient, and the thermospheric wind zonal component.

SUMÁRIO

| | <u>Pág.</u> |
|--|-------------|
| LISTA DE FIGURAS | xi |
| LISTA DE SÍMBOLOS | xv |
| <u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u> | 1 |
| <u>CAPÍTULO 2 - IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS EQUATORIAIS</u> | 7 |
| 2.1 - Estudos das irregularidades usando ionossonda | 7 |
| 2.2 - Estudos das irregularidades através de cintilações e da rotação de Faraday dos sinais transmitidos por satélites | 9 |
| 2.3 - Estudo de irregularidades usando radar de VHF | 11 |
| 2.4 - Observações de bolhas de plasma por foguetes e satélites ... | 16 |
| 2.5 - Observações de irregularidades ionosféricas com fotômetros . | 17 |
| 2.6 - Mecanismo de geração de bolhas e irregularidades | 19 |
| <u>CAPÍTULO 3 - ELETRODINÂMICA DA REGIÃO F</u> | 23 |
| 3.1 - O dínamo da região F | 23 |
| 3.2 - Campos elétricos e derivas na região F equatorial | 25 |
| 3.3 - Teorias | 30 |
| <u>CAPÍTULO 4 - APRESENTAÇÃO E ANÁLISE DOS DADOS</u> | 41 |
| 4.1 - Introdução | 41 |
| 4.2 - Comparação da velocidade vertical da camada F medida por radar e deduzida de ionogramas | 43 |
| 4.3 - Comparação entre as características do traço F espalhado e deriva vertical do plasma em Fortaleza e Huancayo | 46 |
| 4.3.1 - Velocidades verticais da camada F em Fortaleza e Huancayo | 46 |
| 4.3.2 - Traço F espalhado em altura (FEA) | 51 |
| 4.3.3 - Traço F espalhado em frequência (FEF) | 52 |
| 4.4 - Variações com perturbações magnéticas | 53 |
| 4.5 - O traço F espalhado em altura em Cachoeira Paulista | 59 |
| 4.6 - Assimetrias longitudinais no dínamo F e na geração das irregularidades em Fortaleza e Huancayo | 64 |

| | <u>Pág.</u> |
|--|-------------|
| <u>CAPÍTULO 5 - SIMULAÇÃO NUMÉRICA DOS PROCESSOS ELETRODINÂMICOS DAS</u> <u>REGIÕES "E" E "F" DA IONOSFERA EQUATORIAL</u> | 69 |
| 5.1 - Introdução | 69 |
| 5.2 - Equações básicas | 69 |
| 5.3 - Solução das equações da região F | 74 |
| 5.3.1 - A equação do vento neutro | 74 |
| 5.3.2 - A equação da corrente paralela | 79 |
| 5.4 - Solução das equações da região E | 82 |
| 5.5 - Parâmetros atmosféricos | 90 |
| <u>CAPÍTULO 6 - RESULTADOS</u> | 101 |
| 6.1 - A deriva eletromagnética vertical | 101 |
| 6.2 - A deriva eletromagnética zonal | 111 |
| 6.3 - O vento termosférico zonal | 117 |
| 6.4 - O potencial eletrostático | 121 |
| 6.5 - Discussão | 123 |
| <u>CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES</u> | 127 |
| REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS | 131 |
| APÊNDICE A - DIFERENÇAS FINITAS COM INCREMENTO VARIÁVEL | |

LISTA DE FIGURAS

| | <u>Pág.</u> |
|---|-------------|
| 2.1 - Representação esquemática das condições que favorecem a geração da instabilidade de Rayleigh-Taylor | 22 |
| 3.1 - Esquema do sistema de correntes de dínamo produzido por ventos na camada F equatorial | 25 |
| 3.2 - Variação diurna das derivas leste-oeste médias durante períodos de atividade solar máxima (1970-1971) e mínima (1974-1977) | 27 |
| 3.3 - Média bimensal das derivas verticais da região F equatorial em Jicamarca durante período de atividade solar máxima (1968-1971) e mínima (1975-1976) | 29 |
| 3.4 - Deriva vertical da camada F medida por radar em Jicamarca (...) e deduzida de ionogramas de Fortaleza (---) ... | 30 |
| 3.5 - Variação da deriva vertical da região F equatorial a 300 km acima do equador: incluindo apenas o campo elétrico gerado na região E (—); incluindo o campo elétrico da região E e o campo de polarização da região F (---); deriva vertical observada em Jicamarca (...) | 40 |
| 4.1 - Localização das estações cujos dados foram utilizados no presente trabalho | 42 |
| 4.2 - Deriva vertical média da camada F medida pelo radar de Jicamarca (—) e deduzida usando ionogramas de Huancayo (---) para os períodos de equinócio, inverno e verão; média da altura virtual mínima da camada F em Huancayo (...) para os mesmos períodos | 44 |
| 4.3 - Média mensal da velocidade vertical, em função da hora local, para Fortaleza (---) e Huancayo (—) durante o período de outubro de 1978 a setembro de 1979 | 48 |
| 4.4 - Isolinhas da média mensal em função da hora local: (a) e (b) da deriva vertical dada em ms^{-1} ; (c) e (d) da frequência de ocorrência do FEA dada em porcentagem; (e) e (f) da frequência de ocorrência do FEF dada em porcentagem; (g) e (h) da altura virtual mínima da camada F dada em km; (i) e (j) do pico da deriva vertical dada em ms^{-1} para Fortaleza (a, c, e, g, i) e Huancayo (b, d, f, h, j) | 50 |
| 4.5 - Variação com a atividade magnética da frequência de ocorrência do traço F espalhado em altura (FEA) em Huancayo e Fortaleza | 56 |
| 4.6 - Variação com a atividade magnética da deriva vertical (V_z) e da altura virtual mínima da camada F ($h'F$) deduzidas de ionogramas de Fortaleza e Huancayo | 57 |

| | <u>Pág.</u> |
|---|-------------|
| 4.7 - Isolinhas da frequência de ocorrência do FEA em Cachoeira Paulista, como função da hora local e do mês, dadas em porcentagem | 61 |
| 4.8 - Configuração esquemática dos meridianos geográficos e magnéticos de Cachoeira Paulista em relação ao equador magnético | 62 |
| 4.9 - Variação anual do horário do pôr do Sol nas estações E conjugadas, pertencentes ao meridiano magnético que passa por Huancayo (a) ou Fortaleza (b); variação anual do horário de ocorrência do pico pré-reversão (x—x); histogramas da deriva vertical máxima do pico pré-reversão .. | 67 |
| 5.1 - Representação esquemática do processo iterativo usado para resolver o sistema de equações | 73 |
| 5.2 - Grade usada para resolver a equação parabólica | 75 |
| 5.3 - Representação esquemática das linhas do campo magnético de dipolo no plano $\phi = \text{constante}$ | 80 |
| 5.4 - Grade usada para resolver a equação elíptica | 84 |
| 5.5 - Variação diurna da densidade eletrônica no pico da camada $F(N_m^F)$ em Fortaleza e Huancayo nos meses de dezembro de 1978, março e junho de 1979 | 92 |
| 5.6 - Variação diurna da altura do pico da camada $F(a)$ e da temperatura exosférica (b), baseada em Waldteufel e McClure (1969) | 92 |
| 5.7 - Variação da densidade numérica do oxigênio atômico (n_{200} dado em m^{-3}), a altura de 200 km, com a temperatura exosférica | 93 |
| 5.8 - Perfis de densidade numérica do oxigênio atômico para dezembro de 1978 (\cdot), março de 1979 (o) e junho de 1979 (x), para Fortaleza e Huancayo, obtidos usando o modelo de Jacchia (1977) | 94 |
| 5.9 - Variação diurna da densidade numérica no pico da camada E (N_m^E) nos meses de dezembro de 1978 (\cdot), março de 1979 (o) e junho de 1979 (x), para Huancayo e Fortaleza | 97 |
| 5.10 - Variação das componentes θ e ϕ do vento de marés com a colatitude | 98 |
| 6.1 - Variação diurna da deriva vertical do plasma da região F a 300 km de altura sobre Fortaleza, obtida usando o modelo M1 para os meses de dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx) | 102 |

| | | |
|------|--|-----|
| 6.2 | - Variação diurna da deriva vertical do plasma da região F a 300 km de altura sobre Huancayo, obtida usando o modelo M1 para os meses de dezembro de 1978(...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx) | 103 |
| 6.3 | - Variação diurna da deriva vertical do plasma da região F a 300 km de altura sobre Fortaleza, obtida usando o modelo M2 para os meses de dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx) | 104 |
| 6.4 | - Variação diurna da deriva vertical do plasma da região F a 300 km de altura sobre Huancayo, obtida usando o modelo M2 para os meses de dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx) | 105 |
| 6.5 | - Hora da ocorrência de V_{zp} em função da hora em que $\Sigma' \approx 0$ | 109 |
| 6.6 | - Variação diurna da velocidade zonal do plasma da região F a 350 km de altura sobre Fortaleza, obtida usando o modelo M2 para os meses de dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx) | 112 |
| 6.7 | - Variação diurna da velocidade zonal do plasma da região F a 350 km de altura sobre Huancayo, obtida usando o modelo M2 para os meses de dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx) | 113 |
| 6.8 | - Perfis verticais da velocidade zonal do plasma da região F sobre Fortaleza, obtidos usando o modelo M2 para dezembro de 1978, para várias horas locais, as quais estão identificando cada curva | 116 |
| 6.9 | - Variação diurna da componente zonal do vento neutro termosférico a 350 km sobre Fortaleza, obtida usando o modelo M2 para dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx) | 119 |
| 6.10 | - Variação diurna da componente zonal do vento neutro termosférico a 350 km sobre Huancayo, obtida usando o modelo M2 para dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx) | 120 |
| 6.11 | - Isolinhas do potencial eletrostático da região E, em kV . | 122 |

LISTA DE SÍMBOLOS

- A - Variável auxiliar definida pela Equação 3.18
- B - Campo magnético terrestre
- \vec{B} - Vetor campo magnético terrestre
- D - Diferença em longitude entre a estação sobre o equador magnético e o ponto sub-solar no instante em que ocorre o pôr do Sol em uma das camadas E conjugadas pertencentes ao mesmo tubo de fluxo magnético
- e - Carga eletrônica
- \vec{E} - Vetor campo elétrico
- \vec{E}_t - Vetor campo elétrico total da região E
- \vec{E}^* - Vetor campo eletrostático
- E_n, E_ϕ - Componentes do vetor campo elétrico nas direções perpendiculares ao campo magnético
- FEA - Traço F espalhado em altura
- FEF - Traço F espalhado em frequência
- \vec{g} - Vetor aceleração da gravidade
- h_B - Altura da camada de ocultação, a partir da superfície da Terra
- h_E - Altura média da região E, a partir da superfície da Terra
- h_m^F - Altura do pico da camada F
- H - Altura de escala do oxigênio atômico
- H_F - Altura de escala da camada ionizada
- I - Ângulo de inclinação magnética
- I^* - Ângulo de inclinação magnética no limite entre as regiões E e F
- \vec{j} - Vetor densidade de corrente

- j_r, j_θ, j_ϕ - Componentes de \vec{j} no sistema de coordenadas esféricas
 j_n - Componente de \vec{j} na direção normal à linha de campo magnético
 $j_{||}$ - Corrente alinhada ao campo magnético, calculada na base da região F
 \vec{j} - Corrente elétrica produzida pela força gravitacional $m_i \vec{g}$
 J_θ, J_ϕ - Componentes θ e ϕ da densidade de corrente da região E, integrada em altura
 m - Massa iônica
 m_i - Massa da espécie i
 n - Densidade numérica das partículas neutras
 $n(0)$ - Densidade numérica do oxigênio atômico
 $n_{200}(0)$ - Densidade numérica do oxigênio atômico a 200 km de altura
 N - Densidade numérica dos íons
 N_m^E - Densidade numérica no pico da camada E
 N_m^F - Densidade numérica no pico da camada F
 p - Pressão atmosférica
 q - Carga iônica
 q_i - Carga da espécie ionizada i
 r - Coordenada linear em coordenadas esféricas
 r_E - Distância do centro da Terra a um ponto médio na região E
 r_0 - Distância do centro do dipolo até o ponto onde a linha de campo magnético cruza o equador
 r^* - Limite superior da região E
 r' - Limite inferior da região E
 R_E - Raio da Terra

- s, n, ϕ - Sistema de coordenadas ortogonais de dipolo, com versores \hat{s} , \hat{n} e \hat{e}_ϕ orientados para sul magnético, para cima e para leste magnético, respectivamente, tendo sua origem no centro do dipolo.
- t - Tempo
- T_∞ - Temperatura exosférica
- \vec{U} - Vetor velocidade do vento neutro
- U_ϕ - Componente zonal do vento neutro
- \vec{U}^E - Vetor velocidade dos ventos de marés da região E
- U_θ^E, U_ϕ^E - Componentes de \vec{U}^E nas direções θ e ϕ , respectivamente
- \vec{V} - Vetor velocidade das partículas carregadas
- \vec{V}_i, \vec{V}_e - Vetor velocidade dos íons e elétrons, respectivamente
- $V_{in}, V_{i\phi}$ - Componentes da velocidade dos íons nas direções perpendiculares ao campo magnético
- $V_{en}, V_{e\phi}$ - Componentes da velocidade dos elétrons nas direções perpendiculares ao campo magnético
- V_{zp} - Deriva eletromagnética vertical máxima da ionosfera equatorial ao entardecer
- V_z - Deriva eletromagnética vertical sobre o equador
- V_ϕ - Velocidade de deriva leste-oeste das bolhas de plasmas
- w - Velocidade angular da Terra
- z - Altura acima da superfície da Terra
- Z - Altura reduzida
- α, β - Variáveis intermediárias para solução de sistemas tridiagonais de equações, dadas pelas Equações 5.29
- δ - Diferença em longitude entre a estação sobre o equador magnético e um ponto na região E pertencente ao mesmo tubo de fluxo magnético

- Δ - Variável auxiliar dimensional definida pela Equação 3.11
 Δr - Incremento de r
 Δt - Incremento de tempo
 $\Delta \theta$ - Incremento de θ
 $\Delta \phi$ - Incremento de ϕ
 θ - Colatitude
 θ_E - Latitude geográfica de cada uma das regiões E conjugadas
 θ_S - Ângulo de declinação solar
 μ - Coeficiente de viscosidade molecular
 ν - Frequência de colisão entre partículas neutras e partículas carregadas
 ρ - Densidade da atmosfera neutra
 $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2$ - Condutividade paralela, Pedersen e Hall, respectivamente, integradas em altura
 Σ_3 - Variável auxiliar definida pela Equação 3.18
 $\Sigma_{\theta\theta}, \Sigma_{\theta\phi}, \Sigma_{\phi\phi}$ - Componentes do tensor condutividade, integradas em altura, em coordenadas esféricas
 ϕ - Longitude
 χ_E - Ângulo zenital solar ao pôr do Sol na região E
 ψ - Potencial eletrostático
 ω - Girofrequência
 Ω - Velocidade de rotação da Terra

Índices Superiores

- n - Contadores de incremento de tempo de uma variável
 (i) - Contadores de número de iterações

Índices Inferiores

- i, j - Contadores de incremento de uma variável nas direções θ e ϕ , respectivamente
- j - Contadores de incrementos espaciais da variável na direção r
- ξ - Ponto genérico da grade onde se quer calcular a solução numérica

Especiais

- $\frac{D}{Dt}$ - Operador derivada total ou substantiva
- ∇ - Operador nabla
- \rightarrow - Símbolo sobre uma variável, indica vetor
- $\hat{}$ - Símbolo sobre uma variável, indica vetor unitário

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A denominação *irregularidades ionosféricas* tem sido usada para identificar as irregularidades que ocorrem na densidade do plasma ionosférico em geral. Vários estudos teóricos mostram que estas irregularidades são geradas por processos de instabilidade de plasma (veja, por exemplo, Fejer e Kelley, 1980) e verifica-se que estão praticamente restritas às regiões equatoriais e aurorais.

As irregularidades ocorrem em uma larga extensão em altura na ionosfera, abrangendo tanto a região E como a F. As irregularidades da região E equatorial estão intimamente associadas ao campo elétrico leste-oeste, que causa o eletrojato. Estão presentes tanto durante o dia quanto à noite, quando a densidade eletrônica diminui acentuadamente. Durante o dia estas irregularidades podem ser observadas em ionogramas sob a forma de um traço difuso que recebeu a denominação de Es_q (camada E esporádica do tipo equatorial). Não são observadas variações longitudinais significativas.

As irregularidades da região F equatorial têm sua ocorrência restrita aos períodos noturnos e se estendem a uma região entre $\pm 15^\circ$ de latitude em torno do equador magnético. Observações feitas usando técnicas distintas mostraram que as irregularidades ionosféricas na região F equatorial podem se estender até algumas centenas de quilômetros em altura, indo desde a base da camada até acima do pico. A escala de comprimento destas irregularidades na direção leste-oeste, perpendicular ao campo magnético, cobre uma faixa que varia desde alguns metros até quilômetros, interferindo na propagação de sinais de satélites na faixa de VHF e UHF que atravessam a ionosfera, prejudicando as comunicações.

As irregularidades equatoriais na região F sofrem variações sazonais que dependem da longitude observada. Abdu et alii (1981a, b) observaram diferenças na ocorrência da camada F espalhada sobre For

taleza e Huancayo e também no comportamento da velocidade vertical da ionosfera, ao entardecer, em Fortaleza e Jicamarca, as quais foram interpretadas como dependentes da declinação magnética local. Da mesma forma, os registros de cintilação mostram que em Natal (Brasil) a ocorrência é máxima no verão (Aarons et alii, 1980b), enquanto em Huancayo (Peru) o máximo se dá nos equinócios (DasGupta et alii, 1982), o qual apresenta uma variação longitudinal dependente da declinação magnética local (Tsunoda, 1983).

Dependendo da escala de comprimento da irregularidade, a sua detecção é feita por técnicas diferentes. Assim, as irregularidades da ordem de metros produzem as *plumas* nos radares de espalhamento em VHF; aquelas com escalas de comprimento maiores (da ordem de decâmetros a quilômetros) dão origem aos traços F espalhados observados em ionogramas e causam cintilação nos sinais de VHF e UHF transmitidos por satélites (Basu and Kelley, 1979). Porém, todas estas irregularidades estão presentes simultaneamente na ionosfera, pelo menos durante sua fase de desenvolvimento (Woodman and LaHoz, 1976; Basu et alii, 1978). Grande parte do avanço no estudo das características dinâmicas das irregularidades foi obtido usando radares de VHF. Tsunoda (1980b, 1981) e Tsunoda e Towle (1979), usando os dados obtidos com o radar de VHF, ALTAIR, instalado em Kwajalein, Ilhas Marshall (9,4°N; 167,5°E), mostraram que as irregularidades ocorrem dentro de *bolhas de plasma*, que são de pressões na densidade do plasma ionosférico equatorial.

As irregularidades são geradas na ionosfera equatorial, logo após a rápida subida da camada F ao entardecer. Os mecanismos de geração mais aceitos atualmente são os processos de instabilidade de Rayleigh-Taylor (Balsley et alii, 1972; Haerendel, 1973) e a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ (Reid, 1968). As bolhas de plasma se desenvolvem na base da camada F, a partir de perturbações iniciais na ionização e, a seguir, sobem não-linearmente até acima do pico, e assim estendem as irregularidades até a parte superior da camada.

Desde os primeiros estudos por Booker e Wells (1938), a ionossonda tem sido usada para investigar irregularidades ionosféricas equatoriais que se manifestam nos ionogramas como traços difusos ou espalhados, os quais serão aqui referidos como traços F espalhados. Várias outras técnicas surgiram para o estudo destas irregularidades entre as quais se encontram radares de VHF (Very High Frequency), técnicas de cintilação de sinais de satélites, e medidas in loco feitas por foguetes e satélites (Farley et alii, 1970; Balsley et alii, 1972; Kelley et alii, 1976; Basu and Kelley, 1979; Fejer and Kelley, 1980), o que permitiu um grande avanço no estudo experimental da geração e morfologia das irregularidades. Embora a ionossonda detecte apenas parte do largo espectro de irregularidades que ocorre na ionosfera, continua sendo um instrumento muito útil ao estudo das irregularidades ionosféricas equatoriais.

A forte correlação existente entre o movimento vertical da ionosfera, ao entardecer, e a ocorrência de irregularidades ionosféricas que originam espalhamento F nos ionogramas e nas reflexões de radar de VHF já está bem estabelecida (Booker and Wells, 1938; Farley et alii, 1970; Woodman, 1970). Durante o dia a ionosfera equatorial tem um movimento vertical para cima, devido à deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ que surge por causa do campo elétrico (dirigido para leste e induzido pelo dínamo da região E) na presença do campo magnético (dirigido para norte). À noite, a direção do campo elétrico é invertida e causa também a inversão da velocidade vertical (V_z). Porém, antes de sua inversão, V_z sofre um rápido aumento ao entardecer, o que origina um máximo (V_{zp}) que tem sido interpretado como causado pelo aparecimento de campos elétricos de polarização na região F (ou dínamo da região F produzido por ventos termosféricos), os quais surgem devido à diminuição da condutividade da região E, após o pôr do Sol (Rishbeth, 1971a,b, 1977, 1981; Heelis et alii, 1974).

Estudos do traço F espalhado em ionogramas de Fortaleza têm mostrado que a amplitude de V_{zp} determina a intensidade do espalha

mento nas horas antes da meia-noite, ou seja, o espalhamento se intensifica com o aumento da velocidade vertical da camada ao entardecer (Abdu et alii, 1983b).

O objetivo deste trabalho é contribuir para uma melhor compreensão do acoplamento eletrodinâmico das regiões E e F da ionosfera equatorial e das condições dinâmicas da camada F que controlam as ocorrências das irregularidades, dando ênfase à sua assimetria longitudinal observada ao longo do equador magnético, no Continente Americano. A velocidade vertical e a altura da camada F ao entardecer, bem como a ocorrência do espalhamento F, são estudadas usando ionogramas simultâneos para Fortaleza (coordenadas geográficas: $3,3^{\circ}\text{S}$, 38°O ; inclinação: -2° ; declinação: 21°O) e Huancayo (coordenadas geográficas: 12°S , $75,3^{\circ}\text{O}$; inclinação: $0,6^{\circ}$; declinação: $3,3^{\circ}\text{E}$), duas estações equatoriais no Continente Americano, cujas declinações magnéticas são bastante diferentes, proporcionando um máximo global na taxa de variação longitudinal deste parâmetro. Os comportamentos sazonais da velocidade vertical e altura da região F, bem como as ocorrências de irregularidades observadas nas duas estações, são bem diferentes.

Será mostrado através de dados experimentais e de um modelo numérico que as diferenças no comportamento do pico da velocidade vertical da camada F (V_{zp}), ao entardecer, nas duas estações, são determinadas por dois fatores principais: as taxas de variação longitudinal da condutividade nas regiões E conjugadas, situadas em um mesmo tubo de fluxo magnético (influenciadas pela declinação magnética), e os ventos termosféricos.

Um outro aspecto importante na dinâmica da região F equatorial é a sua deriva zonal, causada pelo campo elétrico vertical produzido pelo vento termosférico zonal. Esta deriva e o próprio vento termosférico serão simulados através dos cálculos numéricos feitos no presente trabalho.

No Capítulo 2 é feita uma breve revisão das irregularidades ionosféricas da região F equatorial, onde são destacados os vários métodos de detecção destas irregularidades.

No Capítulo 3 enfoca-se a eletrodinâmica da região F equatorial. São revistas as medidas de deriva vertical e leste-oeste da camada F, bem como a teoria do dínamo da região F que leva em consideração o acoplamento eletrodinâmico das regiões E e F, a qual tem sido usada com sucesso para explicar certas características, como por exemplo, o pico pré-reversão na velocidade vertical do plasma, ao entardecer.

No Capítulo 4 são apresentados os dados utilizados no trabalho, obtidos a partir de ionogramas de Huancayo, Fortaleza e Cachoeira Paulista, e as peculiaridades principais destes dados são discutidas. São mostradas também as evidências experimentais da influência da condutividade das regiões E conjugadas (e declinação magnética) na deriva vertical e geração de irregularidades da região F equatorial.

No Capítulo 5 são descritos os métodos numéricos e os parâmetros atmosféricos usados para resolver as equações que surgem da teoria de dínamo da região F.

Os resultados dos cálculos numéricos são apresentados discutidos e comparados com os dados experimentais no Capítulo 6, e no Capítulo 7 são apresentadas as principais conclusões do trabalho.



CAPÍTULO 2

IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS EQUATORIAIS

As irregularidades da região F equatorial manifestam-se de várias maneiras. Algumas delas tais como traço F espalhado, cintilações, plumas e bolhas de plasma serão revistas neste capítulo. As irregularidades de pequena escala de comprimento tais como as que se manifestam sob a forma de traços F espalhados, cintilações e plumas, muitas vezes estão associadas a regiões de diminuição acentuada na densidade de plasma, as quais são chamadas bolhas (Hanson and Sanatani, 1973; McClure et alii, 1977; Weber et alii, 1978; Tsunoda and Towle, 1979).

2.1 - ESTUDOS DAS IRREGULARIDADES USANDO IONOSSONDA

As irregularidades ionosféricas da região F equatorial manifestam-se em ionogramas como um traço difuso, e recebem o nome de traço F espalhado. Há dois tipos de traços F espalhados: em altura e em frequência. O traço F espalhado em altura é caracterizado por uma estrutura difusa em altura, a qual apresenta pouca variação com frequência, com o traço tornando-se às vezes horizontal. Este traço F espalhado ocorre devido a irregularidades que se originam na base da camada F e, muitas vezes, se estendem até sua parte superior. O traço F espalhado em frequência caracteriza-se por traços difusos próximos à frequência crítica da camada, com um padrão que apresenta estrutura em frequência, como se vários traços estivessem presentes simultaneamente, porém deslocados em frequência. Este tipo de traço F espalhado ocorre devido a irregularidades na altura do pico da camada.

Desde as primeiras observações do traço F espalhado por Booker e Wells (1938), foi verificado que sua ocorrência estava associada a uma subida rápida da camada após o pôr do Sol. Osborne (1952) mostrou que a ocorrência do traço F espalhado em Singapura estava associada à taxa de subida da camada F. Comportamentos semelhantes foram obser

vados em Ibadan, Nigéria (Lyon et alii, 1961) e em Thumba, Índia (Chandra and Rastogi, 1972b).

Rastogi (1980) apresentou um estudo sobre as variações sazonais e com o ciclo solar, do traço F espalhado sobre Huancayo, na região equatorial. Ele observou que, em qualquer época do ciclo solar, o traço F espalhado em altura apresentava máximos nos equinócios e ocorrência mínima nos meses de inverno. A ocorrência deste tipo de traço F espalhado tem uma correlação positiva com a atividade solar. Durante os anos de máximo na atividade solar, a altura da camada F aumenta rapidamente logo após o pôr do Sol, e isto acontece também com a frequência de ocorrência do traço F espalhado em altura. Desta forma, tanto a altura da camada como a ocorrência do traço F espalhado em altura são maiores durante períodos de máximo do que durante períodos de mínimo na atividade solar. Existe uma correlação positiva entre a ocorrência deste tipo de traço F espalhado, logo após o pôr do Sol, e o pico da velocidade vertical da camada F os quais mostram o mesmo tipo de variação sazonal e com o ciclo solar. Em Huancayo, a ocorrência do traço F espalhado em frequência é bastante similar, qualquer que seja a época do ciclo solar. Há um máximo por volta de meia-noite nos meses de verão (nov.-dez.) e um mínimo no inverno (maio-jun.-jul.).

Abdu et alii (1981a) estudaram o comportamento do traço F espalhado em Fortaleza. Foi observado que o traço F espalhado em altura tem sua ocorrência máxima no verão, enquanto o espalhado em frequência tem ocorrência máxima no inverno. Eles observaram também que a altura virtual mínima da camada F ($h'F$) atinge valores máximos no inverno, embora com velocidade vertical mais baixa que nos meses de verão, o que faz com que os valores máximos sejam atingidos bem mais tarde que em outros meses.

Estudos da variação da ocorrência do traço F espalhado em altura com a atividade magnética têm mostrado que em geral sua ocorrência diminui com o aumento do índice Kp (Lyon et alii, 1960, 1961; Chandra and Rastogi, 1972a; Sastri and Murthy, 1975; Sastri and Sasidharam, 1980).

2.2 - ESTUDOS DE IRREGULARIDADES ATRAVÉS DE CINTILAÇÕES E DA ROTAÇÃO DE FARADAY DOS SINAIS TRANSMITIDOS POR SATÉLITES

O estudo de cintilações - flutuações na amplitude e na fase de sinais transmitidos por satélites e que atravessam a ionosfera - tornou-se importante a partir do momento em que foram colocados em órbita satélites de comunicação com frequência de transmissão de 136 MHz a 1600 MHz. Os sinais de satélites na frequência de UHF até a banda L são freqüentemente perturbados pela presença de irregularidades na ionosfera equatorial na faixa de escala de comprimento que vai de dezenas de metros a quilômetros.

Aarons (1977) fez um estudo da cintilação do sinal de 137 MHz em Huancayo para diferentes períodos do ciclo solar. É observado que as cintilações são mais fortes durante período de atividade solar máxima. A distribuição sazonal apresenta um largo máximo de outubro a março com apenas um leve decréscimo em dezembro e mínimo no inverno. Não há cintilação de maio a julho no período de atividade solar máxima.

Livingston (1980) estudou a ocorrência de cintilação em Ancon, Peru (11°S ; 77°O) usando sinais na faixa de VHF (137 MHz), UHF (413 MHz) e banda L (1239 MHz). É observado que a ocorrência de cintilação tem comportamento sazonal levemente diferente para frequências distintas. Seus resultados para a frequência de 137 MHz mostraram boa correlação com os de Aarons (1977), os quais apresentam um largo máximo que se estende de outubro a abril e um mínimo no inverno. Resultados semelhantes foram obtidos por Basu et alii (1980) para cintilação do sinal de 1,54 GHz em Huancayo, em período de baixa atividade solar. Eles observaram máximos de ocorrência de cintilação nos equinócios, redução em dezembro-janeiro e ausência de cintilação em maio-julho. Sua ocorrência está confinada às horas que antecedem a meia-noite.

Aarons et alii (1980b) fizeram um estudo da ocorrência da cintilação em Natal (Brasil) e Huancayo (Peru) usando sinal de 257 MHz. Em Natal a cintilação apresenta máximo no verão (nov.-dez.-jan.) e pra

ticamente não ocorre no inverno. Já em Huancayo a ocorrência é máxima no equinócio de setembro e é mínima no inverno. Foi também observado que a ocorrência de cintilação antes da meia-noite decresce com o aumento do índice magnético Kp, enquanto após a meia-noite ocorre o inverso.

Há também relatos da ocorrência máxima de cintilação no verão em Huancayo, quando são analisadas cintilações causadas por frequências diferentes daquelas que causam máximos nos equinócios (Aarons et alii, 1980b; DasGupta et alii, 1983). Os autores explicam este fato com base nas diferentes escalas de comprimento das irregularidades ionosféricas, da seguinte forma: enquanto as cintilações na faixa de VHF são causadas por irregularidades da ordem de 1 km, as na faixa de microondas são causadas por irregularidades da ordem de centenas de metros; durante os equinócios todas essas irregularidades poderiam coexistir, porém, no verão, aquelas com comprimento de onda da ordem de centenas de metros seriam menos importantes.

Observa-se que as irregularidades da região F equatorial ocorrem em uma grande extensão em altura. Desta forma, é de se esperar que as diminuições na densidade eletrônica, que às vezes atingem três ordens de grandeza quando se compara a densidade do plasma dentro e fora da bolha, sejam também detectadas nas medidas do conteúdo eletrônico total (CET) de estações equatoriais. Estas diminuições na ionização da região F equatorial, observadas usando a técnica de rotação de Faraday, foram relatadas por Koster (1976). Yeh et alii (1979a, b) e Klobuchar e Aarons (1980) observaram bolhas de plasma como diminuições no CET obtido usando os registros de rotação de Faraday de sinais transmitidos por satélites geostacionários. As bolhas podem ser identificadas nos registros de rotação de Faraday pelas flutuações que ocorrem no CET, as quais são às vezes tão rápidas que o valor absoluto do CET é perdido, o que implica descontinuidade nos registros.

DasGupta et alii (1982) fizeram um estudo da variação sazonal da ocorrência de bolhas de plasma detectadas por um polarímetro

que registrava rotação de Faraday em Arequipa (Peru). Eles observaram que a ocorrência é máxima nos equinócios, mostrando excelente correlação com a ocorrência de cintilação do sinal de 1,54 GHz observada em Huancayo. Recentemente, registros simultâneos do ângulo de rotação de Faraday por polarímetros de VHF situados ao longo de um mesmo paralelo magnético, têm sido usados para determinar a deriva leste-oeste das irregularidades de plasma associadas a bolhas e responsáveis pelas flutuações no ângulo de rotação de Faraday (Abdu et alii, 1984a,b;1985a). Eles determinaram deriva para leste entre 19:00 e 04:00 horas e para oeste após este horário, com um pico da ordem de 250 ms^{-1} por volta de 21:00 horas. Há também indícios de que esta deriva possa sofrer variação com o ciclo solar.

2.3 - ESTUDO DE IRREGULARIDADES USANDO RADAR DE VHF

Embora a ionossonda e a técnica de cintilações constituam excelentes métodos para o estudo da morfologia das irregularidades ionosféricas equatoriais, não permitem um estudo mais profundo destas irregularidades.

Um dos primeiros trabalhos que fez referências à natureza do traço F espalhado, na região equatorial, foi o de Cohen e Bowles (1961) que transmitiram um sinal de 50 MHz em direção oblíqua e monitoraram a variação em amplitude do sinal recebido a uma certa distância do transmissor. O experimento foi centrado em Huancayo. Eles observaram que o traço F espalhado era proveniente de irregularidades na densidade eletrônica na parte inferior da camada F. Observaram que essas irregularidades ocorriam alinhadas à linha de campo magnético com escalas de comprimento da ordem de 1 km, enquanto na direção transversal era da ordem de 10 m ou menos. Foi também verificado que as irregularidades ocorriam em grupos que se estendiam na direção leste-oeste até uma distância de 1000 km e que possuíam, aproximadamente, 50 km de espessura. Ainda no trabalho de Cohen e Bowles (1961) foi observado que apenas o traço F espalhado do tipo altura estava associado às irregularidades capazes de espalhar ondas de rádio em 50 MHz transmitidas na dire

ção oblíqua. Numa extensão àquele trabalho, Calvert e Cohen (1961) interpretaram os vários tipos de traços F espalhados que ocorrem em Huanayo como devidos a irregularidades do mesmo tipo, distribuídas na camada F. Foram feitas simulações de ionogramas usando irregularidades com escalas de comprimento da ordem das observadas por Cohen e Bowles (1961).

Clemesha (1964) investigou irregularidades na região F em Gana, associadas ao traço F espalhado em altura, usando um radar de retroespalhamento que operava na frequência de 18 MHz. Ele observou que as irregularidades sempre ocorriam em grupos que podiam atingir até 400 km em extensão na direção leste-oeste e sofriam uma deriva para leste, com velocidade média da ordem de 100 ms^{-1} decrescente entre 19:30 e 23:30 horas, sofrendo em alguns casos inversão. Já o movimento das irregularidades individuais era diferente do movimento do grupo de irregularidades, tendo tanto uma componente vertical (para baixo) como horizontal (para leste) da ordem de 70 ms^{-1} . Observou também um máximo na ocorrência das irregularidades nos equinócios.

No início da década de 70 começaram a surgir os primeiros trabalhos sobre irregularidades da ionosfera equatorial, obtidos usando o radar de Jicamarca, que é um radar de alta potência, cujo transmissor consiste em quatro triodos de 1 MW cada, que podem ser conectados em paralelo. O sistema opera na frequência de 50 MHz, e pode operar tanto no modo coerente como no incoerente. A antena produz um feixe de aproximadamente $0,7^\circ$ de largura. Para as medidas de velocidade de deriva são emitidos dois feixes, ambos perpendiculares ao campo magnético, apontando para leste e oeste da vertical, respectivamente. As medidas são feitas geralmente entre 275 e 500 km, com uma resolução de 25 km. O tempo de integração é geralmente de 5 minutos, e a precisão das medidas está em torno de $1-2 \text{ ms}^{-1}$ para a deriva vertical e 12 ms^{-1} para a deriva leste-oeste.

Usando o radar de Jicamarca, no modo de operação incoerente, Woodman (1970) mediu a velocidade vertical de deriva da região F.

Mostrou que a velocidade é positiva (para cima) durante o dia, negativa à noite; porém sofre um aumento, atingindo um máximo antes de tornar-se negativa, ao pôr do Sol.

Farley et alii (1970), usando também o radar de Jicamarca, observaram irregularidades com escala de comprimento de 3 m e relacionaram a ocorrência das irregularidades à subida da camada ao pôr do Sol. Eles estabeleceram que as irregularidades ocorrem apenas após a camada F, em sua subida ao entardecer, ter atingido uma altura mínima (threshold height) de aproximadamente 300 km, o que confirmou que as características da subida da camada F, bem como as do pico da velocidade vertical, V_{zp} , são fatores de grande importância na ocorrência das irregularidades que dão origem ao traço F espalhado nas horas após o pôr do Sol.

Fejer et alii (1979a), também usando dados obtidos com o radar de Jicamarca, estudaram o comportamento sazonal e com o ciclo solar da deriva vertical da camada F, o qual será tratado com mais detalhes no próximo capítulo.

Já está bem estabelecido que as irregularidades ionosféricas de pequena escala que causam o traço F espalhado nos ionogramas de estações equatoriais estão quase sempre associadas às chamadas bolhas de plasma, que são diminuições na densidade de plasma, com dimensões na direção transversal ao campo magnético da ordem de dezenas a centenas de quilômetros, estendendo-se aproximadamente 1000 km ao norte e ao sul do equador magnético, ao longo das linhas de campo.

Woodman e LaHoz (1976), através do radar de Jicamarca, produziram o que foi por eles chamado de "retratos" das irregularidades da região F, que constituem mapas de intensidade do sinal retroespalhado como função de altura e tempo. A resolução do experimento foi 2,5 km em altura, 3-10 km na direção leste-oeste e 20 s em tempo. Através destes mapas foram identificadas estruturas verticais de irregularidades que receberam a denominação de plumas. Foi observado que as plumas têm extensão em altura de centenas de quilômetros, conectando fisicamente o

espalhamento F das partes superior e inferior da camada, o que é interpretado como evidência da geração das irregularidades pela instabilidade de Rayleigh-Taylor. Woodman e LaHoz (1976) propuseram o mecanismo de bolhas ou baixas densidades de plasma, como aquele capaz de estender a instabilidade até as regiões estáveis do topo. Eles sugeriram ainda que, no sistema de referência da atmosfera, as bolhas devem se deslocar para oeste à medida que sobem na ionosfera, o que explica as inclinações observadas nos registros das plumas.

A partir do final da década de 70 começaram a ser publicados vários estudos sobre irregularidades ionosféricas equatoriais, usando o radar ALTAIR, localizado em Kwajalein (Ilhas Marshall) no Pacífico (9,4°N; 167,5°E). O radar é de alta potência e funciona como radar de retroespalhamento em VHF e como radar de espalhamento incoerente. O sistema pode operar em VHF (155,5 MHz) e em UHF (415 MHz) e utiliza uma antena totalmente dirigível, o que permite observações com varredura. Tsunoda et alii (1979) utilizaram o radar que opera no modo varredura, produzindo mapas da distribuição das irregularidades da região F no espaço para diferentes intervalos de tempo, e detectaram irregularidades da ordem de 1 m. Os resultados por eles obtidos sugerem que a instabilidade colisional de Rayleigh-Taylor é, provavelmente, o principal mecanismo para explicar as irregularidades na camada F.

O radar ALTAIR foi também usado para rastreamento de satélites, recebendo duas frequências simultaneamente para medir o conteúdo eletrônico total da ionosfera e sua variação longitudinal, o que é conseguido rastreando satélites de órbita leste-oeste. Tsunoda e Towle (1979) usaram esses resultados, juntamente com os mapas da distribuição das irregularidades de 1 m, obtidos pelo radar que opera no modo de retroespalhamento, para mostrar que as plumas observadas pelo radar e a diminuição do CET coincidem em longitude. Eles sugerem que estas diminuições no CET são devidas à presença de bolhas na região F equatorial.

Perfis de densidade eletrônica também podem ser obtidos usando o radar ALTAIR. Tsunoda (1980b) fez o estudo de mapas espaciais de bolhas de plasma e plumas, obtidos seqüencialmente pelo radar que opera em dois modos discretos. Ele observou uma coincidência, em espaço, entre a distribuição das irregularidades de 1 m alinhadas à linha de campo e os perfis de densidade eletrônica associados a bolhas de plasma. Observou-se que as plumas tinham uma extensão em altura similar à das bolhas de plasma. Nesse trabalho ele sugere que os ecos de radar que produzem plumas são provenientes das paredes da bolha de plasma, porém, deve haver também estruturas de plasma dentro do volume da bolha capazes de produzir espalhamento significativo. As diminuições de plasma estão associadas não apenas à "cabeça" da pluma (a parte mais intensa do eco do radar que, geralmente, aparece em altitudes maiores), mas também ao seu "pescoço" (a parte que liga a cabeça da pluma à parte inferior da camada F).

Tsunoda (1980a) observou que as bolhas de plasma ocorrem alinhadas à linha de campo magnético e podem se estender até $\pm 10^\circ$ de latitude, pelo menos. No experimento, foi observado que as irregularidades com escala de comprimento da ordem de metros correspondem à parede superior da bolha. Foram observadas bolhas com velocidade vertical máxima de 40 ms^{-1} . Já em um outro trabalho (Tsunoda, 1981) são observadas velocidades verticais que variam entre 125 ms^{-1} e 350 ms^{-1} e é descrita a evolução temporal e dinâmica das plumas, durante sua fase de crescimento, que é da ordem de 50 minutos. Ele observou também que os ecos de radar da parte inferior da ionosfera (parte inferior da pluma) mostram sempre uma modulação em altitude, e é a partir da região onde a modulação ocorre que as plumas se desenvolvem. A modulação no eco do radar seria uma consequência da modulação em altitude da parte inferior da região F, o que levaria à geração de bolhas de plasma, como foi sugerido por Woodman e LaHoz (1976) e simulado numericamente por Scannapieco e Ossakow (1976).

2.4 - OBSERVAÇÕES DE BOLHAS DE PLASMA POR FOGUETES E SATÉLITES

Bolhas de plasma foram inicialmente observadas em medidas por satélites (Hanson and Sanatani, 1973) embora esta terminologia só tenha sido adotada posteriormente. Usando medidas de densidade iônica com o satélite OGO 6, os autores relataram a ocorrência de fortes gradientes verticais e longitudinais na concentração iônica abaixo do pico da camada F, próximo ao equador magnético. Eles relataram ainda que a composição iônica nessas regiões de baixa densidade variava muito de uma medida para outra e que as diminuições na densidade podiam atingir até três ordens de grandeza.

Kelley et alii (1976) fizeram uma campanha de medida em Natal (Brasil), durante condições de ocorrência do traço F espalhado, na qual foram usados foguetes e radar. A principal conclusão do trabalho foi a verificação de que as bolhas de plasma sobem na ionosfera, e atingem alturas acima do pico da camada F, devido à instabilidade de Rayleigh-Taylor.

Em uma campanha de medidas que usou simultaneamente o radar de Jicamarca, ionossondas, dados de luminescência atmosférica e cintilação de ondas de rádio, bem como medidas de densidade eletrônica e fluxo de partículas obtidos por foguetes, Morse et alii (1977) estudaram alguns aspectos das irregularidades ionosféricas da região F equatorial. Eles observaram que os gradientes muito altos na densidade eletrônica são responsáveis por aumentos no eco do radar. Observaram também uma correspondência direta entre as irregularidades de grande escala (responsáveis por cintilações dos sinais de satélites e reflexões espalhadas em ionogramas) e as irregularidades de pequena escala (que produzem plumas).

McClure et alii (1977), usando dados do satélite Atmospheric Explorer C, observaram diminuições na densidade de plasma até de três ordens de grandeza. Eles observaram que algumas bolhas sofriam de riva para cima, com velocidade da ordem de 150 ms^{-1} , ao mesmo tempo que

se moviam para oeste (em relação à atmosfera neutra) com velocidades menores, ao passo que outras se moviam mais lentamente ou apenas se deslocavam à velocidade do plasma ambiente.

Outros trabalhos que usaram dados simultâneos obtidos por foguetes e radar foram publicados por Szuszczewicz et alii (1980, 1981a, b). Usando o radar ALTAIR foi mostrada a coincidência, em espaço e tempo, das irregularidades de pequena escala detectadas por radar com as diminuições de plasma, de grande escala, medidas por foguetes. Eles observaram ainda que o retorno do radar é máximo quando proveniente da região superior de uma bolha (sua parede superior) e não das regiões de mínimo na densidade de plasma ou sua parede inferior.

Ainda usando o radar ALTAIR e medidas simultâneas pelo satélite AE-E, Tsunoda et alii (1982) concluíram que as bolhas de plasma são diminuições na densidade eletrônica que se estendem para cima, desde a base da região F, e que um modelo de bolha aberta seria mais apropriado para explicar as observações, o que está consistente com simulações numéricas da instabilidade colisional, não-linear, de Rayleigh-Taylor (Scannapieco and Ossakow, 1976; Chaturvedi and Ossakow, 1977). Eles observaram ainda velocidades de deriva das bolhas para leste que variam entre 150 e 200 ms^{-1} .

2.5 - OBSERVAÇÕES DE IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS COM FOTÔMETROS

Medidas da luminescência atmosférica produzida pela linha de emissão de 6300Å em regiões equatoriais, obtidas usando fotômetros de imagem, revelaram a existência de regiões de diminuição na intensidade da emissão da luminescência (Weber et alii, 1978, 1980; Moore and Weber, 1981; Mendillo and Baumgardner, 1982). Nos trabalhos de Weber et alii (1978, 1980) foi observado que as diminuições na luminescência ocorriam alinhadas à linha de campo magnético, com uma extensão maior que 1200 km na direção norte-sul e em torno de 50-200 km na direção leste-oeste. Foram observadas derivas para leste nos horários antes da meia-noite, com velocidades da ordem de 50-100 ms^{-1} . Observou-se ainda que as regiões

de diminuição na luminescência estavam associadas a um aumento na altura virtual mínima da camada F (modulação em altura da parte inferior da camada F).

Moore e Weber (1981) usaram os resultados de fotômetro para estimar a densidade eletrônica do pico da camada dentro e fora das bolhas de plasma, e obtiveram resultados que concordam com medidas quase simultâneas da densidade iônica por meio de satélites.

Mendillo e Baumgardner (1982), usando fotômetro de imagem para o estudo de bolhas de plasma, observaram que as diminuições na luminescência são mais freqüentes entre 20:30 e 23:30 horas, desaparecendo após a meia-noite. As bolhas estendem-se desde o equador magnético até a crista da anomalia equatorial (~3000 km), e sua dimensão na direção leste-oeste varia desde 100 km até várias centenas de quilômetros. A deriva é para leste com velocidades entre 80-190 ms⁻¹, e os valores mais altos são observados no início da noite. Foram observados ainda gradientes maiores na parede oeste da bolha que na leste.

Estudos de bolhas de plasma em baixa latitude, usando fotômetro de varredura, foram feitos por Sahai et alii (1981) e Sobral et alii (1980a, b; 1981). Nos trabalhos de Sobral et alii foram observadas estruturas em forma de ondas na intensidade de luminescência, com um movimento aparente de norte para sul, sempre associadas à ocorrência de traços F espalhados nos ionogramas. Os resultados foram interpretados como uma possível detecção do movimento vertical para cima das bolhas de plasma na região equatorial, o que resultaria em um movimento aparente em direção aos pólos, em latitudes baixas.

Malcolm et alii (1984) observaram bolhas de plasma transequatoriais alinhadas ao campo magnético terrestre usando fotômetro instalado na Ilha Rarotonga (Nova Zelândia). A configuração do experimento permitiu observar as estruturas do plasma da região F na direção paralela à linha de campo magnético. Eles fizeram também uma comparação dos dados experimentais com os modelos existentes e salientaram que, em al

guns casos, as bolhas se bifurcam ao mesmo tempo que se inclinam para oeste, enquanto o modelo de Zalesak et alii (1982) não simula os dois eventos simultaneamente. Eles atribuem a grande variabilidade vista nos dados à variabilidade dos ventos neutros da região F e às variações da condutividade da região E.

2.6 - MECANISMO DE GERAÇÃO DE BOLHAS E IRREGULARIDADES

A instabilidade colisional de Rayleigh-Taylor foi proposta inicialmente por Dungey (1956) e Balsley et alii (1972) como um mecanismo capaz de explicar as flutuações de grande escala na densidade da região F equatorial, pelo efeito da força gravitacional na presença do campo magnético. Martyn (1959) propôs que o fenômeno do traço F espalhado na região equatorial fosse gerado pelo mecanismo de instabilidade de gradiente $\vec{E} \times \vec{B}$. Essa instabilidade é semelhante à de Rayleigh-Taylor, com a diferença que no presente caso a velocidade dos íons é a deriva eletromagnética. Haerendel (1973) elaborou a teoria de instabilidade de Rayleigh-Taylor para explicar as irregularidades ionosféricas equatoriais, propondo que os fortes gradientes de ionização que se desenvolvem com a formação da bolha (irregularidades com grande escala de comprimento) proporcionam condições favoráveis ao desenvolvimento de processos secundários de instabilidade de plasma, levando à geração de irregularidades com escalas de comprimento cada vez menores, que posteriormente cresceriam, atingindo grandes amplitudes quase simultaneamente.

Todas as teorias citadas anteriormente dão a sua contribuição para explicar as irregularidades equatoriais na parte inferior da camada F, porém não explicam as irregularidades na sua parte superior. Assim surgiram várias teorias que tentaram explicar a maior parte dos fenômenos observados. Vários modelos teóricos foram desenvolvidos, baseados na instabilidade não-linear de Rayleigh-Taylor. Simulações numéricas mostram uma região de menor densidade eletrônica que se estende verticalmente para cima, desde a base da região F (Scannapieco and Ossakow, 1976; Ossakow et alii, 1979; Zalesak and Ossakow, 1980). Ossakow (1981) fez uma revisão das teorias existentes sobre irregularidades e

a resumiu da seguinte forma. Após o pôr do Sol, a região E inicia um processo rápido de recombinação e não há condutividade para curto-circuitar irregularidades da região F. Devido à recombinação e aos efeitos eletrodinâmicos (movimento vertical da região F devido à deriva $\vec{E} \times \vec{B}$), o gradiente de ionização da parte inferior da camada F começa a aumentar. Quando a camada está suficientemente alta, ou o gradiente de ionização está suficientemente elevado para superar efeitos de recombinação, vai haver o crescimento das flutuações na densidade, devido à instabilidade de Rayleigh-Taylor. Estas flutuações darão origem às bolhas na parte inferior da camada que, por sua vez, subirão não-linearmente pelo movimento de polarização $\vec{E} \times \vec{B}$, acima do pico da região F, estendendo as irregularidades para a parte superior da camada. A velocidade de subida da bolha e a velocidade com que evolui o traço F espalhado dependem diretamente da altura do pico da camada e do gradiente da densidade na parte inferior da bolha, bem como da porcentagem de diminuição na densidade eletrônica.

Observa-se que a velocidade de deriva vertical das bolhas está entre $150-300 \text{ ms}^{-1}$ (Szuszczewicz et alii, 1981a; Tsunoda, 1981; McClure et alii, 1977). Acredita-se que as bolhas, uma vez desenvolvidas, deslocam-se à mesma velocidade de deriva do plasma ambiente pelo fato de serem bastante alongadas na direção vertical. Irregularidades desse tipo são incapazes de desenvolver campos elétricos ao longo de seu eixo principal (veja, por exemplo, Ossakow e Chaturvedi, 1978). Assim, o campo elétrico responsável pelo movimento da bolha é o mesmo que move o plasma da região F. Estas considerações são sustentadas experimentalmente comparando as medidas da velocidade de deriva para leste das plumas presentes nos registros de radares (Tsunoda et alii, 1979; Towle, 1980; Tsunoda, 1981) com as medidas da velocidade, para leste, do plasma ionosférico equatorial (Woodman, 1972; Fejer et alii, 1981).

Nakamura (1981) usou a teoria da instabilidade colisional de Rayleigh-Taylor para fazer uma simulação numérica da geração e evolução de bolhas de plasma nas regiões de Cachoeira Paulista e Fortaleza. Utilizando a alteração causada pela bolha no perfil de densidade eletrônica

nica ele calculou a intensidade da luminescência do oxigênio atômico em $\lambda = 6300 \text{ \AA}$ e mostrou que, à medida que a bolha sobe, a perturbação que ela causa na intensidade de luminescência propaga-se de norte para sul, de forma coerente com os resultados observados com o uso de fotômetros.

Uma visão simplificada da teoria de Rayleigh-Taylor na geração de irregularidades ionosféricas será dada a seguir. Considere-se a Figura 2.1, onde o fluido I é mais denso que o fluido II, na presença da gravidade \vec{g} e de um campo magnético \vec{B} . A força gravitacional $m_i \vec{g}$, perpendicular ao campo magnético, gera uma deriva dada por $m_i \vec{g} \times \vec{B} / (q_i B^2)$, onde m_i e q_i são, respectivamente, a massa e a carga da espécie ionizada i , e produz uma corrente \vec{J} . Assim, qualquer perturbação na superfície que separa os dois fluidos resultará em um acúmulo de cargas que, por sua vez, dará origem a um campo elétrico de polarização, \vec{E} , o qual, na presença do campo magnético, agirá amplificando a perturbação.

A condição para a geração da instabilidade é que o gradiente da densidade seja antiparalelo a \vec{g} , sendo ambos perpendiculares a \vec{B} . Esta condição é satisfeita na parte inferior da camada F equatorial. Durante o dia, devido à alta condutividade da região E, os campos podem ser curto-circuitados. Porém, após o decréscimo desta condutividade ao pôr do Sol, as linhas de campo da região F não estão mais ligadas a um bom condutor; logo, as perturbações podem ser amplificadas e geram irregularidades que podem ser detectadas por ionossondas, fotômetros, polarímetros, radares, foguetes ou satélites.

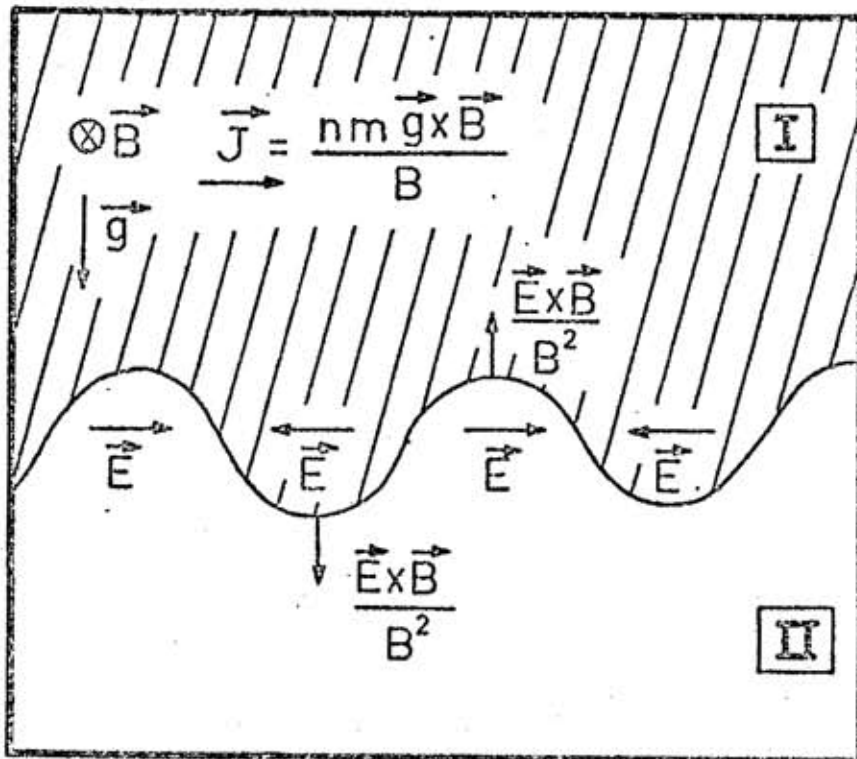


Fig. 2.1 - Representação esquemática das condições que favorecem a geração da instabilidade de Rayleigh-Taylor.

CAPÍTULO 3

ELETRODINÂMICA DA REGIÃO F

Conforme já foi mencionado nos capítulos anteriores, a geração das irregularidades na região F equatorial está diretamente ligada à rápida subida da camada F ao entardecer. Esta subida, por sua vez, é causada por um aumento da deriva vertical da camada F ao entardecer, em consequência do desenvolvimento de campos elétricos de polarização que têm sua origem no dínamo da região F. Neste capítulo serão revisados alguns aspectos teóricos e experimentais do movimento do plasma da região F sobre o equador magnético, que é controlado pelos campos elétricos vertical e zonal. Em particular, serão expostos detalhes teóricos do acoplamento elétrico das regiões E e F da ionosfera equatorial (através dos ventos neutros e campo magnético) o qual é responsável pela distribuição de campo elétrico e, portanto, da deriva de plasma na região F.

3.1 - O DÍNAMO DA REGIÃO F

Os gradientes horizontais de pressão existentes na termosfera, devidos ao aquecimento solar, dão origem a ventos termosféricos horizontais que, por sua vez, induzem movimentos às partículas carregadas da região F da ionosfera. O movimento principal induzido pelos ventos termosféricos é a deriva dos íons e elétrons ao longo das linhas de campo magnético, que é igual à componente do vento na direção do campo. Além disto, há um movimento bem mais lento na direção perpendicular tanto ao campo como ao vento, de grande interesse para este trabalho, que é dado por:

$$\vec{V} = \frac{v\omega}{v^2 + \omega^2} \frac{\vec{U} \times \vec{B}}{B},$$

onde:

- \vec{V} é a velocidade das partículas carregadas;
- \vec{U} é a velocidade do vento neutro;
- \vec{B} é o vetor indução magnética terrestre;
- ν é a frequência de colisão entre partículas neutras e partículas carregadas e
- $\omega = qB/m$ é a girofrequência das partículas, q é a carga e m é a massa delas.

Devido à dependência com a carga q , pode-se ver que os íons se moverão no sentido $\vec{U} \times \vec{B}$ e os elétrons se moverão em sentido contrário, criando portanto uma corrente elétrica. Esta corrente na região superior da ionosfera é bem menor que as correntes elétricas criadas na região E, mas é muito importante em situações peculiares como as que ocorrem ao amanhecer e ao entardecer.

Os elétrons têm muita mobilidade ao longo das linhas de campo magnético, as quais se comportam como bons condutores ligando as regiões E e F. Assim, qualquer convergência ou divergência de fluxo de corrente na região F tende a estabelecer um campo elétrico de polarização; porém, este campo pode ser descarregado por correntes que fluem ao longo das linhas de campo magnético e através da região E. Logo, o campo elétrico de polarização depende da densidade de corrente e da condutividade da região E. Assim, durante o dia, quando a condutividade da região E (perpendicular às linhas de campo magnético) é alta, fecha-se o circuito de corrente entre região F - linhas de campo magnético - região E. Porém, à noite, quando a condutividade da região E é muito baixa, o circuito não se fecha, o que dá origem a campos elétricos de polarização na região F (Rishbeth, 1971a, b).

A Figura 3.1 mostra um esquema simplificado do mecanismo acima descrito para a região F equatorial.

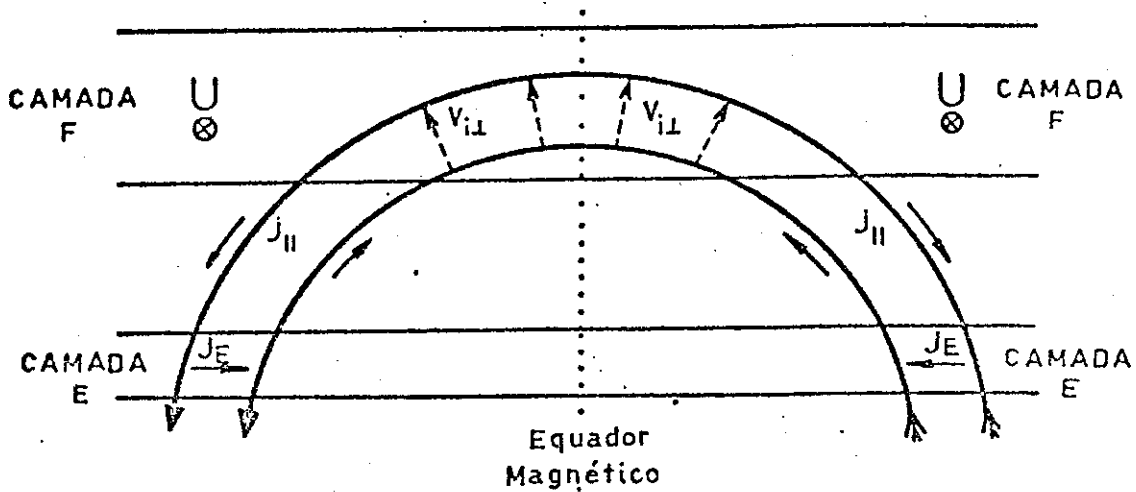


Fig. 3.1 - Esquema do sistema de correntes de dínamo produzido por ventos na camada F equatorial.
- O vento \vec{U} é perpendicular ao plano da figura e aponta para leste.

FONTE: Rishbeth (1971a), p.359.

3.2 - CAMPOS ELÉTRICOS E DERIVAS NA REGIÃO F EQUATORIAL

O campo elétrico ionosférico, \vec{E} , é muito importante na eletrodinâmica da ionosfera em baixas latitudes. Na região F, por exemplo, o transporte do plasma na direção perpendicular ao campo magnético é controlado pela deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. O campo elétrico tem sua fonte nos ventos neutros responsáveis pelo dínamo da região E (veja, por exemplo, Matsushita, 1969, 1977; Forbes e Lindzen, 1977) e nos ventos termosféricos responsáveis pelo dínamo da região F (Rishbeth, 1971b; Heelis et alii, 1974; Matuura, 1974). Assim, o plasma move-se para cima e para oeste durante o dia e para baixo e para leste à noite. É o movimento vertical para cima no equador, juntamente com a difusão ao longo das linhas de campo, que causa o transporte de ionização para latitudes maiores e dá origem à anomalia equatorial de Appleton. Já as derivas leste-oeste são representativas dos ventos neutros da região E durante o dia e da região F à noite (Woodman, 1972).

Os campos elétricos equatoriais foram objeto de muita pesquisa na última década usando observações com radares e foguetes. A maioria dos dados mais recentes sobre o assunto foram obtidos a partir das observações de deriva da região F, usando o radar de espalhamento incoerente de Jicamarca (Woodman, 1970, 1972; Farley et alii, 1970; Balsley, 1973; Fejer, 1981).

Durante o dia, as derivas do plasma da região F equatorial estão acopladas à região E através das linhas de campo magnético, pois, devido à sua alta condutividade, elas podem ser consideradas como linhas equipotenciais e, assim, o campo elétrico de polarização da região E pode ser mapeado quase sem atenuação para a região F (Farley, 1959, 1960). Desta forma, durante o dia, as derivas leste-oeste na região F são representativas das velocidades do vento neutro da região E que gera os campos elétricos. À noite, o acoplamento entre as regiões E e F decresce devido à diminuição na densidade eletrônica da região E, e dá origem aos campos elétricos de polarização na região F, o que resulta em um movimento do plasma aproximadamente à mesma velocidade das partículas neutras (Rishbeth, 1971a; Woodman, 1972; Heelis et alii, 1974).

A Figura 3.2 mostra a variação diurna média da deriva leste-oeste em Jicamarca, para diferentes fases do ciclo solar. As derivas são para oeste durante o dia, com um valor médio máximo em torno de 45 ms^{-1} entre 10:00 e 13:00 horas. À noite as derivas são para leste com um máximo acima de 100 ms^{-1} ($\sim 130 \text{ ms}^{-1}$ durante o período de atividade solar máxima), que ocorre em torno de 21:00 horas. Estas derivas foram obtidas tomando médias entre 300 e 400 km de altura, onde as medidas eram mais precisas.

Fejer et alii (1981) concluíram que a deriva leste-oeste do plasma na região F, em Jicamarca, sofre pouca variação tanto sazonal como com o ciclo solar, embora haja bastante variabilidade no comportamento de um dia para outro. Eles ainda observaram não haver variação com a atividade magnética. Porém, estas conclusões estão sendo revistas em face de novos resultados (Fejer et alii, 1984) que mostram valo

res bem mais altos da deriva zonal do plasma em Jicamarca em um período de máximo na atividade solar.

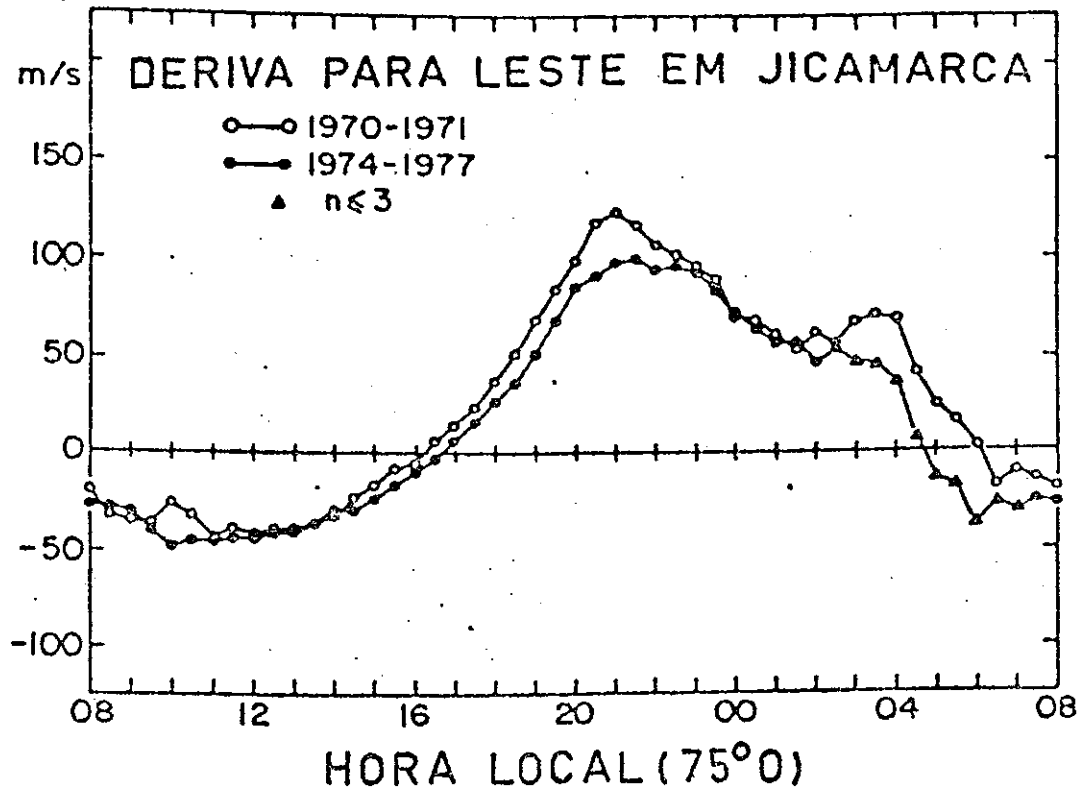


Fig. 3.2 - Variação diurna das derivas leste-oeste médias durante períodos de atividade solar máxima (1970-1971) e mínima (1974-1977).

-Os triângulos indicam períodos em que as derivas médias foram obtidas usando três pontos ou menos.

FONTE: Fejer et alii (1981), p.216.

Há indicações de que a velocidade de deriva leste-oeste varia com a altura e sofre até mesmo uma inversão. Valenzuela et alii (1980) usaram medidas com foguetes e Kudeki et alii (1981) usaram uma técnica de interferômetro; ambos com medidas feitas ao entardecer e nas primeiras horas da noite, e constataram que enquanto o plasma na região do pico da camada F e acima move-se para leste, em alturas mais baixas essa deriva é dirigida para oeste.

As primeiras observações sobre a deriva vertical da região F equatorial foram apresentadas por Woodman (1970). A velocidade verti

tical é positiva (para cima) durante o dia, negativa (para baixo) à noite; porém aumenta ao entardecer e atinge um máximo antes de se inverter nas primeiras horas da noite. A Figura 3.3 mostra derivas verticais médias, obtidas com o radar de Jicamarca para diferentes meses e diferentes fases do ciclo solar, conforme Fejer et alii (1979a). Nota-se claramente que o máximo na velocidade vertical, ao entardecer, está presente em todos os meses durante o período de máximo na atividade solar; porém, sua amplitude é menor e ocorre mais cedo de maio a agosto. Para a época de mínimo na atividade solar só há aumento ao entardecer nos meses de equinócio (mar.-abr., set.-out). Por outro lado, a velocidade vertical nos horários entre aproximadamente 08:00 e 12:00 horas é maior durante o mínimo do ciclo solar do que durante o máximo. Nos outros horários ocorre o contrário.

As derivas verticais são praticamente independentes de altura, exceto em torno do máximo (pré-reversão) que ocorre ao entardecer e em horários de variações rápidas nas velocidades de deriva (Fejer, 1981). Estas derivas (ou os campos elétricos leste-oeste) são fortemente afetadas pela atividade magnética (Fejer et alii, 1979b; Gonzales et alii, 1979).

Abdu et alii (1981b) fizeram um estudo comparativo de derivas verticais em Fortaleza (calculadas a partir de ionogramas) e Jicamarca (medidas por radar). Foram observadas diferenças significativas quanto ao comportamento sazonal do pico que ocorre ao entardecer (Figura 3.4), as quais foram atribuídas aos diferentes ângulos de declinação magnética nas duas localidades, o que faz com que o horário do pôr do Sol nas duas regiões E conjugadas tenha uma dependência sazonal distinta em cada localidade, e acarreta diferentes taxas de aumento do campo elétrico de polarização da região F.

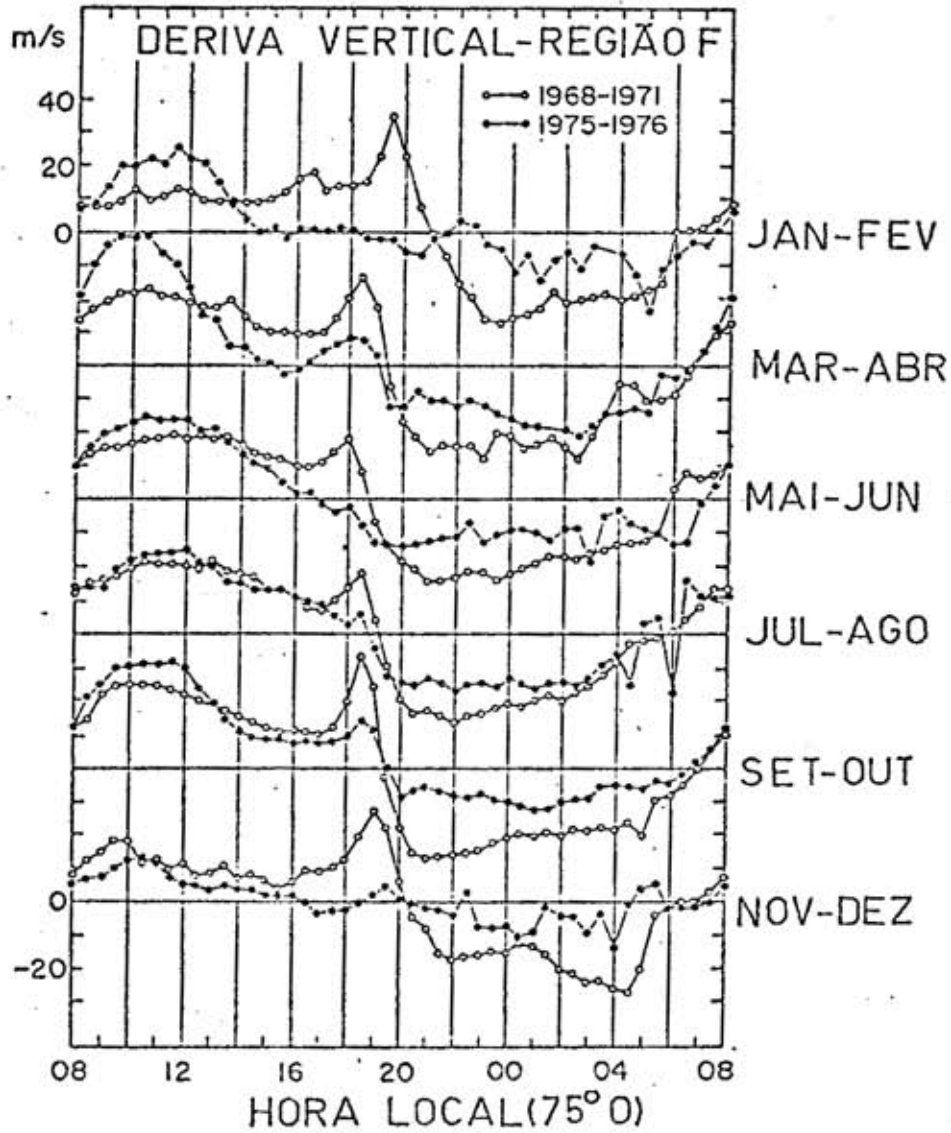


Fig. 3.3 - Média bimensal das derivas verticais da região F equatorial em Jicamarca durante período de atividade solar máxima (1968-1971) e mínima (1975-1976).

FONTE: Fejer et alii (1979a), p.5793.

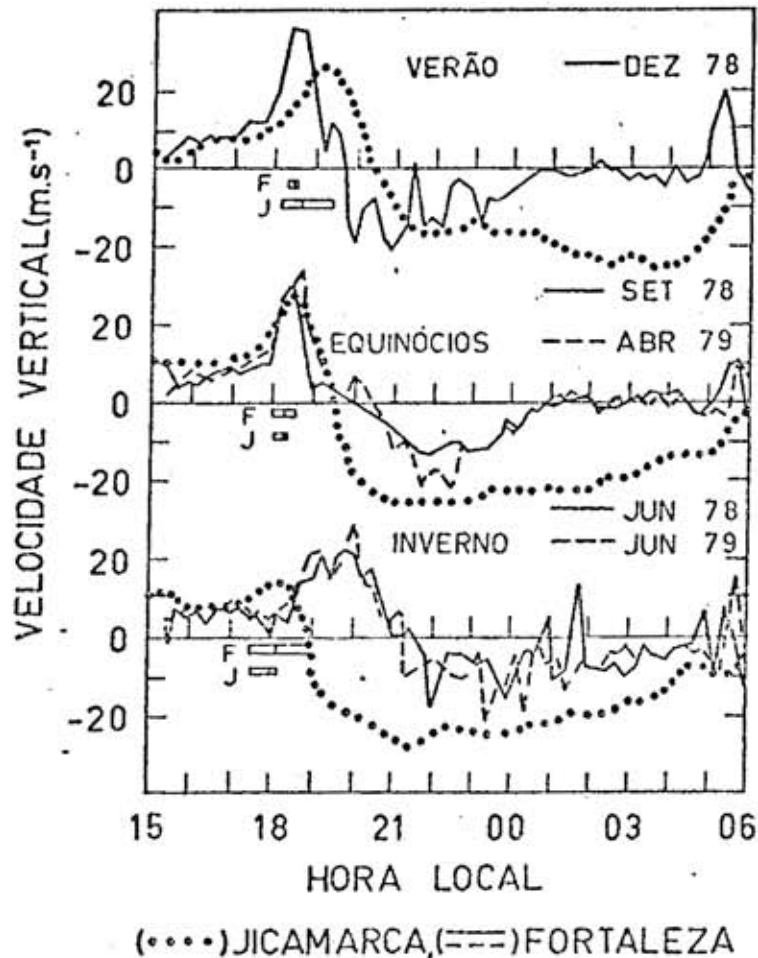


Fig. 3.4 - Deriva vertical da camada F medida por radar em Jicamarca (...) e deduzida de ionogramas de Fortaleza (---).

FONTE: Abdu et alii (1981b), p.11444.

3.3 - TEORIAS

O campo elétrico na região F equatorial é controlado pelas marés atmosféricas, através do dínamo da região E e por ventos terrestres e seus efeitos de polarização na região F, sobretudo à noite, como já foi brevemente descrito nas seções anteriores. Os efeitos magnetosféricos e de latitudes altas também são importantes durante períodos perturbados, porém não serão tratados aqui. Todos esses efeitos podem sofrer variações sazonais e com o ciclo solar.

A importância do dínamo da região F foi discutida por Rishbeth (1971a, 1977), Heelis et alii (1974) e Matuura (1974). Heelis et alii (1974) desenvolveram um modelo para a eletrodinâmica da região F, levando em consideração os ventos neutros das regiões E e F e as variações de dia para noite no acoplamento das duas regiões. Apesar das suposições simplificadas do modelo, eles obtiveram bons resultados, principalmente quanto à explicação do pico pré-reversão na velocidade vertical ao entardecer. Outro importante resultado, que está de acordo com observações recentes (Valenzuela et alii, 1980; Kudeki et alii, 1981), é o cisalhamento na velocidade leste-oeste a qual, entre aproximadamente 19:00 horas e 24:00 horas, está dirigida para oeste em altitudes mais baixas, invertendo-se para leste com o aumento da altura. Porém, a altura de inversão obtida pelo modelo não concorda com as medidas.

O modelo usado por Heelis et alii (1974) será descrito a seguir.

O movimento da atmosfera neutra nas alturas correspondentes à região F e em latitudes baixas pode ser aproximado pelas contribuições devidas às forças do gradiente de pressão, do arraste iônico e viscosa, e pode ser descrito por:

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{N}{n} \nu (\vec{V}_i - \vec{U}) + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \vec{U}, \quad (3.1)$$

onde:

\vec{U} é a velocidade da atmosfera neutra;

\vec{V}_i é a velocidade dos íons;

ρ é a densidade da atmosfera neutra;

ν é a frequência efetiva de colisão entre íons e partículas neutras;

μ é o coeficiente de viscosidade molecular;

∇p é a força devida ao gradiente de pressão p ;

$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla$ é a derivada temporal total ou substantiva;

N é a concentração de íons;

n é a concentração de partículas neutras.

As simplificações feitas para resolver a Equação 3.1 são as seguintes:

- 1) Supõe-se que na região F a atmosfera neutra é formada apenas pelo oxigênio atômico, O, e que os únicos íons presentes são O^+ .
- 2) A atmosfera é estratificada meridionalmente, de forma que a concentração de íons, N , a concentração de partículas neutras, $n(O)$, a pressão e a densidade independem de latitude.

Com as suposições acima, o gradiente horizontal de pressão vai ocasionar apenas ventos zonais, soprando na direção leste-oeste. Assim, usando um sistema de coordenadas esféricas, cujas direções são definidas por \hat{e}_r (para cima), \hat{e}_θ (sul magnético) e \hat{e}_ϕ (leste magnético), a componente leste-oeste, U_ϕ , do vento neutro pode ser calculada a partir de:

$$\left(1 + \frac{U_\phi}{\Omega}\right) \frac{\partial U_\phi}{\partial t} = - \frac{1}{\rho r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \phi} + \frac{N\nu}{n(O)} (V_{i\phi} - U_\phi) + \frac{\mu}{\rho r^2 \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \sin \theta \frac{\partial U_\phi}{\partial r} \right) - \frac{U_\phi}{\sin \theta} \right\}, \quad (3.2)$$

onde:

Ω é a velocidade de rotação da Terra.

A Equação 3.2 foi obtida desprezando os termos que envolvem derivadas com relação a θ e ϕ , na expressão da viscosidade, por serem eles pequenos, quando comparados com aqueles que envolvem derivada em relação a r .

O termo $(U_\phi/\Omega) \partial U_\phi/\partial t$ foi obtido supondo que as variações em longitude e tempo local são equivalentes. Desta forma $(U_\phi/(r \text{ sen } \theta)) (\partial U_\phi/\partial \phi) = (U_\phi/(w r \text{ sen } \theta)) (\partial U_\phi/\partial t)$ onde $w = 2\pi/\text{dia}$ é a velocidade angular da Terra e $\Omega = w r \text{ sen } \theta$.

As equações de movimento para os íons e elétrons são obtidas sob condições de regime permanente e desprezando as colisões entre elétrons e íons, e entre elétrons e partículas neutras. Dessa forma, as únicas forças são a eletromagnética, que atua em todas as partículas carregadas, e aquelas devidas a colisões, que atuam nos íons.

Dessa forma, as equações do movimento para íons e elétrons, na região F, ficam:

$$\begin{aligned} e(\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}) &= m_i(\vec{V}_i - \vec{U}), \\ -e(\vec{E} + \vec{V}_e \times \vec{B}) &= 0, \end{aligned} \tag{3.3}$$

onde:

- \vec{E} é o vetor campo elétrico;
- \vec{B} é a indução magnética terrestre;
- \vec{V}_e é a velocidade dos elétrons;
- m é a massa iônica;
- e é a carga eletrônica.

Se as direções paralela e perpendicular a uma linha de campo magnético são definidas como \hat{s} e \hat{n} , respectivamente (\hat{s} dirigida para o sul e \hat{n} para cima), as Equações 3.3 podem ser decompostas nas direções perpendiculares ao campo magnético, resultando em:

$$e(E_n + V_{i\phi} B) - m_i V_{in} = 0, \tag{3.4a}$$

$$e(E_\phi - V_{in} B) - m_i (V_{i\phi} - U_\phi) = 0, \tag{3.4b}$$

$$-e(E_n + v_{e\phi}B) = 0, \quad (3.4c)$$

$$-e(E_\phi - v_{en}B) = 0, \quad (3.4d)$$

onde \underline{n} e $\underline{\phi}$ referem-se às direções \hat{n} e \hat{e}_ϕ , respectivamente.

O vetor densidade de corrente pode ser obtido como:

$$\vec{j} = Ne(\vec{V}_i - \vec{V}_e). \quad (3.5)$$

Usando as Equações 3.4 e 3.5 obtêm-se as componentes da densidade de corrente perpendiculares às linhas de campo:

$$j_\phi = Ne \frac{v}{\omega} V_{in}, \quad (3.6)$$

$$j_n = Ne \frac{v}{\omega} (U_\phi - V_{i\phi}).$$

Partindo das Equações 3.4a e 3.4b podem-se obter as expressões para calcular V_{in} e $V_{i\phi}$:

$$\left[1 + \left(\frac{v}{\omega} \right)^2 \right] V_{in} = \frac{v}{\omega} U_\phi + \frac{v}{\omega} \frac{E_n}{B} + \frac{E_\phi}{B}, \quad (3.7)$$

$$\left[1 + \left(\frac{v}{\omega} \right)^2 \right] V_{i\phi} = \left(\frac{v}{\omega} \right)^2 U_\phi + \frac{v}{\omega} \frac{E_\phi}{B} - \frac{E_n}{B}. \quad (3.8)$$

Na região F a razão entre a frequência de colisão e a girofrequência é bastante baixa ($v/\omega \sim 10^{-3}$). Logo, das Equações 3.7 e 3.8 pode-se observar que V_{in} e $V_{i\phi}$ são controladas por E_ϕ e E_n , respectivamente.

Se a distribuição de campo elétrico \vec{e} conhecida na região F, pode-se resolver a Equação 3.2 para U_ϕ . A seguir, a velocidade dos

ções e as componentes da densidade de corrente podem ser determinadas usando as Equações 3.7, 3.8 e 3.6.

Já a componente do vetor densidade de corrente paralela às linhas de campo magnético na região F pode ser determinada usando a condição:

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0. \quad (3.9)$$

Escrevendo a Equação 3.9 no sistema de coordenadas de dipolo, com vetores unitários \hat{s} , \hat{n} , e \hat{e}_ϕ , tem-se:

$$\frac{\Delta}{r^3} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{r^3}{\Delta} j_s \right) + \frac{\partial j_n}{\partial n} + j_n \nabla \cdot \hat{n} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial j_\phi}{\partial \phi} = 0, \quad (3.10)$$

onde:

$$\Delta = (1 + 3\cos^2 \theta)^{1/2}.$$

O termo que envolve $\partial j_\phi / \partial \phi$ pode ser desprezado, pois é bem menor que os demais, principalmente porque a divergência horizontal da densidade de corrente (Equações 3.6) é bem menor que sua divergência vertical $\partial j_n / \partial n$. Desta forma, na base da região F a corrente alinhada à linha de campo, j_n , será dada por:

$$j_n = \frac{\Delta}{r^3} \int \frac{r^3}{\Delta} \left[\frac{\partial j_n}{\partial n} + j_n \nabla \cdot \hat{n} \right] ds, \quad (3.11)$$

onde a integração se estende desde a base da região F até o equador do dipolo. É esta corrente que acoplará as regiões E e F, como será visto a seguir.

Na região E, a Equação 3.9 em coordenadas esféricas fica:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 j_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (j_\theta \sin \theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial j_\phi}{\partial \phi} = 0. \quad (3.12)$$

Supondo a região E como uma camada estreita, centrada em $r = r_E$, com limites superiores e inferiores dados por r^* e r' respectivamente, a Equação 3.12 pode ser integrada na variável r , o que resulta em:

$$\frac{1}{r_E \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (J_\theta \sin \theta) + \frac{\partial J_\phi}{\partial \phi} \right\} = -j_r(r^*), \quad (3.13)$$

onde J_θ e J_ϕ são as densidades de corrente integradas em altura ou densidades de corrente de camada.

Para haver continuidade, a corrente na parte superior da região E deve ser igual à componente, na mesma direção, da corrente alinhada à linha de campo na base da região F. Assim, em qualquer linha de campo tem-se:

$$j_r(r^*) = j_{||} \sin I^*, \quad (3.14)$$

onde I^* é o ângulo de inclinação magnética no limite entre as regiões E e F. Logo:

$$\frac{1}{r_E \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (J_\theta \sin \theta) + \frac{\partial J_\phi}{\partial \phi} \right\} = -j_{||} \sin I^*. \quad (3.15)$$

As densidades de corrente de camada podem ser expressas em termos de \vec{E}_t , campo elétrico total da região E:

$$J_{\theta} = \Sigma_{\theta\theta} E_{t\theta} + \Sigma_{\theta\phi} E_{t\phi}, \quad (3.16)$$

$$J_{\phi} = -\Sigma_{\theta\phi} E_{t\theta} + \Sigma_{\phi\phi} E_{t\phi},$$

onde:

$$\Sigma_{\theta\theta} = \Sigma_0 \Sigma_1 / A,$$

$$\Sigma_{\theta\phi} = (\Sigma_0 \Sigma_2 \text{ sen } I) / A, \quad (3.17)$$

$$\Sigma_{\phi\phi} = (\Sigma_0 \Sigma_1 \text{ sen}^2 I + \Sigma_3 \Sigma_1 \text{ cos}^2 I) / A$$

são as condutividades integradas em altura ou condutividades de camada e

$$A = \Sigma_0 \text{ sen}^2 I + \Sigma_1 \text{ cos}^2 I, \quad (3.18)$$

$$\Sigma_3 = (\Sigma_1^2 + \Sigma_2^2) / \Sigma_1,$$

onde Σ_0 , Σ_1 , Σ_2 são as condutividades paralela, Pedersen e Hall, respectivamente, integradas em altura.

O campo elétrico total da região E pode ser expresso como:

$$\vec{E}_t = \vec{E}^* + \vec{U} \times \vec{B}, \quad (3.19)$$

onde:

\vec{E}^* é o campo eletrostático e
 \vec{U} é a velocidade dos ventos de marés da região E.

Sendo

$$\vec{E}^* = - \nabla \psi, \quad (3.20)$$

e combinando as Equações 3.17, 3.18, 3.19 e 3.20, obtêm-se:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r_E} \operatorname{sen} \theta \Sigma_{\theta\theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r_E} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (\operatorname{sen} \theta \Sigma_{\theta\theta}) - \frac{\partial}{\partial \phi} \Sigma_{\theta\phi} \right\} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \\ & \frac{1}{r_E} \frac{\Sigma_{\phi\phi}}{\operatorname{sen} \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + \frac{1}{r_E} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} \Sigma_{\theta\phi} + \frac{1}{\operatorname{sen} \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \Sigma_{\phi\phi} \right\} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} = \\ & r_E \operatorname{sen} \theta j_{||} \operatorname{sen} I + \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ B \operatorname{sen} I \operatorname{sen} \theta (\Sigma_{\theta\phi} U_{\theta}^E - \Sigma_{\theta\theta} U_{\phi}^E) \right\} + \\ & + \frac{\partial}{\partial \phi} \left\{ B \operatorname{sen} I (\Sigma_{\theta\phi} U_{\phi}^E + \Sigma_{\phi\phi} U_{\theta}^E) \right\}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Uma vez obtido o potencial eletrostático pela solução da Equação 3.21, o campo elétrico em qualquer ponto da região F pode ser obtido por (Heelis et alii, 1974):

$$E_n = \frac{\Delta \operatorname{sen}^3 \theta^*}{r^* \Delta^* \operatorname{sen} I^* \operatorname{sen}^3 \theta} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)^*, \quad (3.22)$$

$$E_{\phi} = - \frac{1}{r^* \operatorname{sen} \theta} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \phi} \right)^*, \quad (3.23)$$

onde o asterisco (*) significa que os valores são tomados no ponto onde a linha de campo entra na região E.

Conhecido o campo elétrico na região F, a Equação 3.2 pode ser resolvida para U_{ϕ} e, a seguir, todas as velocidades e correntes

da região F podem ser calculadas (os detalhes destes cálculos serão apresentados no Capítulo 5).

Heelis et alii (1974), usando a abordagem teórica já descrita, modelos apropriados para os parâmetros atmosféricos e ventos de marés, e valores realísticos para frequência de colisão, girofrequência, coeficientes de viscosidade e condutividade da região E, resolveram numericamente as Equações 3.21, 3.2 e 3.11 por um processo iterativo. Eles compararam os resultados obtidos pelo modelo com medidas de velocidade dos íons em Jicamarca, obtendo bons resultados, principalmente no que tange à explicação do pico pré-reversão da velocidade vertical ao entardecer (Figura 3.5).

O modelo desenvolvido por Heelis et alii (1974), já descrito, supõe várias condições que simplificam o tratamento matemático das equações, entre as quais está a simetria em relação ao equador magnético. Eles supuseram que todos os parâmetros, inclusive as condutividades das regiões E conjugadas e as correntes paralelas à linha de campo magnético, são simétricos em relação ao equador magnético. Entretanto, essas condições não representam situações reais na maior parte do ano, principalmente nas regiões onde a declinação do campo magnético é significativa, tal como ocorre em regiões equatoriais no Brasil. Nessas regiões existem várias diferenças no comportamento da ionosfera equatorial, causadas pela assimetria existente entre os dois hemisférios.

Os resultados, que serão apresentados no próximo capítulo, mostrarão os pontos importantes das diferenças no comportamento de velocidades verticais de deriva, alturas da camada e geração de irregularidades, que serão interpretados usando a teoria de acoplamento eletrodinâmico das regiões E e F anteriormente descrita.

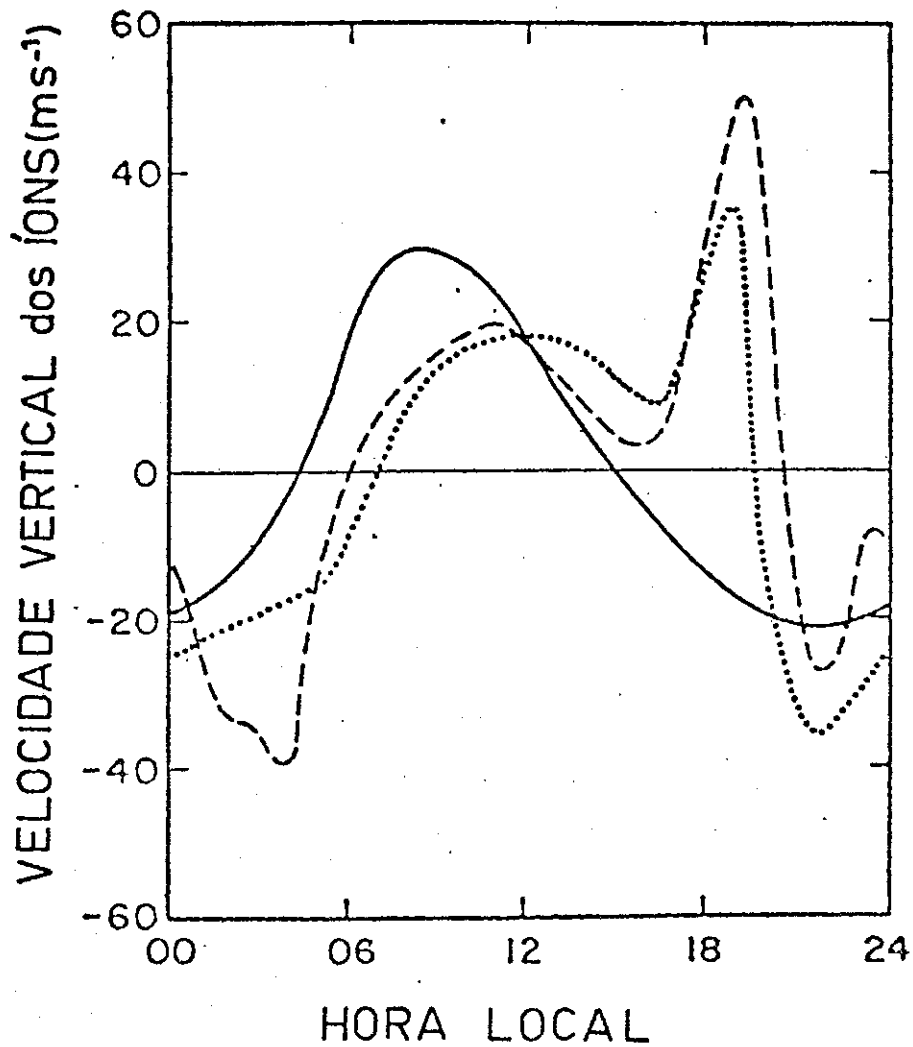


Fig. 3.5 - Variação da deriva vertical da região F equatorial a 300 km acima do equador: incluindo apenas o campo elétrico gerado na região E (—); incluindo o campo elétrico da região E e o campo de polarização da região F (---); deriva vertical observada em Jicamarca (...).

FONTE: Heelis et alii (1974), p.752.

CAPÍTULO 4

APRESENTAÇÃO E ANÁLISE DOS DADOS

4.1 - INTRODUÇÃO

Os dados apresentados neste capítulo foram obtidos por ionossondas operadas em Fortaleza (3,3°S; 38°O; inclinação -2°), Huancayo (12°S; 75,3°O; inclinação: 0,6°) e Cachoeira Paulista (22,5°S; 45°O; inclinação: -25,5°). A Figura 4.1 mostra a localização destas estações, e também Jicamarca (12°S; 77°O; inclinação: 0,9°), cujos dados se não usados para comparação com os de Huancayo.

Os ionogramas analisados referem-se ao período que vai de outubro de 1978 a setembro de 1979, quando o número de manchas solares estava aumentando (o máximo do ciclo foi atingido em novembro de 1979). Durante essa época as ionossondas operaram regularmente, com sondagens feitas a cada 15 minutos. Foram feitas reduções da altura virtual mínima da camada F, h'F, e foi observada a existência ou não do traço F espalhado. Os traços F espalhados foram classificados no tipo altura (FEA) e no tipo frequência (FEF). Os valores de h'F, reduzidos a cada 15 minutos, foram usados para deduzir a variação vertical da altura da camada F. Estes dados reduzidos das ionossondas de Fortaleza, Huancayo e Cachoeira Paulista serão usados para estudar as características das irregularidades e derivas verticais ionosféricas.

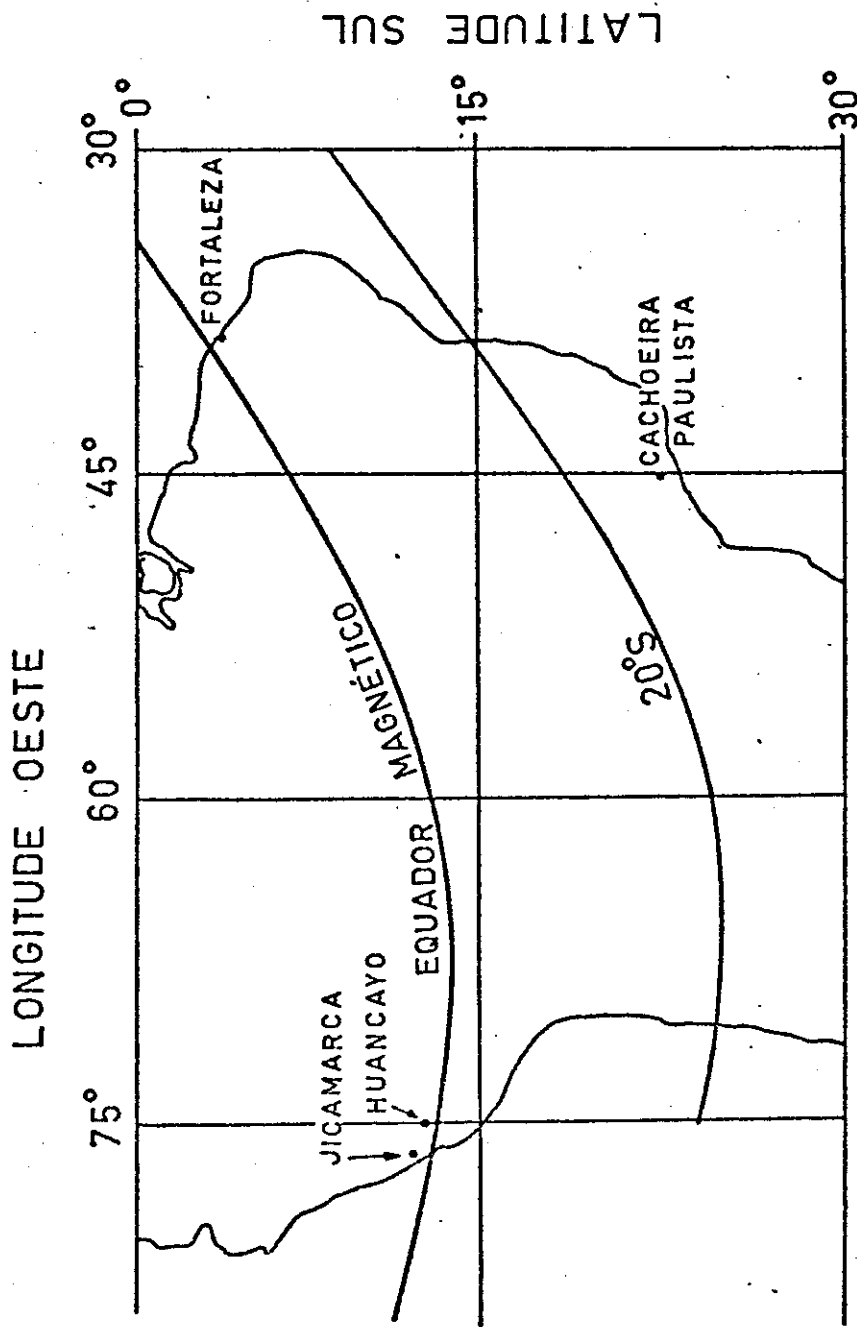


Fig. 4.1 - Localização das estações cujos dados foram utilizados no presente trabalho. Mostram-se também o equador magnético e a isolinha de 20°S de inclinação magnética.

4.2 - COMPARAÇÃO DA VELOCIDADE VERTICAL DA CAMADA F MEDIDA POR RADAR E DEDUZIDA DE IONOGRAMAS

O número de radares que medem velocidades de deriva da ionosfera é muito pequeno. Por este motivo, é sempre desejável que se possa dispor de outros métodos para inferir estes valores.

A ionossonda, ao fornecer perfis de densidade eletrônica a cada 15 minutos, permite deduzir a variação temporal da altura da camada, ou seja, sua velocidade vertical aparente. Porém, conforme foi mostrado teoricamente por Bittencourt e Abdu (1981), esta velocidade aparente da camada só é representativa de sua deriva vertical eletromagnética quando a camada está acima de aproximadamente 300 km de altura. Ao entardecer, quando ocorre a rápida subida da camada F, alturas bem acima de 300 km são freqüentemente atingidas. Nessas horas a ionossonda pode ser usada para inferir derivas verticais eletromagnéticas do plasma ionosférico equatorial.

Na Figura 4.2 é feita uma comparação entre a velocidade vertical medida pelo radar de Jicamarca (V_z) e a deduzida de ionogramas de Huancayo como a variação temporal da altura virtual mínima da camada ($\Delta h'/\Delta t$). Foram usados dados simultâneos para as duas estações, para períodos compreendidos entre março de 1968 e março de 1970. Os dados de radar foram retirados de Woodman (1970) e a altura virtual mínima da camada F ($h'F$) foi reduzida a cada 15 minutos de ionogramas de Huancayo. Foram usados, para comparação, apenas os períodos onde havia dados simultâneos em torno de 18:00 horas, que é o horário aproximado da ocorrência do pico na velocidade vertical de deriva e onde se espera uma melhor concordância entre os dois métodos, pelo fato de a camada estar mais alta e, conseqüentemente, menos afetada pelos processos de recombinação (Bittencourt and Abdu, 1981).

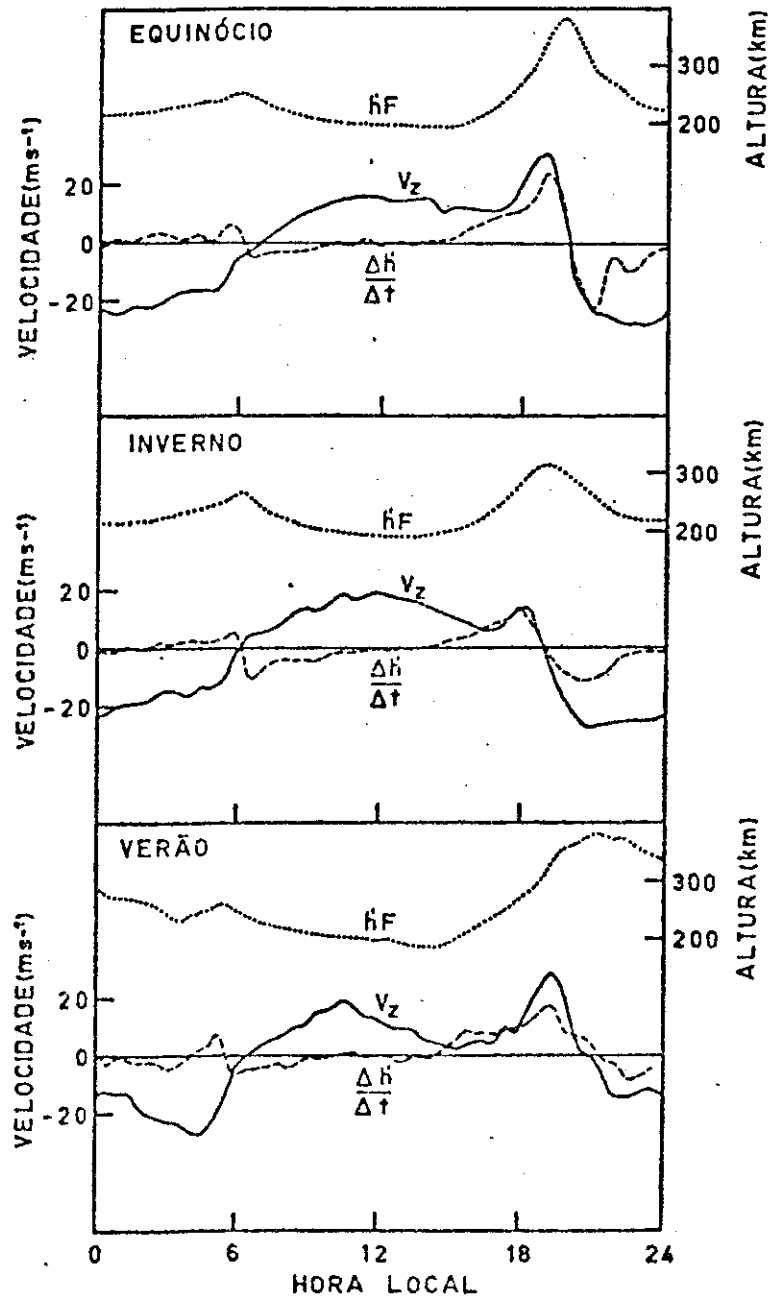


Fig. 4.2 - Deriva vertical média da camada F medida pelo radar de Jicamarca (—) e deduzida usando ionogramas de Huancayo (---) para os períodos de equinócio, inverno e verão; média da altura virtual mínima da camada F em Huancayo (...) para os mesmos períodos.

Os dados foram agrupados em três períodos, já que a velocidade de deriva vertical tem dependência sazonal (Fejer et alii, 1979a). Para o equinócio foi feita a média de 14 dias de dados; para o inverno de 20; e para o verão de 7 dias. Pode-se observar que, para o período de inverno em torno de 18:00 horas quando a altura da camada é máxima, e quando ocorre o pico em V_z antes da inversão (V_{zp}), a concordância entre as velocidades medidas pelos dois métodos é excelente. No equinócio e verão há também uma boa concordância no que tange ao início do aumento da velocidade vertical, ao entardecer, embora a velocidade deduzida a partir de ionogramas seja, em geral, menor que a medida pelo radar. Fora do pico em V_z , ao entardecer, não há concordância entre os dois métodos, como já era esperado. Porém, nos períodos de equinócio e verão, quando a camada atinge alturas mais elevadas, continua havendo concordância razoável entre os dois métodos, mesmo após a inversão da velocidade. Deve-se ainda notar que as horas de ocorrência do pico V_{zp} coincidem exatamente, seja usando o radar ou os dados de ionossonda. Evidentemente o ideal seria usar o perfil de altura real para inferir as velocidades verticais usando ionogramas, porém, quando se está lidando com um grande número de dados, como é o caso do presente estudo, isto se torna impraticável devido à complexidade do método de redução de alturas reais. Uma outra possibilidade seria usar valores de $h_p F_2$ (altura virtual do traço ordinário lida na frequência dada por $0,834 f_o F_2$). Supondo que a camada F seja parabólica e que não haja nenhuma ionização abaixo desta camada, $h_p F_2$ será igual à altura real do pico da camada. Na prática, porém, $h_p F_2$ é geralmente maior que a altura do pico da camada F e seu uso geral não é recomendado para estações em baixas latitudes magnéticas (WORLD DATA CENTER A, 1972). Ainda assim os valores de $h_p F_2$ foram reduzidos para os ionogramas de Huancayo e as velocidades calculadas como $\Delta h_p F_2 / \Delta t$, nos horários do pico pré-reversão, estavam bem próximos das velocidades dadas por $\Delta h' / \Delta t$, apresentadas na Figura 4.2. O uso de $h_p F_2$, porém, reduziria drasticamente o número de dados utilizados na análise porque, nos horários de interesse, a presença do traço F espalhado frequentemente impede a redução de $f_o F_2$ implicando a ausência do valor de $h_p F_2$. Por outro lado, ao anoitecer, a densidade eletrônica na parte inferior da camada F decresce muito rapidamente, o que resulta em

pequenas variações de altura desde sua base até o pico (Farley et alii, 1970). Desta forma, nos horários em que a camada F está suficientemente alta e sua velocidade aparente é representativa de sua deriva vertical eletromagnética, não deve haver grandes discrepâncias entre a velocidade aparente obtida usando $h'F$ ou usando a altura real. Optou-se, então, pelo uso de $h'F$ que é um parâmetro mais fácil de ser obtido, sobretudo na presença do traço F espalhado quando seria impossível obter h_pF_2 ou a altura real.

Daqui para frente, o termo velocidade vertical ou deriva vertical da camada F em Huancayo ou Fortaleza será usado para se referir à velocidade vertical da camada, deduzida a partir de ionogramas, usando a variação temporal da altura virtual mínima ($\Delta h'/\Delta t$), sendo portanto, correto apenas nos horários onde a camada atinge alturas elevadas e a velocidade atinge um pico, antes de se inverter. A esses horários estarão restritas a maior parte das discussões que virão a seguir. As alturas da camada F no período de outubro de 1978 a setembro de 1979 são bem maiores que os valores mostrados na Figura 4.2 e, por isso, deve-se esperar que a velocidade vertical deduzida a partir de ionogramas aproxime-se bastante da velocidade real da camada, nessas épocas.

4.3 - COMPARAÇÃO ENTRE AS CARACTERÍSTICAS DO TRAÇO F ESPALHADO E DERIVA VERTICAL DE PLASMA EM FORTALEZA E HUANCAYO

As características do traço F espalhado e da deriva vertical de plasma para Fortaleza (declinação magnética: $21^{\circ}0$) e Huancayo (declinação magnética: $3,3^{\circ}E$) serão apresentadas a seguir, enfatizando-se as semelhanças e diferenças observadas nas duas estações.

4.3.1 - VELOCIDADES VERTICAIS DA CAMADA F EM FORTALEZA E HUANCAYO

As velocidades da camada F nas estações de Fortaleza e Huancayo foram analisadas usando um ano de dados de outubro de 1978 a setembro de 1979. A Figura 4.3 mostra a média mensal dessas velocidades nos horários compreendidos entre 15:00 horas e 24:00 horas. Pode-se no

tar que o comportamento do pico pré-reversão nas duas estações é bem se-
melhante nos meses de equinócio (mar., set.), porém difere muito nos de-
mais meses. No verão (nov., dez., jan.), por exemplo, os picos ocorrem
mais cedo em Fortaleza e são mais altos que em Huancayo. Já no inverno
(maio, jun., jul.) ocorrem mais tarde em Fortaleza que em Huancayo. É
importante salientar que o comportamento do pico pré-reversão em Huan-
cayo para o período aqui analisado é bastante similar ao observado nos
resultados do radar de Jicamarca para os anos de 1968 a 1971 (Fejer et
alii, 1979a), mostrados na Figura 3.3. Embora os dados de Fejer e os
do presente trabalho pertençam a anos diferentes, ambos são representa-
tivos de períodos de máximo na atividade solar. Comparando as Figuras
3.3 e 4.3, para Huancayo, nota-se a mesma variação sazonal do horário
do pico pré-reversão, o qual ocorre mais tarde nos meses de verão (nov.-
dez.-jan.-fev.) e mais cedo nos meses de inverno (maio-jun.). Também a
amplitude do pico é menor nos meses de inverno, para os dois grupos de
dados. Esses fatos vêm reforçar a validade do método aqui usado para de-
duzir a deriva vertical nos horários próximos ao pico pré-reversão.

O comportamento sazonal da velocidade vertical pode ser
visto melhor usando as Figuras 4.4a e 4.4b, que mostram isolinhas da mé-
dia mensal da velocidade vertical (em ms^{-1}) em função da hora local e
dos meses do ano para Fortaleza e Huancayo, respectivamente. Essas fi-
guras foram construídas usando o período de dados que está sendo estuda-
do (out. de 1978 a set. de 1979) e, portanto, há uma descontinuidade de
um ano entre os meses de setembro e outubro. Porém, optou-se por essa
representação, a fim de observar melhor certos comportamentos que são
bem definidos nos equinócios.

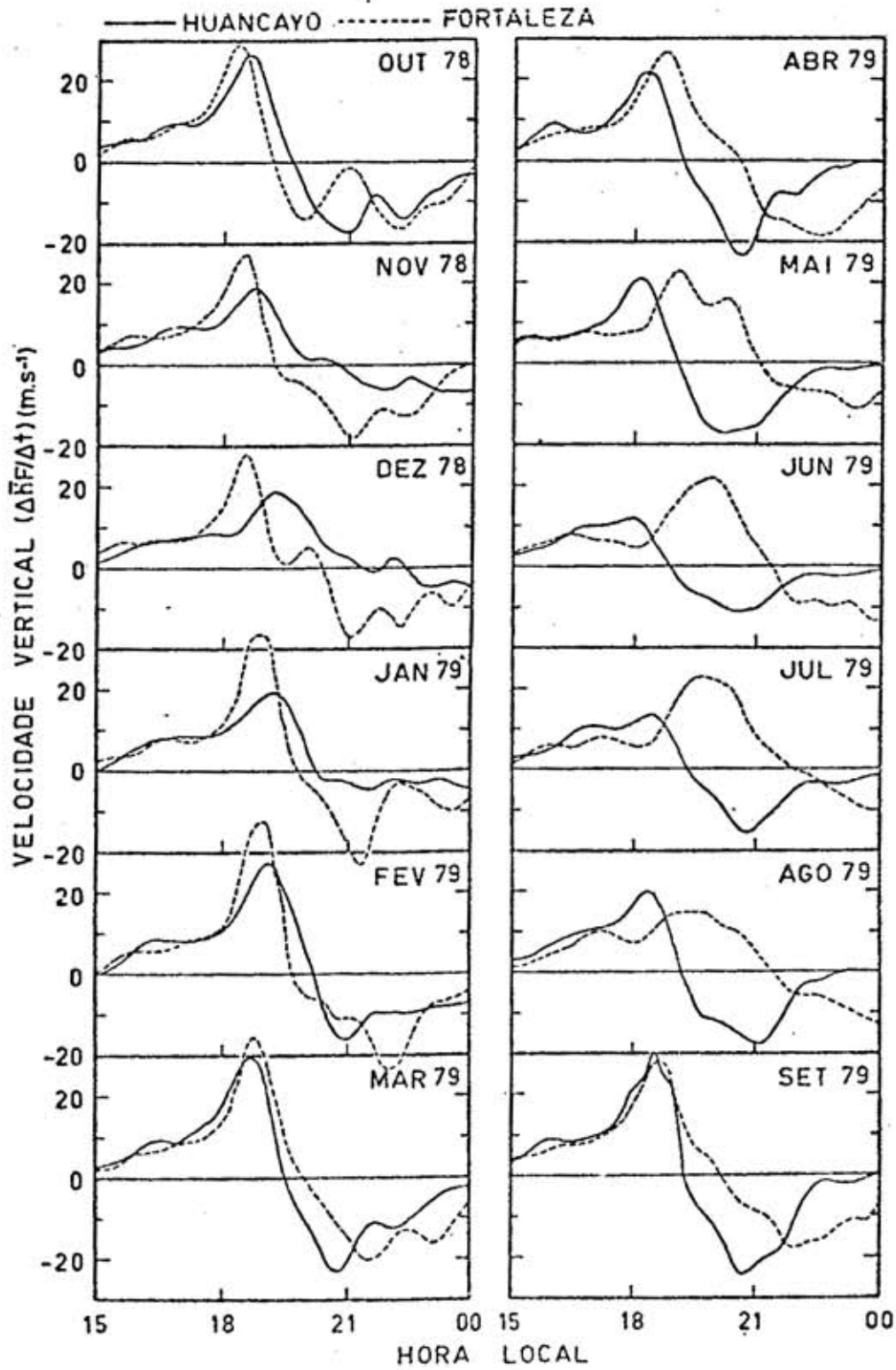


Fig. 4.3 - Média mensal da velocidade vertical, em função da hora local, para Fortaleza (---) e Huancayo (—) durante o período de outubro de 1978 a setembro de 1979.

Na Figura 4.4a observa-se que o pico pré-reversão da velocidade vertical (V_{zp}), para Fortaleza, ocorre em fevereiro em torno de 19:00 horas. Há uma clara tendência do pico da velocidade média ocorrer mais tarde, à medida que se desloca de outubro até fevereiro. Por outro lado, o máximo secundário que ocorre nos meses de junho-julho aparece bem mais tarde que em qualquer outra época do ano.

Já para Huancayo o comportamento sazonal é diferente. Da Figura 4.4b vê-se que há dois máximos na velocidade vertical do plasma que ocorrem nos meses de equinócio (set.-out. e fev.-mar.). Há uma pequena diminuição no pico da velocidade em dezembro e há um mínimo no inverno. Nota-se também que o pico da velocidade média ocorre mais tarde, à medida que se desloca de julho para dezembro, e esta variação se inverte quando se desloca de dezembro para junho, e mostra uma variação anual quase simétrica em torno do mês de dezembro.

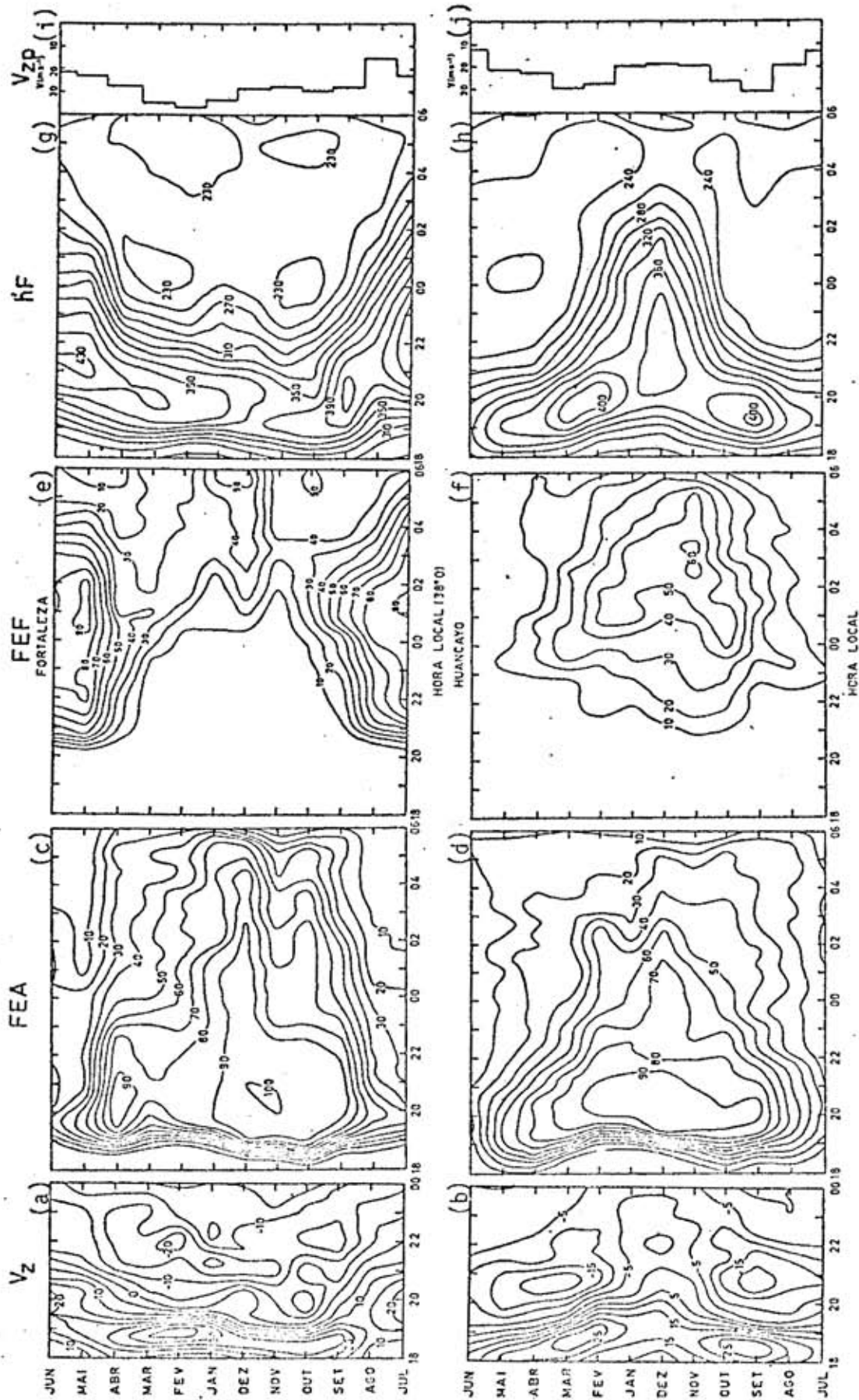


Fig. 4.4 - Isolinhas da média mensal em função da hora local: (a) e (b) da deriva vertical dada em ms^{-1} ; (c) e (d) da frequência de ocorrência do FEA dada em porcentagem; (e) e (f) da frequência de ocorrência do FEF dada em porcentagem; (g) e (h) da altura virtual mínima da camada F dada em km; (i) e (j) do pico da deriva vertical dada em ms^{-1} para Fortaleza (a,c,e,g,i) e Huancayo (b, d,f,h,j).

4.3.2 - TRAÇO F ESPALHADO EM ALTURA (FEA)

O comportamento do traço F espalhado, nas duas estações, foi estudado em termos de frequência de ocorrência. As Figuras 4.4c e 4.4d mostram isolinhas da frequência de ocorrência (em porcentagem) do FEA em Fortaleza e Huancayo, respectivamente, em função da hora local e do mês do ano. As frequências de ocorrência foram obtidas, a cada 15 minutos, dividindo o número de dias em que houve o FEA pelo número total de dados e multiplicando o resultado por 100.

Em Fortaleza há ocorrência máxima do FEA nos meses de novembro-dezembro, havendo também um máximo secundário em abril. Observa-se que nos meses de dezembro e janeiro o FEA prolonga-se até bem mais tarde, e sua ocorrência é significativa até em torno do amanhecer. Observa-se ainda da Figura 4.4c que o FEA inicia mais cedo em outubro e mais tarde em junho-julho. A hora do início do FEA em fevereiro também está atrasada, em relação aos meses vizinhos. Comparando as Figuras 4.4c e 4.4a, observa-se que a hora do início do FEA e a hora da ocorrência do máximo da velocidade de subida da camada F, em Fortaleza, estão diretamente relacionadas.

Em Huancayo, a ocorrência do FEA mostra um largo máximo que vai de setembro a março, e um mínimo no inverno. Nessa estação não se observa o prolongamento do FEA até mais tarde, nas mesmas proporções que em Fortaleza. Uma comparação entre as Figuras 4.4d e 4.4b permite observar que em Huancayo também há uma boa correlação entre o início do FEA e a hora de ocorrência do máximo na velocidade vertical da camada F. Deve-se observar também que nos meses de verão (nov., dez., jan.) ocorre um mínimo secundário entre 18:00 e 20:00 horas na velocidade vertical em Huancayo (Figura 4.4b). Porém, este comportamento não é observado na ocorrência do FEA (Figura 4.4d). O possível significado destas diferenças serão discutidos posteriormente.

A frequência de ocorrência do FEA para Huancayo, mostrada na Figura 4.4d, é bastante semelhante à ocorrência de cintilação em

137 MHz em Arequipa, Peru ($16,4^{\circ}\text{S}$; $71,5^{\circ}\text{O}$; inclinação: -9°) para o período de maio de 1979 a maio de 1980 (DasGupta et alii, 1983).

Nas Figuras 4.4g e 4.4h são mostradas as isolinhas da altura virtual mínima ($h'F$) da camada F, em quilômetros, para Fortaleza e Huancayo, respectivamente. Também se mostra, para comparação, o valor máximo da velocidade vertical média para cada mês (V_{zp}).

Comparando a Figura 4.4c com a 4.4g e a Figura 4.4d com a 4.4h, observa-se que, para as duas estações, o início do FEA está bem correlacionado com o início da subida da camada F, como já era previsto.

Como já foi mencionado anteriormente, a correlação entre $h'F$ e o FEA já tem sido notada desde os primeiros trabalhos que tratam do traço F espalhado (Booker and Wells, 1938; Osborne, 1952; Lyon et alii, 1961; Chandra and Rastogi, 1972b). O estudo da correlação de V_z com $h'F$ e FEA só teve maior destaque mais tarde, após a publicação dos resultados de deriva da região F equatorial obtidos usando o radar de Jicamarca (Farley et alii, 1970). Rastogi e Woodman (1978a, b) observaram que a ocorrência do FEA em Huancayo está bem correlacionada com a deriva vertical V_z e com a subida rápida da camada F em Jicamarca. Eles observaram ainda que à noite uma deriva vertical positiva da região F equatorial, em horários onde ela seria normalmente negativa, produz FEA nos ionogramas, sugerindo uma relação causa-efeito entre esses dois parâmetros (Rastogi and Woodman, 1978a). Abdu et alii (1981a, 1983b) também observaram boa correlação entre V_z , $h'F$ e FEA para Fortaleza.

4.3.3 - TRAÇO F ESPALHADO EM FREQUÊNCIA (FEF)

As Figuras 4.4e e 4.4f mostram as isolinhas de frequência de ocorrência do FEF em Fortaleza e Huancayo, respectivamente em função da hora local e do mês do ano. Em Fortaleza o FEF tem um máximo nos meses de inverno (maio, jun., jul.), logo após a meia-noite. Nesses períodos o FEF começa mais cedo, por volta de 20:00 horas, e continua até o

amanhecer. No verão e equinócios o FEF começa bem mais tarde, por volta de meia-noite, e continua até o amanhecer, quando se intensifica.

O FEF em Huancayo tem um comportamento bem diverso do de Fortaleza. O máximo ocorre no verão e a ocorrência no inverno é praticamente nula. Seu início é mais cedo no verão, por volta de 21:00 horas, e se estende até em torno do amanhecer.

Em Fortaleza o máximo (noturno) de h'F ocorre mais cedo à medida que se desloca de julho até dezembro, e inverte esta variação quando se desloca de dezembro a junho. Os valores máximos de h'F são atingidos nos meses de inverno, por volta de 22:00 horas, e são da ordem de 430 km, e a camada permanece alta até bem mais tarde. Comparando as Figuras 4.4e e 4.4g, observa-se que a ocorrência do FEF é máxima nos meses onde o valor máximo de h'F é atingido mais tarde e é mínima quando ocorre o contrário.

Em Huancayo, as isolinhas para h'F mostram uma simetria quase perfeita em torno do mês de dezembro, com máximos nos equinócios entre 19:00 e 20:00 horas. O máximo de h'F em dezembro ocorre mais tarde, por volta de 22:30 horas; nos meses de verão a camada permanece alta até bem mais tarde. Pode-se observar ainda das Figuras 4.4h e 4.4j que as épocas de valores máximos da velocidade média de deriva coincidem perfeitamente com as de h'F máximas. Comparando as Figuras 4.4f e 4.4h, observa-se, para Huancayo, a mesma relação entre FEF e h'F que foi observada para Fortaleza. A ocorrência de FEF é máxima nos meses onde os valores de h'F permanecem altos até mais tarde e é mínima quando o máximo de h'F é atingido mais cedo.

4.4 - VARIAÇÕES COM PERTURBAÇÕES MAGNÉTICAS

As médias mensais até agora apresentadas foram obtidas usando todos os dados disponíveis, sem separá-los em grupos representativos de períodos magnéticos calmos ou perturbados. Porém, vários trabalhos (Lyon et alii, 1960, 1961; Chandra and Rastogi, 1972a; Sastri and

Murthy, 1975; Sastri and Sasidharan, 1980) mostram que tanto a ocorrência do traço F espalhado como a altura virtual da camada F equatorial apresentam variações com a atividade magnética. Lyon et alii (1961) observaram que em Ibadan (Nigéria) a ocorrência do FEA diminui durante períodos magneticamente perturbados, e esta tendência se inverte apenas próximo ao amanhecer, durante os meses de verão (Hemisfério Norte). Eles observaram também a diminuição de $h'F$, antes da meia-noite, com o aumento da atividade magnética, a qual é mais acentuada nos meses de inverno (Hemisfério Norte) e equinócio. Depois de meia-noite ocorre o inverso: há um aumento de $h'F$ com o aumento de perturbações magnéticas, e este aumento é mais acentuado nos meses de verão. Chandra e Rastogi (1972a) observaram que em Huancayo o traço F espalhado tem menor ocorrência nos dias magneticamente mais perturbados. Porém esta tendência é mais evidente nos meses de verão e equinócio, durante o período de máximo na atividade solar. Sastri e Sasidharan (1980) fizeram um estudo da variação da ocorrência do traço F espalhado em Kodaikanal, Índia, com a atividade magnética e com o ciclo solar. Eles observaram que a ocorrência do FEA antes da meia-noite diminui com o aumento do índice Kp. Quando Kp atinge o valor 6 passa a ocorrer aumento do FEA com Kp. No entanto, nos meses de verão (maio-jun.-jul.-ago.) eles observaram pouca variação do FEA com Kp, o que concorda com os resultados de Lyon et alii (1961).

A frequência de ocorrência do FEA, a altura virtual mínima da camada F e a deriva vertical para Fortaleza e Huancayo foram analisadas em termos de sua variação com a atividade magnética. Os dados foram divididos em grupos com índice Kp ≤ 2 e Kp $\geq 4+$. Esta divisão diminui sensivelmente o número de dados na média mensal, por este motivo eles foram reagrupados de acordo com a estação para se obter o comportamento sazonal médio. A Figura 4.5 mostra a frequência de ocorrência do FEA em função da hora local. As curvas representativas de períodos de baixa (alta) atividade magnética foram obtidas como a média de, aproximadamente, 50 (20) dias de dados. Observa-se que as variações com a atividade magnética em Huancayo e Fortaleza são bem semelhantes. Nos períodos de equinócio e verão há uma diminuição na ocorrência do FEA para os períodos de maior atividade magnética, durante a maior parte da noite;

porém, antes do amanhecer, nota-se um aumento no FEA para $K_p \geq 4+$ (apenas durante o verão em Fortaleza este aumento ocorre mais cedo, por volta de 01:00 hora da manhã). Este aumento da ocorrência do FEA com atividade magnética também é observado nos resultados de Ibadan para verão (Lyon et alii, 1961) e para um grupo de cinco estações equatoriais no setor americano, durante os meses de nov.-dez.-jan.-fev. (Lyon et alii, 1960). Ainda na Figura 4.5 observa-se que nos meses de inverno o comportamento das curvas difere muito das outras épocas. Para $K_p \geq 4+$ há maior ocorrência do FEA nas primeiras horas da noite do que para períodos de baixa atividade magnética. Esta tendência também está presente nos resultados de Lyon et alii (1960) para os mesmos meses aqui analisados, porém em anos diferentes.

As variações de $h'F$ e da deriva vertical com a atividade magnética são mostradas na Figura 4.6. Observa-se pouca variação nos equinócios, nas duas estações e no verão em Fortaleza. As maiores variações tanto em $h'F$ como em V_z são observadas em Huancayo no verão e inverno, e em Fortaleza no inverno. Ao contrário do que se observou para a ocorrência do FEA, os resultados para $h'F$ não concordam com os de Lyon et alii (1960) para um grupo de cinco estações no setor americano.

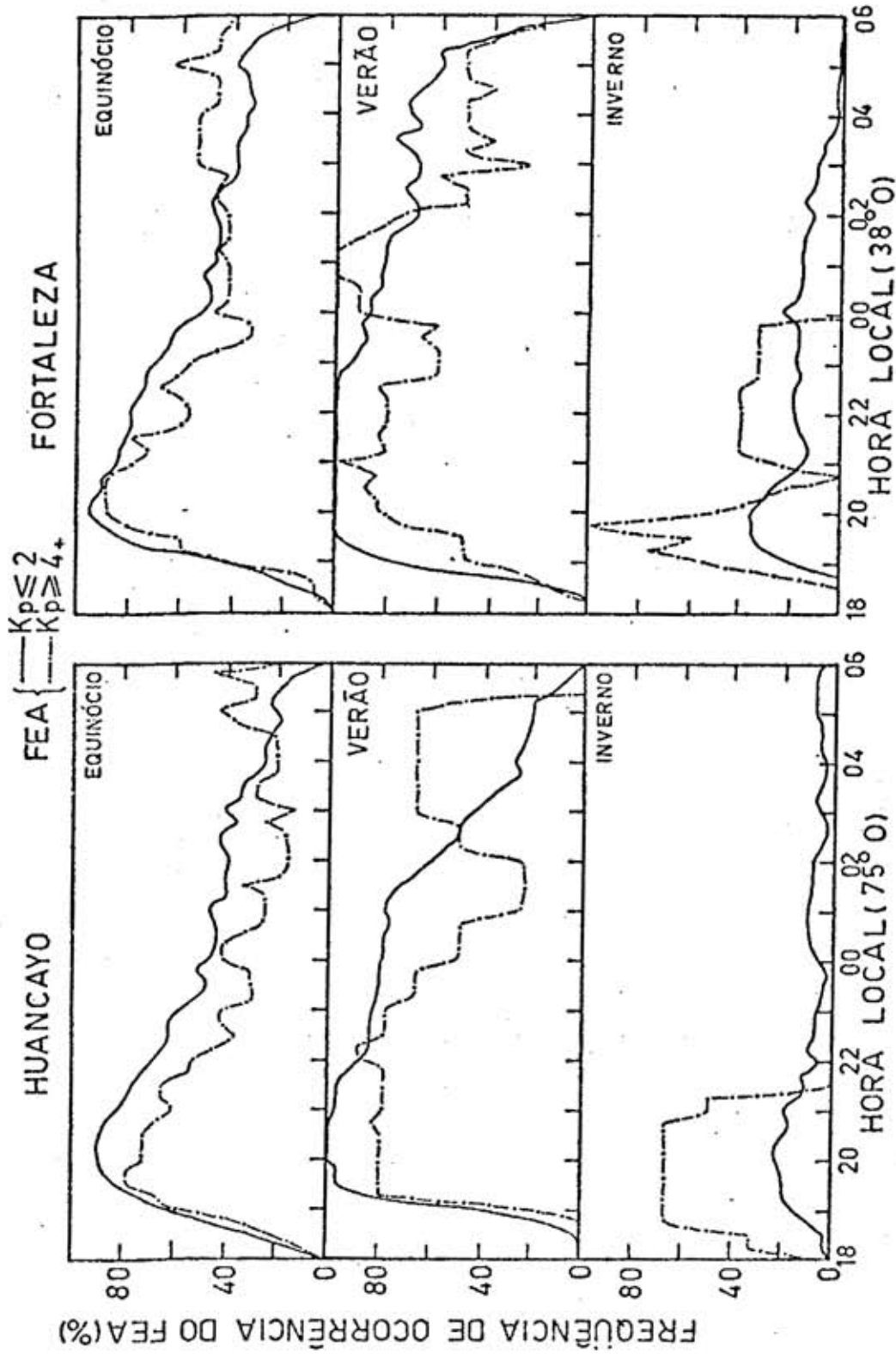


Fig. 4.5 - Variação com a atividade magnética da frequência de ocorrência do traço F espalhado em altura (FEA) em Huancayo e Fortaleza.

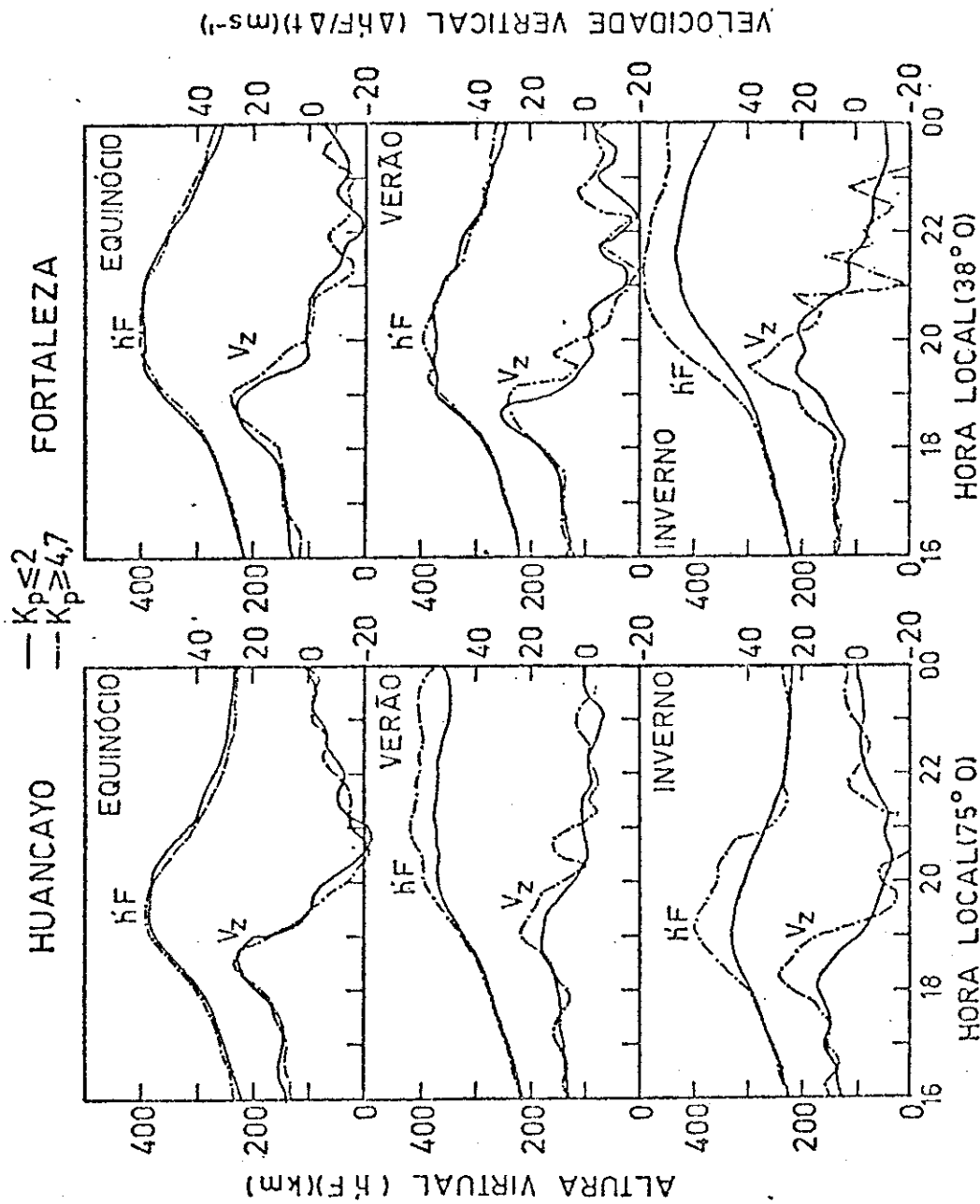


Fig. 4.6 - Variação com a atividade magnética da deriva vertical (V_z) e da altura virtual mínima da camada F' ($h'F$) deduzidas de ionogramas de Fortaleza e Huancayo.

- Note-se que as escalas para $h'F$ estão marcadas no eixo da esquerda, em km, e para V_z no eixo da direita, em ms⁻¹.

Vários estudos têm sido feitos para analisar o efeito de perturbações magnéticas nos campos elétricos e derivas ionosféricas da região F equatorial, sobretudo utilizando dados de Jicamarca (Rastogi, 1977; Fejer et alii, 1979b, 1983; Gonzales et alii, 1979, 1983). Todos estes trabalhos fazem a análise de casos individuais do comportamento anômalo da deriva vertical do plasma ionosférico para estabelecer correlações entre as perturbações que ocorrem nos campos elétricos em latitudes equatoriais e as que ocorrem em latitudes aurorais. Foi observado que o campo elétrico leste-oeste, que produz as derivas verticais na região F, frequentemente está correlacionado com as variações temporais rápidas que ocorrem no sistema de correntes em latitudes altas. O principal efeito dos grandes aumentos dos campos em latitudes altas nos campos elétricos de latitudes equatoriais é uma variação rápida, quase simultânea, do campo elétrico leste-oeste, geralmente no sentido oposto ao seu valor normal, não-perturbado (Gonzales et alii, 1979). Fejer et alii (1983) observaram uma perturbação no campo elétrico leste-oeste em Jicamarca que ocorre 16-24 horas após o início de uma tempestade magnética, muitas vezes ocorrendo depois que as perturbações magnéticas mais fortes já haviam passado. Eles sugerem que esses campos elétricos equatoriais perturbados ocorrem como consequência de uma perturbação na circulação termosférica. Eles mostram também contra-exemplos nos quais não ocorrem perturbações no campo elétrico equatorial após tempestades magnéticas.

Parece que não há nenhum estudo que acuse um comportamento semelhante ao aqui observado para $h'F$ e V_z nos meses de inverno, durante períodos magneticamente perturbados, em Huancayo e Fortaleza (Figura 4.6). Para explicar esse comportamento anômalo seriam necessários mais estudos que analisassem a possível correlação de casos individuais com os índices aurorais AU e AL e com o campo magnético interplanetário, o que não será feito no presente trabalho.

Apesar das variações com a atividade magnética, as médias mensais calculadas sem separar os dados em períodos calmos e perturbados (Figura 4.3 e 4.4) serão usadas posteriormente para comparação com os

resultados dos modelos, uma vez que estas representam condições médias. Os valores médios de V_z , no horário do pico pré-reversão, podem ser considerados representativos uma vez que os resultados apresentados na Figura 4.3, para Huancayo, para o período 1978-1979, mostram bastante coerência com aqueles mostrados na Figura 3.3, também para um período de máximo na atividade solar, porém em anos diferentes (1968-1971). Pode-se ver que o comportamento do pico pré-reversão segue as mesmas tendências sazonais nos dois casos. Fejer et alii (1979b) também observou que a deriva vertical média da região F equatorial não está correlacionada com variações anômalas do campo magnético interplanetário durante perturbações magnéticas, embora casos individuais mostrem boa correlação.

4.5 - O TRAÇO F ESPALHADO EM ALTURA EM CACHOEIRA PAULISTA

Na Figura 4.7 é mostrada a frequência de ocorrência do FEA em Cachoeira Paulista (declinação magnética: $-17,5^{\circ}$), em porcentagem, como função do mês e da hora local.

A detecção de irregularidades ionosféricas associadas a bolhas de plasma em uma latitude não-equatorial como Cachoeira Paulista é possível pelas razões seguintes. As bolhas de plasma, as quais estão associadas às irregularidades ionosféricas equatoriais, ocorrem alinhadas às linhas de campo magnético, e se estendem até vários graus em ambos os lados do equador magnético. Estas bolhas são geradas principalmente pela instabilidade de Rayleigh-Taylor e também pelos processos de instabilidade causados pela deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. Com a formação da bolha haverá gradientes pronunciados na densidade eletrônica (Costa and Kelley, 1978), que proporcionam condições favoráveis ao desenvolvimento de processos secundários de instabilidade, o que leva à geração de irregularidades com escalas de comprimento menores (Haerendel, 1973). À medida que a bolha se desenvolve ela sobe não-linearmente devido ao campo elétrico no seu próprio interior e ao campo elétrico ambiente, e este processo depende também da densidade eletrônica dentro da bolha. Ao mesmo tempo a bolha sofre uma deriva para oeste em relação ao plasma ambiente. Entretanto, este se desloca para leste com uma velocidade geralmente superior à da

bolha. Assim, quando observada de um ponto fixo na superfície da terra, a bolha quase sempre se desloca para leste. À medida que uma bolha de plasma alinhada à linha de campo se desenvolve verticalmente na ionosfera equatorial, suas extremidades se propagam para latitudes mais altas num movimento em direção aos pólos. Estes movimentos foram detectados e estudados sobre Cachoeira Paulista através de medidas por fotômetros (Sobral et alii, 1980a, b; Nakamura, 1981). Abdu et alii (1983a,c) usaram medidas simultâneas do FEA em Fortaleza e Cachoeira Paulista para estudar a extensão latitudinal das irregularidades ionosféricas equatoriais associadas ao FEA e calcular a velocidade de subida da bolha. Embora as duas estações não estejam situadas ao longo do mesmo meridiano magnético, suas declinações não são muito diferentes, e os resultados são válidos para revelar o comportamento estatístico da velocidade vertical de subida da bolha. Eles excluem a possibilidade de o FEA observado ser devido à deriva para leste das bolhas, pelo fato de estarem analisando apenas o instante inicial das irregularidades que ocorrem, principalmente no início do entardecer.

Na verdade, o espalhamento F em Cachoeira Paulista pode ser devido ao mapeamento de uma bolha na região equatorial, na longitude dada pelo seu meridiano magnético, que é aproximadamente igual à longitude média entre Fortaleza e Huancayo. As considerações que seguem são semelhantes às usadas por Abdu et alii (1983c) e Medeiros (1982) para determinar a velocidade vertical das bolhas ionosféricas sobre Fortaleza. Considere-se na Figura 4.8 uma bolha já desenvolvida no ponto A, a uma longitude ϕ_1 , em um tempo local t_1 , que se desloca para leste à velocidade V_ϕ , ao longo do equador magnético. Esta bolha deslocará uma distância $\Delta\phi$, em um intervalo de tempo T , e atingirá o ponto B, a uma longitude ϕ_2 , no tempo local t_2 . Levando em consideração a diferença de tempo local entre as duas localidades separadas por $\Delta\phi$ em longitude, a bolha atingirá a localidade ϕ_2 em um tempo local $t_2 = t_1 + \Delta t$, onde Δt é dado por $\Delta t = T + \Delta\phi/15$ ou:

$$\Delta t = T(1 + 2,1 \times 10^{-3} V_\phi), \quad (4.1)$$

onde V_ϕ é dada em ms^{-1} .

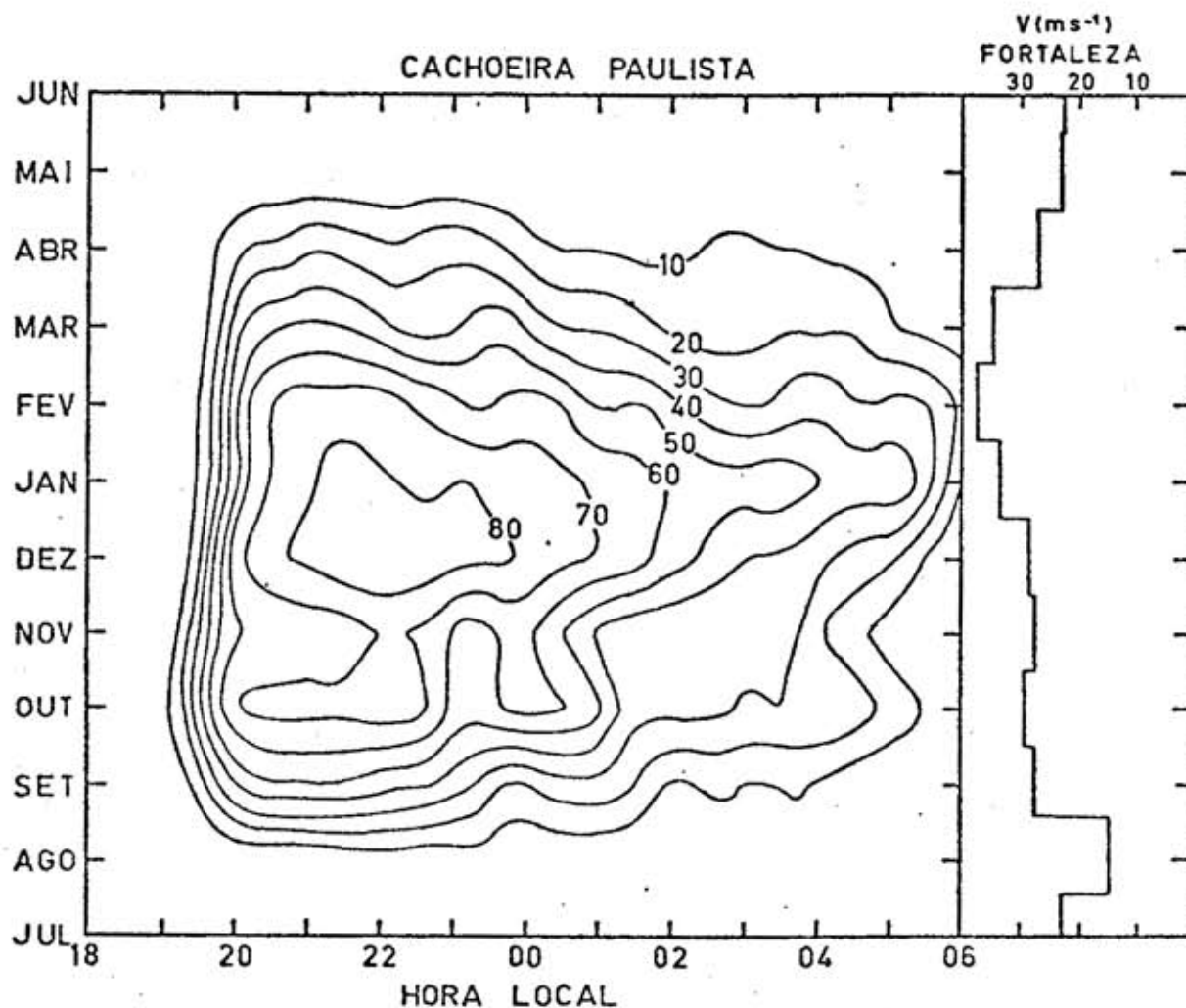


Fig. 4.7 - Isolinhas da freqüência de ocorrência do FEA em Cachoeira Paulista, como função da hora local e do mês, dadas em porcentagens.

- No lado direito mostra-se também o pico da média mensal da velocidade vertical da camada F em Fortaleza para os meses.

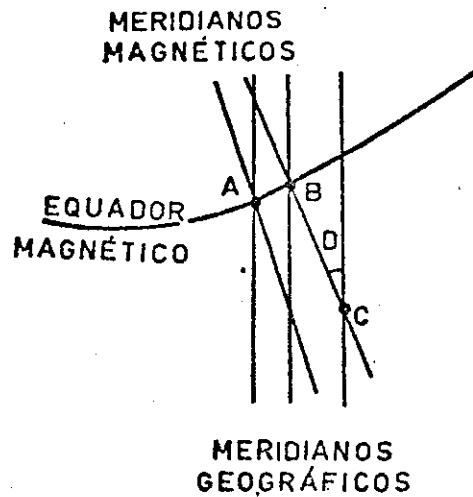


Fig. 4.8 - Configuração esquemática dos meridianos geográficos e magnéticos de Cachoeira Paulista em relação ao equador magnético.

Se a bolha já está bastante desenvolvida ela estende-se para norte e sul, ao longo da linha de campo magnético e é vista simultaneamente em B e C (Figura 4.8). Porém, devido à declinação local do campo magnético, estes dois pontos estão situados em longitudes geográficas distintas e diferem por Δt_D em tempo local. Logo, a bolha será detectada no ponto C no tempo local $t_3 = t_1 + \Delta t + \Delta t_D$.

Se o limite superior para V_ϕ é igual a 200 ms^{-1} (Aarons et alii, 1980a; Abdu et alii, 1984b), podem-se calcular as diferenças de tempo Δt correspondentes a diferentes $\Delta\phi$ como:

$$\Delta\phi \approx 4,4 \Delta t, \quad (4.2)$$

de onde se obtêm $\Delta\phi$ em graus para Δt dado em horas.

Para que uma bolha seja vista em latitudes baixas como Cachoeira Paulista, é necessário que já esteja desenvolvida no equador, até uma altura de aproximadamente 600 km. Desta forma, bolhas geradas às 18:00 horas, por exemplo, a uma longitude 9° a oeste de Cachoeira Paulista, serão vistas por volta de 20:30 horas sobre essa última localida

de ($\Delta t_D \approx 20$ minutos para Cachoeira Paulista). Bolhas geradas mais a oeste serão vistas mais tarde sobre Cachoeira Paulista. Assim, na Figura 4.7, o FEA nas primeiras horas da noite é representativo de longitudes pouco a oeste da estação; porém, à medida que o tempo aumenta, a diferença em longitude também aumenta. Em um caso extremo, bolhas geradas às 18:00 horas, 20° a oeste de Cachoeira Paulista, poderão ser vistas sobre a estação após as 23:00 horas, desde que tenham duração superior a três horas (bolhas com duração média de duas horas são mais comuns; porém têm sido observadas durações superiores a três horas, conforme Aarons et alii (1980a)).

Portanto, o FEA visto em Cachoeira Paulista, nas primeiras horas da noite, interpretado como o mapeamento de uma bolha na região equatorial, é representativo de regiões cuja declinação magnética não difere muito da de Fortaleza; logo, uma comparação entre essas duas estações é possível. Na Figura 4.7 é mostrado o pico da velocidade de deriva vertical média em Fortaleza. Vê-se que a ocorrência do FEA em Cachoeira Paulista está concentrada nos meses em que a velocidade vertical é máxima. Comparando as Figuras 4.7 e 4.4c, vê-se que em Fortaleza também há a ocorrência do FEA nos demais meses, o que leva a supor que, muito provavelmente, esse espalhamento seria devido a irregularidades que não tiveram uma velocidade vertical suficiente para atingir alturas que pudessem ser detectadas em latitudes baixas, ou seja, a geração dessas irregularidades não estaria associada ao desenvolvimento de bolhas de plasma.

Nas discussões acima usou-se uma velocidade de 200 ms^{-1} para a deriva da bolha para leste. Se a velocidade usada fosse menor, isto favoreceria ainda mais as discussões feitas, pois, as diferenças em tempo para os mesmos valores de $\Delta\phi$ seriam proporcionalmente maiores (ou para um mesmo tempo local de início da bolha em Cachoeira Paulista a diferença em $\Delta\phi$ seria menor).

Em face da boa correlação obtida entre o FEA em Cachoeira Paulista e o pico da velocidade de deriva vertical média em Fortaleza

(Figura 4.7), e que está sendo interpretado como representativo da ocorrência de bolhas de plasma, é possível agora dar uma justificativa ao comportamento distinto do FEA e deriva vertical em Huancayo, nos meses de verão (Figuras 4.4b e 4.4d). Como já foi salientado anteriormente, observa-se um mínimo secundário na deriva vertical no verão, sem um comportamento semelhante no FEA. Como a deriva vertical controla principalmente a geração de bolhas, grande parte desse espalhamento observado nos meses de verão pode também ser devido a irregularidades não-associadas a bolhas de plasma.

4.6 - ASSIMETRIAS LONGITUDINAIS NO DÍNAMO F E NA GERAÇÃO DAS IRREGULARIDADES EM FORTALEZA E HUANCAYO

Como já foi mencionado anteriormente, a deriva vertical da região F equatorial é controlada pelo campo elétrico leste-oeste através da deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. O campo elétrico, por sua vez, é controlado pelos dínamos das regiões E e F, as quais são acopladas através das linhas de campo magnético. Durante o dia, devido à alta condutividade da região E, fecha-se um circuito entre regiões E e F e linhas de campo magnético. Porém, quando a condutividade na região E diminui bastante (como ocorre à noite), o circuito é interrompido levando ao crescimento de campos elétricos de polarização produzidos pelo dínamo da região F, que é dirigido pelos ventos termosféricos (Rishbeth, 1971a, 1977). O campo elétrico de polarização da região F à noite é principalmente vertical. Porém, durante o amanhecer e o entardecer existe uma componente leste-oeste do campo elétrico, a qual é devida a variações rápidas na densidade eletrônica da região E, influenciando a geometria da corrente (Heelis et alii, 1974; Rishbeth, 1981). Desta forma, o pico da velocidade vertical da região F, em uma dada estação equatorial, depende diretamente da variação da condutividade (ou da densidade eletrônica) das regiões E, magneticamente conjugadas que pertencem ao mesmo tubo de fluxo magnético que passa pela estação. Portanto, enquanto uma das regiões E conjugadas permanecer iluminada pelo Sol, haverá um circuito se fechando entre regiões E e F. Este horário do pôr do Sol em cada uma das regiões E conjugadas tem uma variação sazonal distinta em Fortaleza e Huancayo,

ocasionada pelas declinações magnéticas bem diferentes nas duas localidades, o que acarreta a assimetria longitudinal na variação da condutividade nas duas estações.

Foram feitos cálculos da hora do pôr do Sol nas duas regiões E conjugadas pertencentes a linhas de campo que passam pela região F equatorial a uma altura de 350 km. Neste caso as duas regiões conjugadas estarão localizadas aproximadamente 12° de latitude ao norte e ao sul da estação equatorial, respectivamente. Usaram-se para esses cálculos as expressões:

$$\text{sen } x_E = \frac{R_E + h_B}{R_E + h_E}, \quad (4.3)$$

$$D = \cos^{-1} \left(\frac{\cos x_E - \text{sen } \theta_S \text{ sen } \theta_E}{\cos \theta_S \cos \theta_E} \right) - \delta, \quad (4.4)$$

onde:

R_E é o raio da Terra;

h_B é a altura da camada de ocultação;

h_E é a altura da região E;

x_E é o ângulo zenital solar ao pôr do Sol na região E;

θ_S é a declinação solar;

θ_E é a latitude geográfica de cada uma das regiões E conjugadas;

δ é a diferença, em graus de longitude, entre a estação sobre o equador magnético e um ponto na região E (função da declinação; convertido para tempo, δ é a diferença de tempo local entre a estação equatorial e cada uma das regiões E conjugadas);

D é a diferença, em graus de longitude, entre a estação sobre o equador magnético e o ponto subsolar, no instante em que ocorre o pôr do Sol em uma das camadas E conjugadas. (Esta diferença convertida para tempo fornece o horário do pôr do Sol na camada E conjugada, calculado no tempo local da estação sobre o equador magnético.)

O valor de h_p usado nos cálculos foi de 80 km, supondo que a radiação solar responsável pela ionização da região E é totalmente absorvida acima dessa altura.

Os resultados desses cálculos para Huancayo (Figura 4.9a) e Fortaleza (Figura 4.9b) são mostrados como duas linhas pontilhadas que correspondem às duas regiões E conjugadas ao norte e ao sul de cada uma das estações. Pode-se ver que, para cada estação, há dois pontos onde o pôr do Sol é simultâneo nas regiões E conjugadas, que correspondem a uma variação mais rápida da condutividade. Em Huancayo esses pontos nodais ocorrem nos equinócios (março-abril e setembro), enquanto em Fortaleza ocorrem no verão (novembro e janeiro-fevereiro). Em Huancayo, a diferença de tempo entre o pôr do Sol nas regiões conjugadas é máxima em dezembro (53 min) e um pouco menor em junho (35 min). Já em Fortaleza essa defasagem é máxima em junho (70 min), sendo bem maior que em Huancayo, o que significa uma variação mais lenta da condutividade.

Também na Figura 4.9 mostra-se, sob a forma de histogramas, o valor máximo da velocidade de deriva média mensal (V_{zp}) em cada mês, para Huancayo e Fortaleza. Pode-se observar que, para Huancayo, há uma excelente concordância entre os máximos da velocidade vertical e os pontos nodais. Porém, em dezembro, o valor de V_{zp} é maior que em junho, apesar de a defasagem entre o pôr do Sol nas estações conjugadas ser maior. Em Fortaleza, o pico da velocidade vertical média tem pouca variação no período de setembro a dezembro; aumenta em janeiro, e atinge um máximo em fevereiro. Embora não haja uma correlação perfeita entre os máximos e os pontos nodais, está claro que a velocidade é maior nos períodos em que a defasagem do pôr do Sol nas estações conjugadas é menor e vice-versa. Todos estes aspectos serão simulados pelo modelo numérico, levando em consideração as variações nas taxas do gradiente longitudinal de condutividade e o possível efeito dos ventos termosféricos.

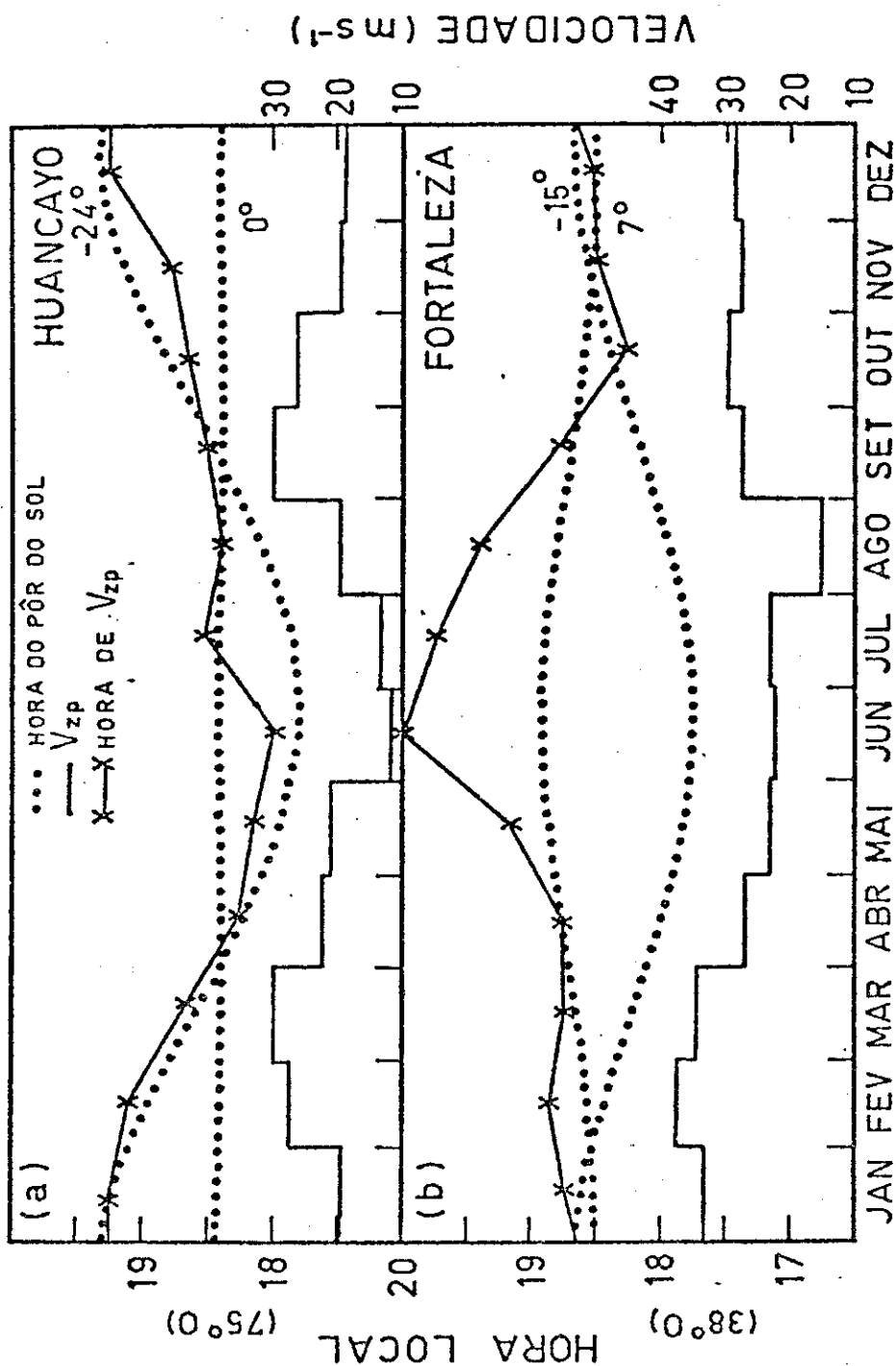


Fig. 4.9 - Variação anual do horário do pôr do Sol nas estações E conjugadas, pertencentes ao meridiano magnético que passa por Huancayo (a) ou Fortaleza (b); variação anual do horário de ocorrência do pico pré-reversão (x—x); histogramas da deriva vertical máxima do pico pré-reversão.

-Note-se que a escala de tempo está marcada no eixo da esquerda em hora local, e a escala para V_{zp} está no eixo da direita, em ms⁻¹.

Ainda na Figura 4.9 mostram-se os horários de ocorrência do pico da velocidade média em cada mês (valores marcados por x). Nota-se que esta curva tende a seguir a do horário do pôr do Sol na região E conjugada onde este ocorre mais tarde. Evidentemente esta correlação não é perfeita; ocorrem vários desvios e o mais evidente é o de junho, para Fortaleza, quando o pico da velocidade vertical média ocorre uma hora após o pôr do Sol.

A defasagem entre o horário do pôr do Sol nas duas regiões E conjugadas, diferente em cada estação do ano, e com comportamento característico em Huancayo e Fortaleza, acarretará taxas distintas na variação das condutividades. As duas regiões E estão ligadas à região F da ionosfera equatorial através de uma linha de campo magnético. Quando o *terminadouro* é paralelo a esta linha de campo, o pôr do Sol é simultâneo nas duas regiões E conjugadas (pontos nodais) e isto faz com que os dois circuitos sejam interrompidos simultaneamente. Por outro lado, enquanto uma das regiões E conjugadas permanecer iluminada pelo Sol haverá condutividade e, conseqüentemente, mesmo que um dos circuitos esteja interrompido, ocorrerá alguma descarga pelo outro lado, o que pode ser traduzido como uma variação mais lenta da condutividade. Se não houvesse tanta diferença entre as declinações magnéticas de Huancayo e Fortaleza, o comportamento relativo entre as curvas do horário do pôr do Sol nas regiões E conjugadas seria muito semelhante para as duas longitudes. Outro parâmetro que deve ser levado em consideração para tentar explicar as variações sazonais do pico pré-reversão em Huancayo e Fortaleza é o vento termosférico. As influências de diferentes taxas de variação longitudinal da condutividade da região E e de diferentes modelos de ventos termosféricos no comportamento do pico pré-reversão da deriva vertical da região F equatorial serão discutidas, com mais detalhes, baseadas no modelo numérico que será descrito no próximo capítulo.

CAPÍTULO 5

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DOS PROCESSOS ELETRODINÂMICOS DAS REGIÕES "E" E "F" DA IONOSFERA EQUATORIAL

5.1 - INTRODUÇÃO

Os dois parâmetros que exercem maior influência no comportamento do pico pré-reversão na deriva vertical da região F equatorial, responsável pela geração de irregularidades, são a taxa do gradiente longitudinal da condutividade das regiões E conjugadas e a intensidade e distribuição dos ventos neutros. O primeiro aspecto pode ser estudado baseado no conhecimento da variação das condutividades ao lado de uma análise de deriva vertical e de ocorrência de irregularidades nas duas estações, Fortaleza e Huancayo, conforme foi visto no capítulo anterior. Por outro lado, a verificação experimental da influência dos ventos não é tão simples devido à ausência de medidas que possibilitem tais comparações. A simulação numérica dos processos eletrodinâmicos que será apresentada a seguir permitirá uma avaliação detalhada da importância relativa destes dois aspectos.

5.2 - EQUAÇÕES BÁSICAS

O modelo teórico usado para simular o acoplamento eletrodinâmico das regiões E e F e calcular as derivas da ionosfera equatorial será o mesmo desenvolvido por Heelis et alii (1974) e descrito na Seção 3.3 deste trabalho. As equações a serem resolvidas serão reproduzidas a seguir.

A equação que calcula a componente leste-oeste, U_{ϕ} , do vento neutro é dada por:

$$\left(1 + \frac{U_\phi}{\Omega}\right) \frac{\partial U_\phi}{\partial t} = -\frac{1}{\rho r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \phi} + \frac{Nv}{n(0)} (V_{i\phi} - U_\phi) + \frac{\mu}{\rho r^2 \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \sin \theta \frac{\partial U_\phi}{\partial r} \right] - \frac{U_\phi}{\sin \theta} \right\}, \quad (5.1)$$

que é uma equação diferencial parcial não-linear. Os coeficientes da Equação 5.1, com exceção de dois deles, são conhecidos mediante o uso de modelos atmosféricos apropriados. O coeficiente não-linear $(1+U_\phi/\Omega)$, que depende da solução da própria equação, e o coeficiente que envolve a velocidade zonal do plasma ionosférico, $V_{i\phi}$, que é também uma incógnita a ser calculada, são inicialmente desconhecidos.

As derivas vertical (V_{in}) e zonal ($V_{i\phi}$) do plasma ionosférico podem ser calculadas usando as expressões:

$$\left[1 + \left(\frac{v}{\omega}\right)^2\right] V_{in} = \frac{v}{\omega} U_\phi + \frac{v}{\omega} \frac{E_n}{B} + \frac{E_\phi}{B}, \quad (5.2)$$

$$\left[1 + \left(\frac{v}{\omega}\right)^2\right] V_{i\phi} = \left(\frac{v}{\omega}\right)^2 U_\phi + \frac{v}{\omega} \frac{E_\phi}{B} - \frac{E_n}{B}, \quad (5.3)$$

desde que U_ϕ e os campos elétricos na região F, E_n e E_ϕ , sejam conhecidos. Calculadas as derivas podem-se obter as componentes da corrente perpendicular à linha de campo magnético:

$$j_\phi = Ne \frac{v}{\omega} V_{in}, \quad (5.4)$$

$$j_n = Ne \frac{v}{\omega} (U_\phi - V_{i\phi}), \quad (5.5)$$

e, a seguir, resolver a integração numérica que fornece a corrente alinhada à linha de campo, na base da região F:

$$j_{\parallel} = \frac{\Delta}{r^3} \int \frac{r^3}{\Delta} \left[\frac{\partial j_n}{\partial n} + j_n \nabla \cdot \hat{n} \right] ds, \quad (5.6)$$

onde a integração estende-se desde a base da região F até o equador. Esta corrente, por sua vez, está interligada à região E através da equação do potencial eletrostático ψ , dada por:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r_E} \operatorname{sen} \theta \Sigma_{\theta\theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r_E} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (\operatorname{sen} \theta \Sigma_{\theta\theta}) - \frac{\partial}{\partial \phi} \Sigma_{\theta\phi} \right\} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + \\ & \frac{1}{r_E} \frac{\Sigma_{\phi\phi}}{\operatorname{sen} \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + \frac{1}{r_E} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} \Sigma_{\theta\phi} + \frac{1}{\operatorname{sen} \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \Sigma_{\phi\phi} \right\} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} = \\ & r_E \operatorname{sen} \theta j_{\parallel} \operatorname{sen} I + \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ B \operatorname{sen} I \operatorname{sen} \theta (\Sigma_{\theta\phi} U_{\theta}^E - \Sigma_{\theta\theta} U_{\phi}^E) \right\} + \\ & \frac{\partial}{\partial \phi} \left\{ B \operatorname{sen} I (\Sigma_{\theta\phi} U_{\phi}^E + \Sigma_{\phi\phi} U_{\theta}^E) \right\}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

que é uma equação diferencial parcial de 2ª ordem nas variáveis θ e ϕ . Mediante o uso de modelos apropriados para a condutividade, todos os coeficientes da Equação 5.7 tornam-se conhecidos, exceto a parte que envolve a corrente paralela (j_{\parallel}) e que depende da solução da Equação 5.6. Uma vez obtido o potencial eletrostático, ψ , pode-se obter o campo elétrico em qualquer ponto da região F usando as expressões:

$$E_n = \frac{\Delta \operatorname{sen}^3 \theta^*}{r^* \Delta^* \operatorname{sen} I^* \operatorname{sen}^3 \theta} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)^*, \quad (5.8)$$

$$E_{\phi} = - \frac{1}{r^* \operatorname{sen} \theta} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \phi} \right)^*, \quad (5.9)$$

onde o asterisco (*) significa que os valores são tomados no ponto onde a linha de campo magnético entra na região E. Desta forma, fecha-se o sistema de nove equações (Equações 5.1 a 5.9) e nove incógnitas (U_ϕ , V_{in} , $V_{i\phi}$, E_n , E_ϕ , j_n , j_ϕ , $j_{||}$, ψ). Por estarem as equações interligadas, optou-se por uma solução iterativa, conforme esquematizado no diagrama de blocos da Figura 5.1. Inicia-se o processo com $j_{||} = 0$. Desta maneira resolve-se a Equação 5.7 para $\psi(\theta, \phi)$. O potencial eletrostático é então derivado numericamente para fornecer os campos elétricos $E_n(r, \theta, \phi)$ e $E_\phi(r, \theta, \phi)$ através das Equações (5.8) e (5.9). Portanto, $V_{i\phi}$ (Equação 5.3) pode ser introduzido na Equação 5.1, que é resolvida para o vento neutro $U_\phi(r, \theta, \phi)$, calculam-se os valores de V_{in} , $V_{i\phi}$, j_n e j_ϕ e, finalmente, resolve-se a Equação 5.6 que fornece um valor modificado para $j_{||}$, que realimenta a Equação 5.7, e o processo todo é repetido. Ao final de cada iteração (i), os valores obtidos são comparados com os resultados da iteração anterior e o processo termina quando se atinge um regime permanente, o que geralmente é conseguido em três ciclos. O tempo médio de processamento para cada ciclo completo é de aproximadamente 120 minutos no computador Burroughs B6800 e 30 minutos no CDC Cyber 170/750.

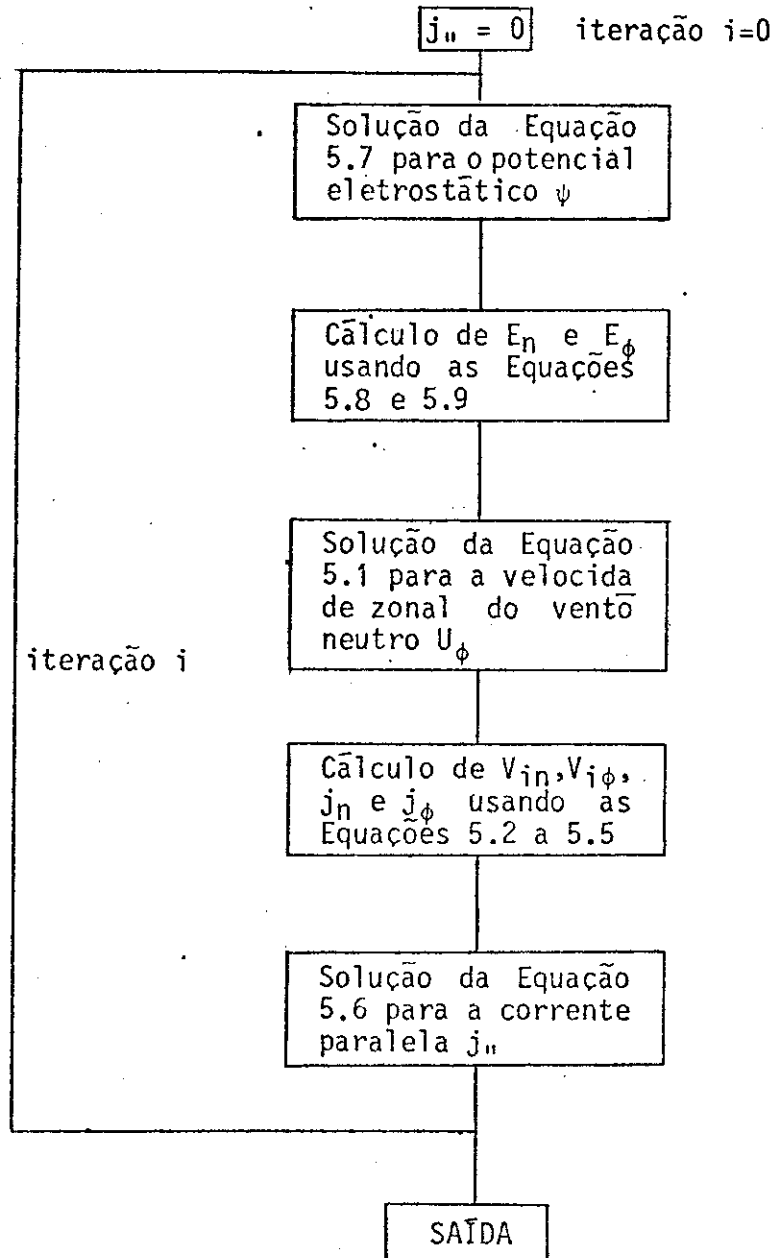


Fig. 5.1 - Representação esquemática do processo iterativo usado para resolver o sistema de equações.

5.3 - SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DA REGIÃO F

5.3.1 - A EQUAÇÃO DO VENTO NEUTRO

A Equação 5.1 é uma equação parabólica, não-linear, que pode ser escrita na forma:

$$A \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + B \frac{\partial U}{\partial r} + CU + D, \quad 0 \leq t \leq T; \quad r_0 \leq r \leq r_j, \quad (5.10)$$

sujeita às condições de contorno:

$$U(r,0) = U(r,T), \quad (5.11)$$

$$U(r_0,t) = 0, \quad (5.12a)$$

$$\left. \frac{\partial U(r,t)}{\partial r} \right|_{r=r_j} = 0, \quad (5.12b)$$

onde:

$$A \equiv A(r,t,U) = \frac{\rho}{\mu} \left[1 + \frac{U}{\Omega} \right], \quad (5.13)$$

$$B \equiv B(r) = \frac{2}{r}, \quad (5.14)$$

$$C \equiv C(r,t) = - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} - \frac{\rho N v}{\mu n(0)} \frac{1}{1 + (v/\omega)^2}, \quad (5.15)$$

$$D \equiv D(r,t) = \frac{\rho N v}{\mu n(0)} \frac{(v/\omega) E_\phi - E_n}{B[1 + (v/\omega)^2]} - \frac{1}{\mu r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \phi}. \quad (5.16)$$

A Figura 5.2 mostra a grade usada para discretizar a Equação 5.10. O índice n varia desde 0 até N e corresponde à variável t , cujo incremento é Δt ; o índice j varia desde 0 até J e corresponde à variável r , cujo incremento é Δr .

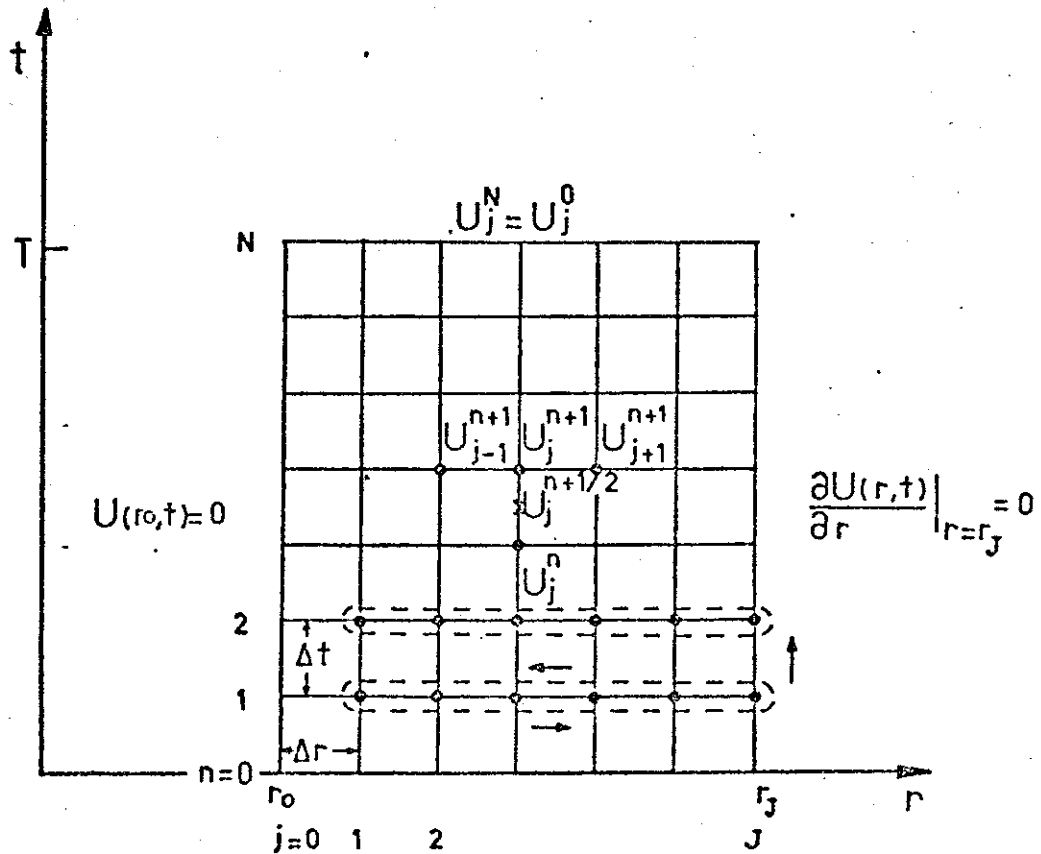


Fig. 5.2 - Grade usada para resolver a equação parabólica.

Dessa forma, U_j^n é o valor da função $U(r,t)$, calculada no ponto $(r_0 + j\Delta r, n\Delta t)$. Qualquer variável denotada por $X_j^{n+1/2}$ é igual à média aritmética do valor da variável nos pontos $(r_0 + j\Delta r, n\Delta t)$ e $(r_0 + j\Delta r, (n+1)\Delta t)$, ou seja:

$$X_j^{n+1/2} = \frac{X_j^{n+1} + X_j^n}{2}. \quad (5.17)$$

Usaram-se diferenças finitas centrais para discretizar na variável r , o que resultou em:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial r}\right)_j^n = \frac{U_{j+1}^n - U_{j-1}^n}{2\Delta r}, \quad (5.18)$$

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}\right)_j^n = \frac{U_{j+1}^n - 2U_j^n + U_{j-1}^n}{(\Delta r)^2}. \quad (5.19)$$

Para discretizar na variável t usou-se o esquema trapezoidal, de Crank-Nicolson, onde a expressão $\partial U(r,t)/\partial t = X(r,t)$ é aproximada por:

$$\frac{U_j^{n+1} - U_j^n}{\Delta t} = X_j^{n+1/2}. \quad (5.20)$$

Substituindo as Equações 5.17 a 5.20 em 5.10 obtêm-se:

$$A_j^{n+1/2} U_{j+1}^{n+1} + B_j^{n+1/2} U_j^{n+1} + C_j^{n+1/2} U_{j-1}^{n+1} = D_j^{n+1}, \quad (5.21)$$

$$0 < j < J ; 0 \leq n < N ,$$

onde:

$$A_j^{n+1/2} = \frac{1}{2(\Delta r)^2} + \frac{B_j^{n+1/2}}{4\Delta r}, \quad (5.22)$$

$$B_j^{n+1/2} = \frac{C_j^{n+1/2}}{2} - \frac{A_j^{n+1/2}}{\Delta t} - \frac{1}{(\Delta r)^2}, \quad (5.23)$$

$$C_j^{n+1/2} = \frac{1}{2(\Delta r)^2} - \frac{B_j^{n+1/2}}{4\Delta r}, \quad (5.24)$$

$$D_j^{n+1} = -A_j^{n+1/2} U_{j+1}^n - B_j^{n+1/2} U_j^n - C_j^{n+1/2} U_{j-1}^n - D_j^{n+1/2}. \quad (5.25)$$

Supondo que a solução da Equação 5.10 no instante inicial ($t=0$ ou $n=0$) seja conhecida, o coeficiente D_j^0 também é conhecido e o sistema de Equações 5.21, para cada valor de n , transforma-se em um sistema tridiagonal com $J-1$ equações e $J-1$ incógnitas. Um algoritmo simples e extremamente rápido para resolver tais sistemas será descrito a seguir, seguindo a formulação dada por Potter (1973).

Para um valor fixo de n , quer-se resolver o Sistema 5.21 para as variáveis U_j . Procura-se uma solução recursiva de forma que, dado o valor de U_j no ponto j , pode-se obter o valor de U_{j+1} no ponto $j+1$ ou vice-versa. Dessa forma, procuram-se variáveis intermediárias α_j e β_j que satisfaçam

$$U_j = \alpha_j U_{j+1} + \beta_j, \quad (5.26)$$

e que obedecem às mesmas condições de contorno da Equação 5.21; logo, para $U_0 = 0$ e U_1 arbitrário, obtêm-se:

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= 0, \\ \beta_0 &= 0. \end{aligned} \quad (5.27)$$

Se o algoritmo é consistente ele deve ser válido para qualquer valor de j ; logo, substituindo U_{j-1} na Equação 5.21 pelo seu valor obtido a partir da Equação 5.26, obtêm-se

$$U_j = \frac{D_j^1 - C_j^1 \beta_{j-1}}{B_j^1 + C_j^1 \alpha_{j-1}} - \frac{A_j^1}{B_j^1 + C_j^1 \alpha_{j-1}} U_{j+1}. \quad (5.28)$$

Comparando as Equações 5.26 e 5.28 tem-se que:

$$\alpha_j = \frac{-A_j}{B_j + C_j \alpha_{j-1}} \quad j = 1, 2, \dots, J-1$$
$$\beta_j = \frac{D_j - C_j \beta_{j-1}}{B_j + C_j \alpha_{j-1}} \quad j = 1, 2, \dots, J-1$$

(5.29)

A segunda condição de contorno pode ser usada para iniciar a solução da Equação 5.26. Assim, fazendo $U_J = U_{J-1}$ tem-se:

$$U_J = U_{J-1} = \frac{\beta_{J-1}}{1 - \alpha_{J-1}}.$$

(5.30)

As Equações 5.29 e 5.26 definem um sistema duplamente recursivo para obter a solução de sistemas tridiagonais. Iniciando com $j=1$ e com α_0 e β_0 dados pelas Equações 5.27, avança-se para a direita na grade (Figura 5.2) até $j=J$ e, após cada passo, os valores α_j e β_j são calculados pelas Equações 5.29. Uma vez obtidos os valores de α_j e β_j e sendo U_j e U_{j-1} conhecidos pela Equação 5.30, a grade é novamente varrida, agora para a esquerda, começando em $J-2$ até $j=1$, e os valores de U_j , em cada ponto, são calculados através da Equação 5.26. Desta forma obtêm-se todos os valores de uma determinada linha da grade e pode-se avançar Δt em tempo para calcular os valores na linha seguinte.

Este processo supõe que a solução inicial $U(r,0)$ seja conhecida. Como isto não se aplica ao presente caso, a solução do problema é encontrada por um processo iterativo. Inicia-se com $U(r,0) = 0$ e marcha-se em tempo até atingir um regime permanente. Como foi dito anteriormente, o método é muito rápido e observou-se que para o segundo e o terceiro dia os resultados eram quase idênticos.

O problema da não-linearidade da Equação 5.10 foi tratado da seguinte forma. Para cada instante de tempo $(n+1)\Delta t$, os coeficientes A , B , C e D devem ser calculados nos pontos $(r_0 + j\Delta r, (n+1/2)\Delta t)$, $j = 1,$

2, ..., J. Isto é possível para todos os coeficientes, exceto para A que é função da incógnita do problema $U(A=f(U))$, que ainda não é conhecida naquele instante, mas somente no anterior $n\Delta t$. Assim, no cálculo do coeficiente A usa-se o valor de U obtido no instante de tempo anterior, ou seja:

$$A_j^{n+1/2} = f(U_j^n). \quad (5.31)$$

Desta forma, quando se marcha em tempo a fim de obter um regime permanente, os coeficientes $A_j^{n+1/2}$ têm de ser sempre atualizados em função dos novos valores de U_j^n , enquanto os coeficientes B, C e D permanecem os mesmos do dia anterior para o mesmo ponto.

Os espaçamentos de grade usados na solução da Equação 5.10 foram $\Delta\phi = 5^\circ$ para $0 \leq \phi < 360^\circ$ (ou $\Delta t = 20$ min para $0 \leq t < 24:00$ horas) e $\Delta r = 10$ km entre 150 e 500 km, o que dá origem a uma grade de 73 x 36 pontos. A condição de contorno de periodicidade em ϕ (Equação 5.11) é compatível com a suposição de equivalência entre longitude e tempo local feita para obter a Equação 5.1. As condições de contorno impostas para resolver a equação diferencial supõem vento neutro nulo à altura de 150 km (Equação 5.12a) e vento que tende para um valor constante em 500 km (Equação 5.12b). A solução da Equação 5.10, sujeita às condições de contorno 5.11, 5.12a e 5.12b, foi encontrada em todos os pontos da grade (Figura 5.2). O cálculo foi repetido variando a colatitude θ , com $\Delta\theta = 0,25^\circ$ para $68^\circ < \theta < 90^\circ$ e $\Delta\theta = 2^\circ$ para $0 < \theta < 68^\circ$, o que resultou em uma matriz tridimensional para $U(r, \theta, t)$.

5.3.2 - A EQUAÇÃO DA CORRENTE PARALELA

Para resolver a Equação 5.6 e encontrar a corrente paralela à linha de campo magnético na base da região F, considera-se o campo magnético terrestre como o campo de um dipolo, com equação das linhas dada por:

$$r = r_0 \sin^2 \theta, \quad (5.32)$$

onde r e θ são as coordenadas polares (r medido a partir do centro do dipolo e θ a partir do eixo apontando para o pólo norte magnético) e r_0 é a distância medida a partir do centro do dipolo até o ponto onde a linha de campo cruza o equador (Figura 5.3).

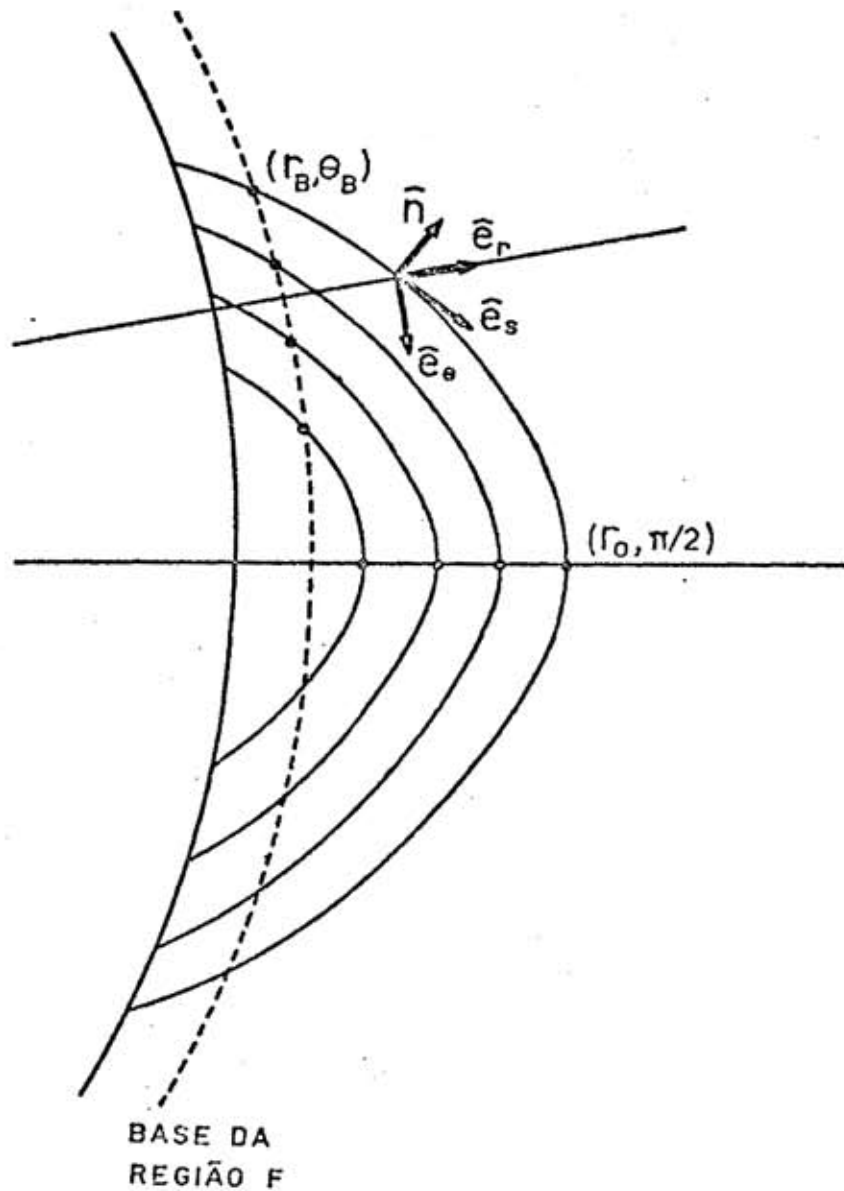


Fig. 5.3 - Representação esquemática das linhas do campo magnético de dipolo no plano $\phi = \text{constante}$.

Portanto, o integrando da Equação 5.6 pode ser mudado do sistema de coordenadas de dipolo (versores \hat{s} e \hat{n}) para o sistema de coordenadas polares (versores \hat{e}_r e \hat{e}_θ), o que resulta em:

$$j_n = \frac{\Delta}{r^3} \int_{\theta_B}^{\pi/2} \frac{r^4}{\text{sen } \theta} \left[\cos I \frac{\partial j_n}{\partial r} - \frac{\text{sen } I}{r} \frac{\partial j_n}{\partial \theta} + \frac{4(1 - 3\cos^4 \theta)}{r \text{ sen } \theta \Delta^3} j_n \right] d\theta, \quad (5.33)$$

onde:

θ_B é o ângulo onde a linha de campo atravessa a base da região F;
 I é o ângulo de inclinação magnética e

$$\text{sen } I = \frac{2 \cos \theta}{\Delta}, \quad (5.34)$$

$$\cos I = \frac{\text{sen } \theta}{\Delta} \quad (5.35)$$

e

$$\Delta = \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}. \quad (5.36)$$

Agora a Equação 5.33 é integrada numericamente em θ , ao longo de cada linha de campo ($0 < \theta_B < \pi/2$), para cada longitude ($0 < \phi \leq 2\pi$). Logo, para cada par (θ_B, ϕ) faz-se a varredura da grade em θ , desde θ_B até $\pi/2$ e, usando a Equação 5.32, determinam-se os valores correspondentes de r , ao longo da linha de campo magnético. Os pontos (r, θ) assim determinados não necessariamente coincidirão com os nós da grade onde o integrando é conhecido. O integrando é então determinado no ponto de interesse mediante interpolação linear, a qual se mostra

eficiente, uma vez que a grade já é suficientemente fina para evitar variações pronunciadas entre dois nós vizinhos (veja-se também Heelis, 1971).

Finalmente, para calcular a integração numérica usou-se a primeira e a segunda regra de Simpson ou a regra trapezoidal (veja-se, por exemplo, Carnahan et alii, 1969). A segunda regra de Simpson só se aplica a um número de intervalos múltiplo de 3. A primeira regra de Simpson aplica-se a um número par de intervalos e a regra trapezoidal, a qualquer número de intervalos. Assim, sendo N o número de intervalos em $\Delta\theta$ ($N+1$ pontos onde o integrando é conhecido) e sendo n o maior inteiro tal que $3n \leq N$, usou-se a segunda regra de Simpson para integrar até o ponto $3n+1$. A parte restante, quando havia, era integrada usando a primeira regra de Simpson, se $N-3n = 2$, ou usando a regra trapezoidal, se $N-3n = 1$.

O passo $\Delta\theta$ usado na integração foi $0,25^\circ$ para $68^\circ < \theta < 90^\circ$ e 2° para $0^\circ < \theta < 68^\circ$. Na prática observou-se que as correntes são desprezíveis para $\theta \leq 68^\circ$ porque o integrando da Equação 5.33 decresce acentuadamente. Além do mais, não há contribuição significativa para a corrente paralela vinda de pontos da grade situados acima de 1000 km de altura.

5.4 - SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DA REGIÃO E

A Equação 5.7, cuja solução fornece o potencial eletrostático da região E, é uma equação elíptica e pode ser escrita na forma:

$$A(\theta, \phi) \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + C(\theta, \phi) \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + D(\theta, \phi) \frac{\partial \psi}{\partial \theta} + E(\theta, \phi) \frac{\partial \psi}{\partial \phi} = G(\theta, \phi), \quad (5.37)$$

$$0 \leq \theta \leq \pi/2; \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi,$$

sujeita às condições de contorno:

$$\psi(\theta, 0) = \psi(\theta, 2\pi), \quad (5.38)$$

$$\psi(0, \phi) = 0, \quad (5.39)$$

$$\left. \frac{\partial \psi(\theta, \phi)}{\partial \theta} \right|_{\theta = \pi/2} = 0, \quad (5.40)$$

e onde:

$$A(\theta, \phi) = \frac{1}{r_E} \text{sen } \theta \Sigma_{\theta\theta} \quad (5.41)$$

$$C(\theta, \phi) = \frac{1}{r_E} \frac{\Sigma_{\phi\phi}}{\text{sen } \theta}, \quad (5.42)$$

$$D(\theta, \phi) = \frac{1}{r_E} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (\text{sen } \theta \Sigma_{\theta\theta}) - \frac{\partial}{\partial \phi} \Sigma_{\theta\phi} \right\}, \quad (5.43)$$

$$E(\theta, \phi) = \frac{1}{r_E} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} \Sigma_{\theta\phi} + \frac{1}{\text{sen } \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \Sigma_{\phi\phi} \right\}, \quad (5.44)$$

$$G(\theta, \phi) = r_E \text{sen } \theta j_{11} \text{sen } I + \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ B \text{sen } I \text{sen } \theta (\Sigma_{\theta\phi} U_{\theta}^E - \Sigma_{\theta\theta} U_{\phi}^E) \right\} + \\ + \frac{\partial}{\partial \phi} \left\{ B \text{sen } I (\Sigma_{\theta\phi} U_{\phi}^E + \Sigma_{\phi\phi} U_{\theta}^E) \right\}. \quad (5.45)$$

A Figura 5.4 mostra a grade usada para discretizar a Equação 5.37. O índice i varia desde 1 até I e corresponde à variável θ . O índice j varia desde 1 até J e corresponde à variável ϕ , cujo incremento é $\Delta\phi$. Os coeficientes da Equação 5.7 sofrem grandes variações latitudinais em uma pequena região próxima ao equador. Nas demais regiões sua variação é bem menor. Por este motivo optou-se pelo uso de uma grade com incremento variável na direção θ , dado por $\Delta\theta_j$. O incremento $\Delta\theta_j$ é menor próximo ao equador e vai aumentando à medida que se caminha em direção aos pólos. Esse processo diminui os erros introduzidos pela discretização da equação, sem aumentar desnecessariamente o número de pontos da grade.

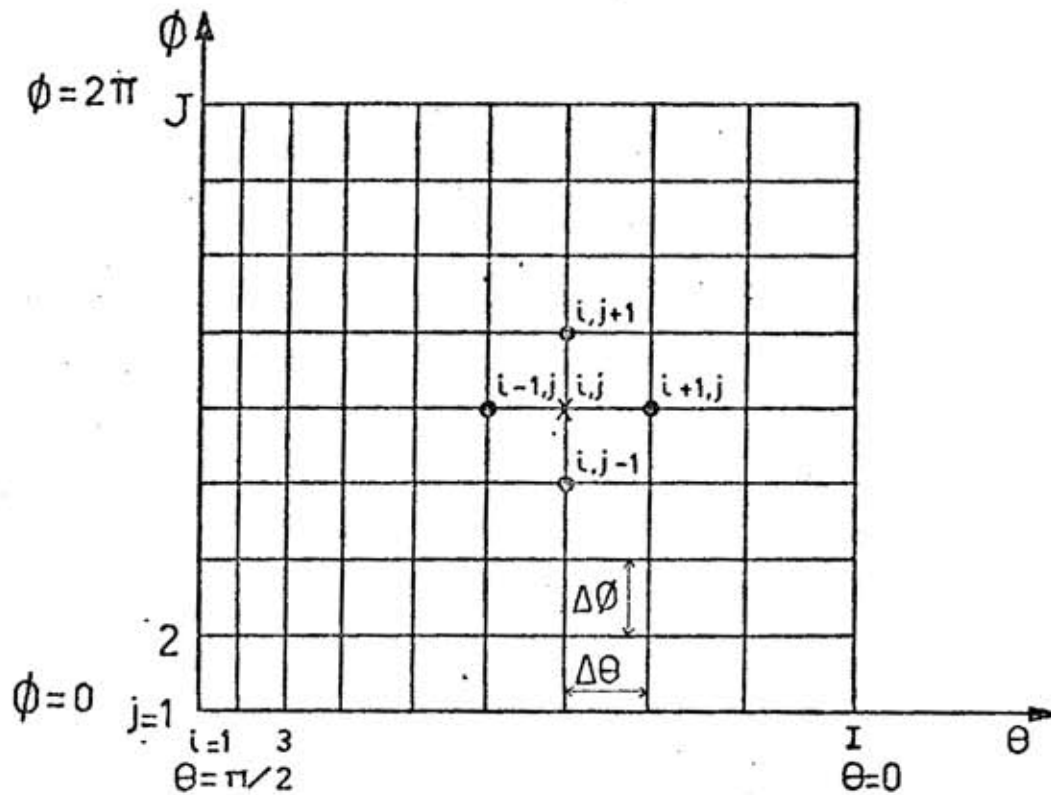


Fig. 5.4 - Grade usada para resolver a equação elíptica.

Usaram-se diferenças finitas centrais para discretizar nas variáveis θ e ϕ . O tratamento usado para encontrar as expressões de diferenças finitas centrais com incremento variável é detalhado no Apêndice A. Pode-se observar na Figura 5.4 que a indexação na variável θ começou no equador ($\theta=\pi/2$); logo, valores crescentes de i correspondem a valores decrescentes de θ , de forma que:

$$\theta_{i+1} = \theta_i - \Delta\theta_i . \quad (5.46)$$

As derivadas parciais da função ψ podem então ser aproximadas por:

$$\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2}\right)_{i,j} = \frac{2\Delta\theta_{i-1}\psi_{i+1,j} - 2(\Delta\theta_i + \Delta\theta_{i-1})\psi_{i,j} + 2\Delta\theta_i\psi_{i-1,j}}{\Delta\theta_i \Delta\theta_{i-1} (\Delta\theta_i + \Delta\theta_{i-1})}, \quad (5.47)$$

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta}\right)_{i,j} = \frac{-(\Delta\theta_{i-1})^2\psi_{i+1,j} - [(\Delta\theta_i)^2 - (\Delta\theta_{i-1})^2]\psi_{i,j} + (\Delta\theta_i)^2\psi_{i-1,j}}{\Delta\theta_i \Delta\theta_{i-1} (\Delta\theta_i + \Delta\theta_{i-1})}, \quad (5.48)$$

$$\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2}\right)_{i,j} = \frac{\psi_{i,j+1} - 2\psi_{i,j} + \psi_{i,j-1}}{(\Delta\phi)^2}, \quad (5.49)$$

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial \phi}\right)_{i,j} = \frac{\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j-1}}{2\Delta\phi}. \quad (5.50)$$

Antes de substituir as Equações 5.47 a 5.50 na Equação 5.37, convém discretizar as condições de contorno. Assim, as condições dadas pelas Equações 5.38 e 5.39 podem ser representadas respectivamente por:

$$\psi_{i,j} = \psi_{i,1}, \quad \forall i, \quad (5.51)$$

$$\psi_{1,j} = 0, \quad \forall j. \quad (5.52)$$

Já a condição dada pela Equação 5.40 $(\partial\psi/\partial\theta)_{1,j} = 0$ será tratada expandindo a função $\psi(\theta_2, \phi) \equiv \psi_{2,j}$, em torno de seu valor no ponto (θ_1, ϕ) , ou seja:

$$\psi_{2,j} \equiv \psi(\theta_1 - \Delta\theta_1, \phi) = \psi_{1,j} - \Delta\theta_1 \left(\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\right)_{1,j} + \frac{(\Delta\theta_1)^2}{2} \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2}\right)_{1,j} - \dots \quad (5.53)$$

o que resulta em:

$$\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2}\right)_{1,j} \approx \frac{2}{(\Delta\theta_1)^2} (\psi_{2,j} - \psi_{1,j}), \quad \forall j. \quad (5.54)$$

Substituindo as Equações 5.47 a 5.50 na Equação Diferencial Parcial 5.37 e usando as condições de contorno discretas, dadas pelas Equações 5.51, 5.52 e 5.54, obtêm-se

$$\begin{aligned} \psi_{i,j} = & A'_{i,j} \psi_{i+1,j} + C'_{i,j} \psi_{i,j+1} + D'_{i,j} \psi_{i-1,j} + \\ & + E'_{i,j} \psi_{i,j-1} - G'_{i,j} \quad \begin{array}{l} i = 1, 2, \dots, I-1 \\ j = 2, 3, \dots, J \end{array} \end{aligned} \quad (5.55)$$

onde:

$$A'_{ij} = \begin{cases} \frac{2A_{ij}}{(\Delta\theta_j)^2} / B_{ij} & i = 1 \\ \frac{2A_{ij} - \Delta\theta_{i-1} D_{ij}}{\Delta\theta_i (\Delta\theta_i + \Delta\theta_{i-1})} / B_{ij} & i = 2, 3, \dots, I-1 \end{cases} \quad (5.56)$$

$$C'_{ij} = \left(\frac{C_{ij}}{(\Delta\phi)^2} + \frac{E_{ij}}{2\Delta\phi} \right) / B_{ij} \quad i = 1, 2, \dots, I-1 \quad (5.57)$$

$$D'_{ij} = \begin{cases} 0 & i = 1 \\ \frac{2A_{ij} + \Delta\theta_i D_{ij}}{\Delta\theta_{i-1} (\Delta\theta_i + \Delta\theta_{i-1})} / B_{ij} & i = 2, 3, \dots, I-1 \end{cases} \quad (5.58)$$

$$E'_{ij} = \left(\frac{C_{ij}}{(\Delta\phi)^2} - \frac{E_{ij}}{2\Delta\phi} \right) / B_{ij} \quad i = 1, 2, \dots, I-1 \quad (5.59)$$

$$G'_{ij} = G_{ij} / B_{ij} \quad i = 1, 2, \dots, I-1 \quad (5.60)$$

e

$$B_{ij} = \begin{cases} \frac{2A_{ij}}{(\Delta\theta_i)^2} + \frac{2C_{ij}}{(\Delta\phi)^2} & i = 1 \\ \frac{2A_{ij} + (\Delta\theta_i - \Delta\theta_{i-1}) D_{ij}}{\Delta\theta_i \Delta\theta_{i-1}} + \frac{2C_{ij}}{(\Delta\phi)^2} & i = 2, 3, \dots, I-1 \end{cases} \quad (5.61)$$

com $j = 2, 3, \dots, J$.

Tendo em mente a condição de contorno de periodicidade da pela Equação 5.38, deve-se lembrar que, na Equação 5.55, quando $j=J$, $\psi_{i,j+1} \equiv \psi_{i,2}$.

Dessa forma, a Equação 5.55 constitui, na verdade, um sistema de $(I-1) \times (J-1)$ equações algébricas lineares, com um igual número de incógnitas. Quando o número de pontos da grade é grande, a matriz dos coeficientes que resulta do sistema de equações lineares possui muitos elementos; porém é uma matriz esparsa, com um grande número de elementos nulos. Para resolver sistemas de equações lineares com matrizes deste tipo é preferível usar métodos iterativos do que métodos diretos tais como o de Gauss. Com o método iterativo seleciona-se uma aproximação inicial $\psi(0)$, para a solução verdadeira $\bar{\psi}$, e determina-se uma sequência $\psi(1), \psi(2), \dots$, seguindo algum algoritmo. Sob condições convenientes, a sequência $\psi_\lambda(1), \psi_\lambda(2), \dots$ converge para $\bar{\psi}_\lambda$, para todo λ (discussões sobre estabilidade e convergência podem ser encontradas, por exemplo, em Young, 1962, 1971).

Para encontrar a solução da Equação 5.55 nos pontos da grade mostrada na Figura 5.4, seguiu-se o procedimento descrito a seguir. Supôs-se uma solução inicial $\psi(0) = 0$ em todos os pontos da grade. Depois a grade é varrida variando primeiro o índice i , ou seja, para cada valor do índice j , i varia desde 1 até $I-1$. Na n -ésima iteração o sistema de equações é dado por:

$$\psi_{ij}^{(n)} = A'_{ij} \psi_{i+1,j}^{(n-1)} + C'_{ij} \psi_{i,j+1}^{(n-1)} + D'_{ij} \psi_{i-1,j}^{(n)} + E'_{i,j} \psi_{i,j-1}^{(n)} - G'_{i,j} \quad \begin{matrix} i = 1, 2, \dots, I-1 \\ j = 2, 3, \dots, J \end{matrix} \quad (5.62)$$

onde os valores com o índice (n-1) correspondem àqueles encontrados na iteração anterior.

Os métodos iterativos como o acima descrito às vezes convergem muito lentamente, o que torna necessário o uso de fatores de relaxação que aceleram a convergência. Um esquema bastante simples é o da relaxação sucessiva (SOR - successive over-relaxation), cujos detalhes podem ser encontrados, por exemplo, em Young (1962, 1971) e Young e Gregory (1973). Este método consiste em melhorar o valor encontrado para $\psi_{ij}^{(n)}$, na n-ésima iteração, dado pela Equação 5.62, da seguinte forma. Após cada passo, encontrado o valor provisório para $\psi_{i,j}$, aqui de notado por $\psi_{ij}^{(n)*}$, e antes de incrementar os índices para prosseguir nos cálculos, este valor é melhorado usando um fator de relaxação, ω , mediante o algoritmo:

$$\psi_{ij}^{(n)} = \omega \psi_{ij}^{(n)*} + (1-\omega) \psi_{ij}^{(n-1)}, \quad (5.63)$$

e este novo valor $\psi_{ij}^{(n)}$ será usado nos cálculos dos termos seguintes. O fator de relaxação ω deve estar no intervalo [1, 2). Se $\omega=1$, obtém-se a Equação 5.62 que é conhecida como o método iterativo de Gauss-Seidel.

Os espaçamentos de grade usados na direção θ para resolver a Equação 5.39 foram $\Delta\theta = 0,5^\circ$ para $87^\circ < \theta \leq 90^\circ$; $\Delta\theta = 1^\circ$ para $86^\circ < \theta < 87^\circ$; e $\Delta\theta = 2^\circ$ para $0^\circ < \theta < 86^\circ$. Na direção ϕ usou-se o espaçamento de grade constante, $\Delta\phi = 5^\circ$, para $0^\circ \leq \phi < 360^\circ$, resultando em uma grade de 51 x 73 pontos.

Aqui, novamente foi usada a condição de contorno de periodicidade em ϕ (Equação 5.38). A solução da Equação 5.37 para ψ resulta também no conhecimento do campo eletrostático gerado na região E, dado por $\vec{E}^* = -\nabla\psi$. Seja $\psi(\theta, \phi)$ uma solução da Equação 5.37 e C uma constante qualquer. Então $\psi(\theta, \phi) + C$ também é solução da mesma equação. Além do mais, o campo eletrostático derivado de ψ será o mesmo se derivado de $\psi+C$. Portanto, qualquer constante fixa pode ser usada para ψ em um contorno conveniente. Usou-se, nos cálculos, a condição de contorno dada pela Equação 5.39 que impõe $\psi=0$ nos pólos. A condição de contorno dada pela Equação 5.40 supõe que a distribuição do potencial eletrostático seja simétrica em relação ao equador. Isto simplifica os cálculos que ficam restritos a apenas um hemisfério, porém restringe os fenômenos a serem estudados, causados pela assimetria do campo magnético. Estes problemas serão contornados, uma vez que a assimetria será levada em consideração através dos modelos de condutividade, como será descrito na próxima seção.

A solução da Equação 5.37, sujeita às condições de contorno 5.38, 5.39 e 5.40, foi encontrada em todos os pontos da grade (Figura 5.4). Observou-se durante os cálculos que, nos pólos, os coeficientes que multiplicam as derivadas latitudinais de ψ são bem menores que aqueles que multiplicam as suas derivadas longitudinais. Isto faz com que haja pouca interligação entre as equações no pólo, onde aplicou-se uma condição de contorno fixa, e as equações no equador, acarretando uma taxa de convergência muito lenta quando se usa o método iterativo. Optou-se então por um deslocamento no contorno, ou seja, o índice superior $i=I$ foi colocado não no pólo ($\theta=0$), como mostra a Figura 5.4, mas em $\theta=22^\circ$, o que acelerou consideravelmente o processo sem perda de generalidade, uma vez que o interesse principal é na solução em torno do equador ($\theta=90^\circ$). A grade resultante desta modificação ficou com 42 x 73 pontos e o sistema de 2952 equações foi resolvido iterativamente.

5.5 - PARÂMETROS ATMOSFÉRICOS

A solução das equações das regiões E e F supõe o conhecimento de vários parâmetros atmosféricos como densidade eletrônica, densidade da atmosfera neutra, frequência de colisão entre íons e partículas neutras, viscosidade, condutividade e ventos de marés na região E. Os parâmetros usados na solução das equações serão descritos a seguir.

O perfil de densidade eletrônica na região F, $N(z)$, é dado pela função de Chapman:

$$N(z) = N_m^F \exp \frac{1}{2} (1 - Z - e^{-Z}) . \quad (5.64)$$

A variação diurna da densidade eletrônica no pico da camada F, N_m^F , foi obtida a partir dos ionogramas de Fortaleza e Huancayo. As médias mensais para os meses de dezembro de 1978, março e junho de 1979, as quais foram usadas na simulação, estão mostradas na Figura 5.5. A altura reduzida é obtida por $Z = (z - h_m^F) / H_F$. A altura de escala, dada por $H_F = 0,058 T_\infty$ (km), segue a variação diurna da temperatura exosférica, T_∞ , mostrada na Figura 5.6(b), obtida como a média das curvas para inverno e verão em Jicamarca, dadas por Waldteufel e McClure (1969). Supõe-se que a variação diurna da altura do pico da camada F, h_m^F , seguia a curva mostrada na Figura 5.6(a), com um valor constante de 310 km entre 01:00 e 06:00 horas e 350 km entre 12:00 e 19:00 horas. A transição entre um valor constante e outro é feita ajustando um polinômio do 3º grau, de forma que a função e suas derivadas sejam contínuas. Este padrão de variação diurna de h_m^F adotado é representativo de condições ionosféricas médias.

Supõe-se uma atmosfera neutra formada apenas pelo oxigênio atômico, por ser este o principal constituinte nas alturas de interesse. Foram usados dois modelos diferentes para o oxigênio atômico. O primeiro deles, que será denotado por M1, é idêntico ao usado por Heelis et alii (1974) e será descrito a seguir. A variação diurna do oxigênio atômico é calculada usando a variação de T_∞ (mostrada na Figu

ra 5.6(b)) e a Figura 5.7 que mostra a variação do oxigênio atômico a 200 km, $n_{200}(0)$, com a temperatura exosférica para modelo atmosférico do United States Air Force (1966). Supõe-se que o perfil vertical do oxigênio atômico neste modelo M1 é da forma:

$$n(z) = n_0(z_0) \exp [-(z-z_0)/H] , \quad (5.65)$$

para $z \geq z_0$, onde $n_0(z_0)$ é a densidade na altura z_0 . Para $z_0 \geq 200$ km, as alturas de escala do oxigênio atômico e da camada ionizada foram supostas iguais, ou seja, $H = 0,058 T_{\infty}$. Para $z < 200$ km, a altura de escala foi determinada de forma que $n(z)$ tivesse um valor fixo em 120 km igual a $7,6 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$.

O segundo modelo para o oxigênio atômico, que será denotado por M2, é derivado do modelo de Jacchia (1977). O perfil vertical e a variação temporal do oxigênio atômico foram calculados em todos os pontos da grade da Figura 5.2 para Fortaleza e Huancayo, usando parâmetros de entrada representativos de condições médias para os meses de dezembro de 1978, março e junho de 1979. Na Figura 5.8 são mostrados perfis verticais do oxigênio atômico calculados às 09:00 horas (tempo local em cada estação), usando o modelo de Jacchia (1977), M2.

O valor da girofrequência dos íons usado nos cálculos foi $\omega = 160 \text{ rad/s}$. Para a frequência de colisão entre íons e partículas neutras, considerou-se válida a expressão (Dalgarno, 1964):

$$\nu = 7,3 \times 10^{-16} n(0) [\text{s}^{-1}] , \quad (5.66)$$

e para o coeficiente de viscosidade molecular do oxigênio atômico usou-se (Dalgarno and Smith, 1962):

$$\mu = 3,34 \times 10^{-7} (T_{\infty})^{0,71} [\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}] . \quad (5.67)$$

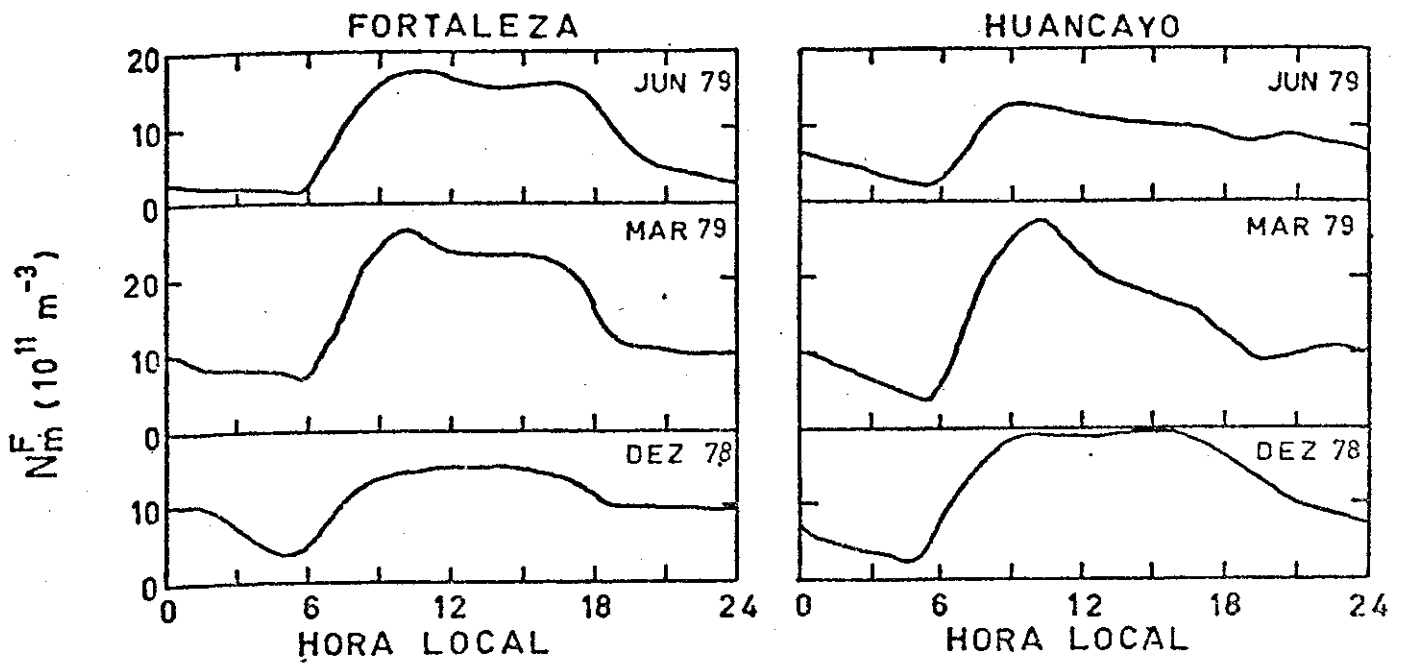


Fig. 5.5 - Variação diurna da densidade eletrônica no pico da camada F (N_m^F) em Fortaleza e Huancayo nos meses de dezembro de 1978, março e junho de 1979.

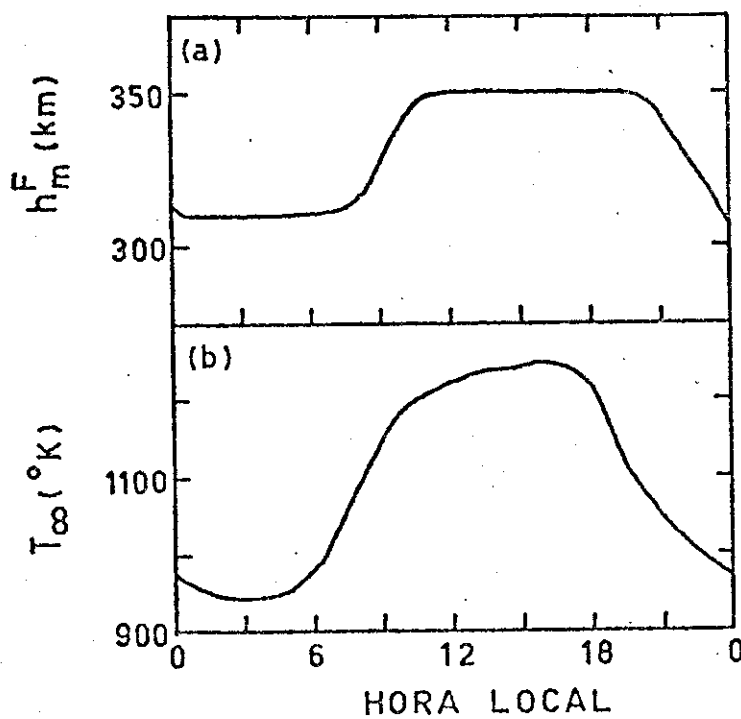


Fig. 5.6 - Variação diurna da altura do pico da camada F (a) e da temperatura exosférica (b), baseada em Waldteufel e McClure (1969).

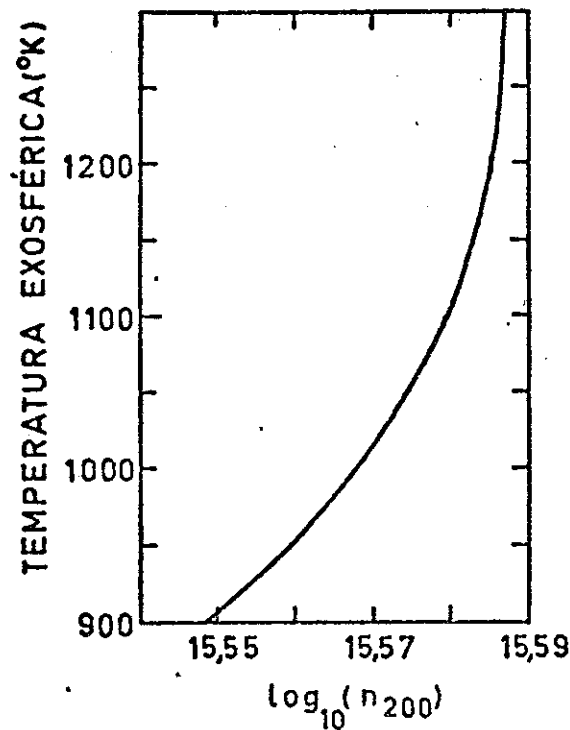


Fig. 5.7 - Variação da densidade numérica do oxigênio atômico (n_{200} dado em m^{-3}), à altura de 200 km, com a temperatura exosférica.

As condutividades paralela, Pedersen e Hall na região E podem ser escritas na forma:

$$\begin{aligned}\Sigma_0 &= \Sigma_0^i N_m^E, \\ \Sigma_1 &= \Sigma_1^i N_m^E, \\ \Sigma_2 &= \Sigma_2^i N_m^E,\end{aligned}\tag{5.68}$$

onde N_m^E é a densidade eletrônica no pico da região E e

$$\begin{aligned}\Sigma_0^i &= 1,2 \times 10^{-7} \text{ ohm}^{-1} \text{ m}^3, \\ \Sigma_1^i &= 1,2 \times 10^{-10} \text{ ohm}^{-1} \text{ m}^3, \\ \Sigma_2^i &= 2,0 \times 10^{-10} \text{ ohm}^{-1} \text{ m}^3.\end{aligned}$$

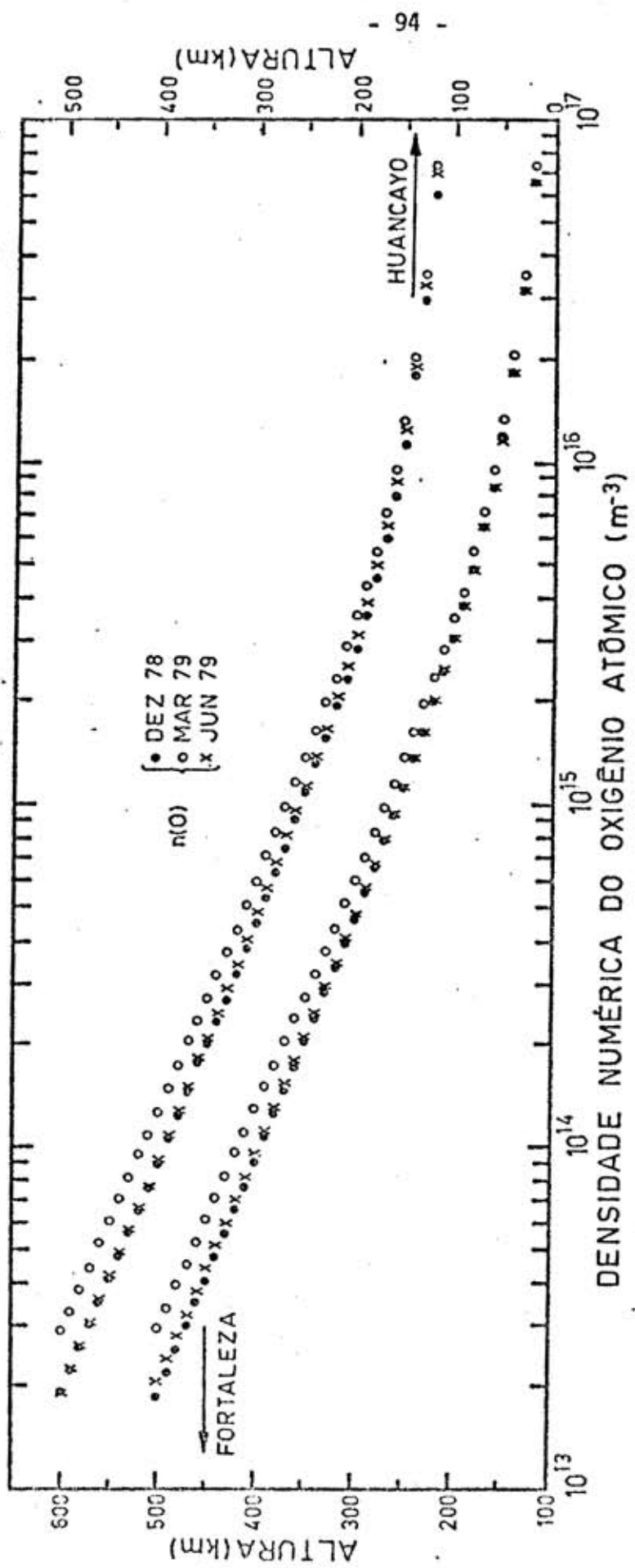


Fig. 5.8 - Perfis de densidade numérica do oxigênio atômico para dezembro de 1978 (\bullet), março de 1979 (\circ) e junho de 1979 (x), para Fortaleza e Huancayo, obtidos usando o modelo de Jacchia (1977).
 - Note-se que a escala de altura para Fortaleza está no eixo da esquerda e para Huancayo, no da direita, e que as origens dos dois eixos não coincidem.

Desse modo, basta que se conheça a variação diurna da densidade eletrônica no pico da região E para obter a variação da condutividade. Porém, é bom frisar que é necessário conhecer esta variação diurna nas duas regiões E conjugadas, as quais apresentam comportamentos diferentes. Isto já ficou claro no capítulo anterior, quando foi discutida a Figura 4.9, que mostra a variação anual do horário do pôr do Sol nas regiões E conjugadas ao longo dos meridianos magnéticos que passam por Huancayo e Fortaleza, pois o principal parâmetro que determina a variação diurna da densidade eletrônica no pico da região E é, justamente, o ângulo zenital solar.

A variação diurna da densidade eletrônica no pico da região E (N_m^E) foi obtida a partir da frequência crítica da camada E (f_oE) lida nos ionogramas de Fortaleza e Huancayo. O processo usado para a obtenção das curvas médias de densidade eletrônica será descrito a seguir:

- 1) Para cada localidade (Fortaleza e Huancayo) foram construídas três curvas e cada uma delas foi obtida a partir da média mensal de N_m^E para os meses de dezembro de 1978, março e junho de 1979. (Segundo Heelis et alii (1974), considerou-se N_m^E , à noite, igual a $5 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$.)
- 2) O valor de N_m^E ao meio-dia, para cada uma das curvas, e o valor médio da declinação solar (θ_s) para o mês correspondente foram usados para estabelecer uma variação de N_m^E com o co-seno do ângulo zenital de modo que $N_m^E = N \cos^n(\theta_s - \theta_E)$, onde N é a densidade eletrônica na região E, ao meio-dia, no ponto subsolar, e θ_E é a latitude da localidade em questão.
- 3) Determinados os valores de N e n , a expressão do item 2 foi utilizada para determinar N_m^E ao meio-dia, nas duas localidades conjugadas, situadas ao norte e ao sul da estação, ao longo de uma mesma linha de campo magnético. Supôs-se que a variação diurna

de N_m^E seguisse a mesma curva obtida para a estação equatorial, porém, com os horários do pôr do Sol (dados na Figura 4.9) corrigidos para cada localidade.

- 4) As curvas de densidade eletrônica usadas no modelo foram então obtidas fazendo a média das duas curvas resultantes para as localidades conjugadas, todas elas em relação ao tempo local da estação equatorial em questão.

As curvas assim obtidas para N_m^E (ou condutividade) já estão levando em consideração a assimetria em relação ao equador causada pela declinação magnética, uma vez que foram obtidas como a média das duas regiões E conjugadas. Estas curvas são mostradas na Figura 5.9 para Huancayo e Fortaleza, para os meses de dezembro de 1978, março e junho de 1979. Apenas a parte entre meio-dia e meia-noite foi colocada nos gráficos porque as curvas foram consideradas simétricas. A forma exata da variação diurna da condutividade da região E nos horários próximos ao amanhecer e anoitecer é difícil de ser determinada devido ao pequeno número de medidas nestes horários. Assim, o comportamento absoluto de cada uma das curvas obtidas pode diferir um pouco do real, porém o comportamento relativo das três curvas que representam os meses de dezembro, março e junho está correto, uma vez que foi baseado nos horários do pôr do Sol, calculados nas regiões E conjugadas, para cada mês.

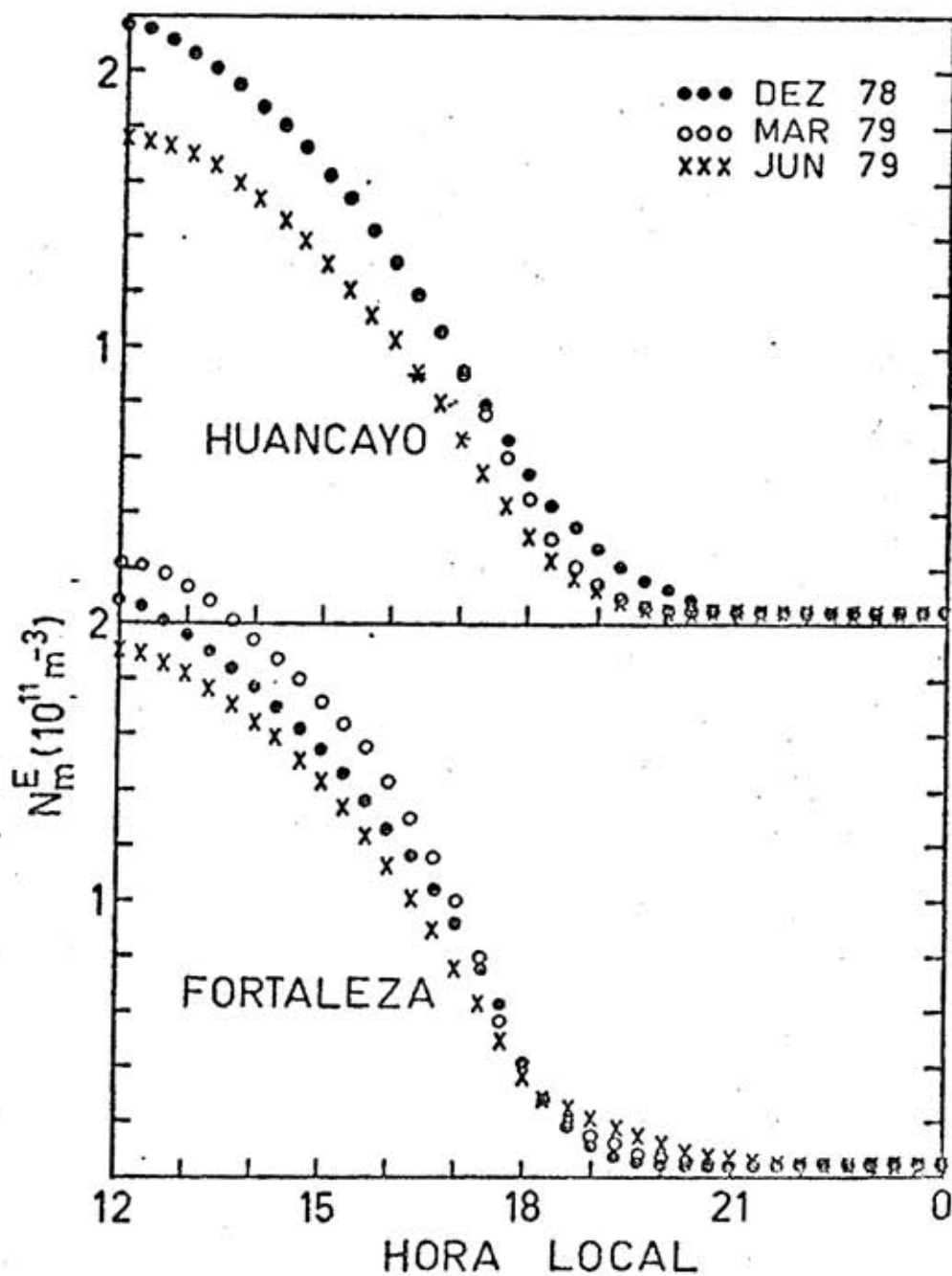


Fig. 5.9 - Variação diurna da densidade numérica no pico da camada E (N_m^E) nos meses de dezembro de 1978 (\cdot), março de 1979 (o) e junho de 1979 (x) para Huancayo e Fortaleza.

A velocidade do vento de marés usada nos cálculos é dada por Tarpley (1970) para o modo diurno evanescente (1, -2), como:

$$U_{\theta}^E = 130 f_1(\theta) \text{ sen } (\phi+250^\circ) \text{ ms}^{-1}, \quad (5.69)$$

$$U_{\phi}^E = 130 f_2(\theta) \text{ sen } (\phi+340^\circ) \text{ ms}^{-1}, \quad (5.70)$$

onde, na equivalência entre variações longitudinais e com o tempo local, $\phi=0$ corresponde ao meridiano da meia-noite. As funções $f_1(\theta)$ e $f_2(\theta)$ podem ser expressas analiticamente em termos das funções de Hough (Tarpley, 1970); porém, no presente trabalho os seus valores, bem como os de suas derivadas em todos os pontos da grade (Figura 5.4), foram retirados numericamente da Figura 5.10.

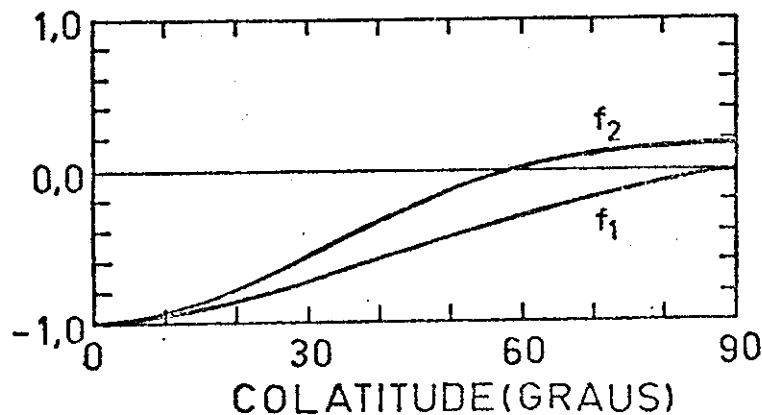


Fig. 5.10 - Variação das componentes θ e ϕ do vento de marés com a colatitude.

FONTE: Tarpley (1970), p.1093.

O motivo de usar apenas o modo (1, -2) é por ser este o principal modo na geração do sistema de correntes ionosféricas de tempo calmo (Sq) e campos elétricos (veja-se, por exemplo, Stening, 1969; Tarpley, 1970; Volland, 1971). Embora cálculos mais recentes indiquem que outros modos de marés também dão a sua contribuição ao sistema de correntes Sq e campos elétricos (Richmond et alii, 1976; Forbes and Lindzen, 1976a, b, 1977; Stening, 1977), os cálculos de derivas que usam estes

vários modos, sem a inclusão do dínamo da região F, não conseguem simular o pico pré-reversão da deriva vertical (Forbes and Lindzen, 1977). Na verdade, só durante o dia a concordância entre cálculos das derivas e observações é razoável. Forbes e Lindzen (1977) sugerem que estas discrepâncias sejam causadas pela não-inclusão dos campos de dínamo da região F.

Como não há influência dos vários modos de marés no pico pré-reversão da deriva vertical da região F, o uso do modelo simplificado que considera apenas o modo diurno (1, -2) não prejudicará a análise do comportamento sazonal daquele pico.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS

O modelo numérico descrito no capítulo anterior, juntamente com os parâmetros atmosféricos adotados, foi usado para calcular os campos elétricos e as derivas da região F equatorial. Além disto, o modelo fornece também resultados da corrente paralela à linha de campo que acopla as duas regiões E conjugadas à região F equatorial e do potencial eletrostático da região E. Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados do modelo numérico e, sempre que possível, esses resultados serão comparados com dados experimentais apresentados neste trabalho ou obtidos por outros autores.

O modelo M1 foi obtido usando os parâmetros atmosféricos descritos no capítulo anterior e a densidade do oxigênio atômico denotada por M1. Da mesma forma, o modelo M2 foi obtido usando os mesmos parâmetros-atmosféricos e a densidade do oxigênio atômico dada por M2.

6.1 - A DERIVA ELETROMAGNÉTICA VERTICAL

A variação diurna da deriva vertical do plasma da região F, a 300 km, é mostrada nas Figuras 6.1 a 6.4 para Fortaleza e Huanayo, para os meses de dezembro de 1978, março e junho de 1979, calculada usando os modelos M1 e M2. O comportamento médio das curvas concorda bem com os resultados de deriva obtidos usando o radar de Jicamarca durante épocas de máximo no ciclo solar (Fejer et alii, 1979a) e reproduzidos na Figura 3.3, e com os cálculos de Heelis et alii (1974) reproduzidos na Figura 3.5. A deriva é positiva durante o dia, com um máximo entre 10:00 e 11:00 horas, é negativa à noite e apresenta o pico pré-reversão, caracterizado por um aumento na velocidade vertical, ao anoitecer.

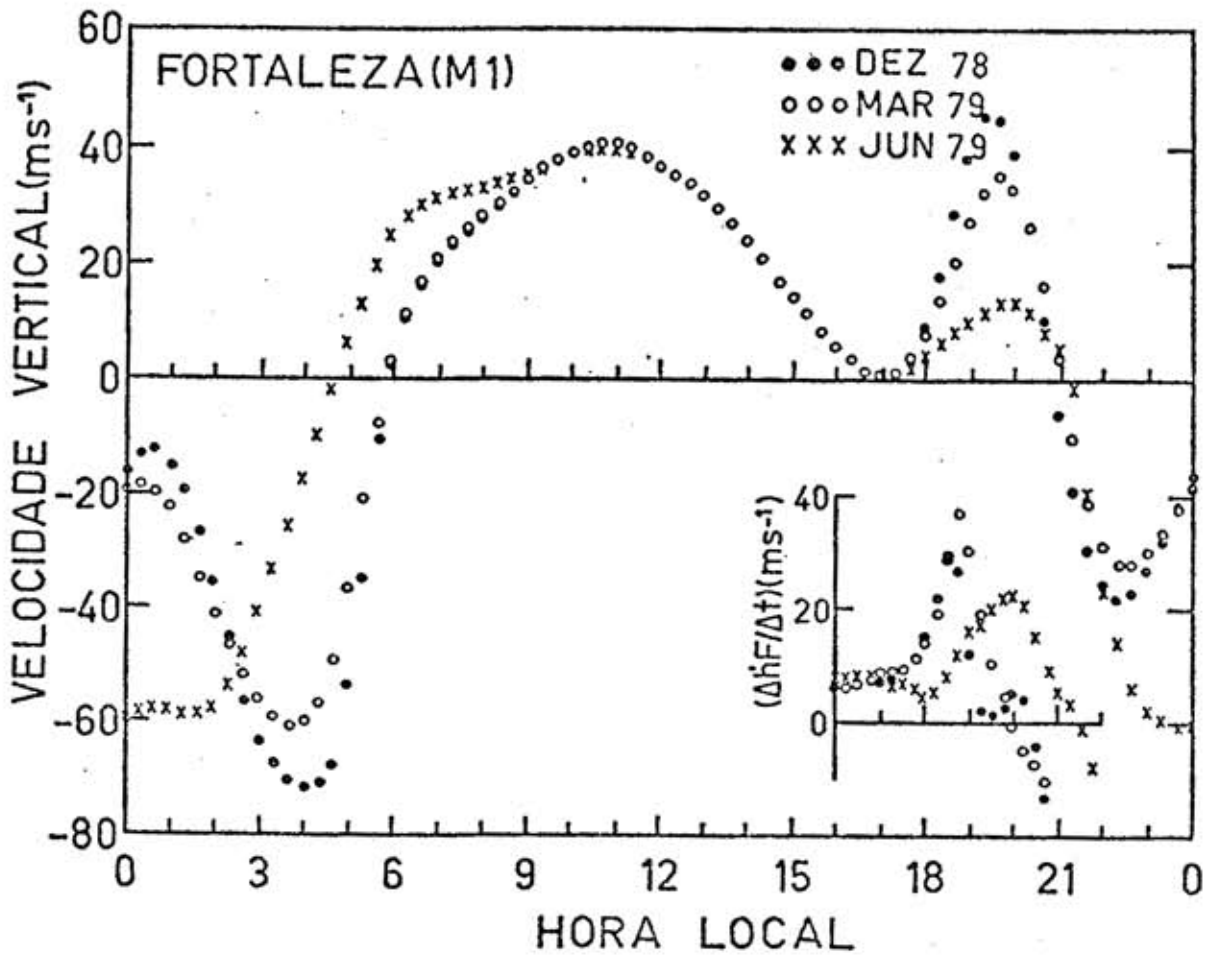


Fig. 6.1 - Variação diurna da deriva vertical do plasma da região F a 300 km de altura sobre Fortaleza, obtida usando o modelo M1 para os meses de dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx).

- Mostram-se também os picos pré-reversão obtidos usando ionogramas de Fortaleza para os mesmos meses; as escalas dos eixos horizontais dos dois gráficos são coincidentes.

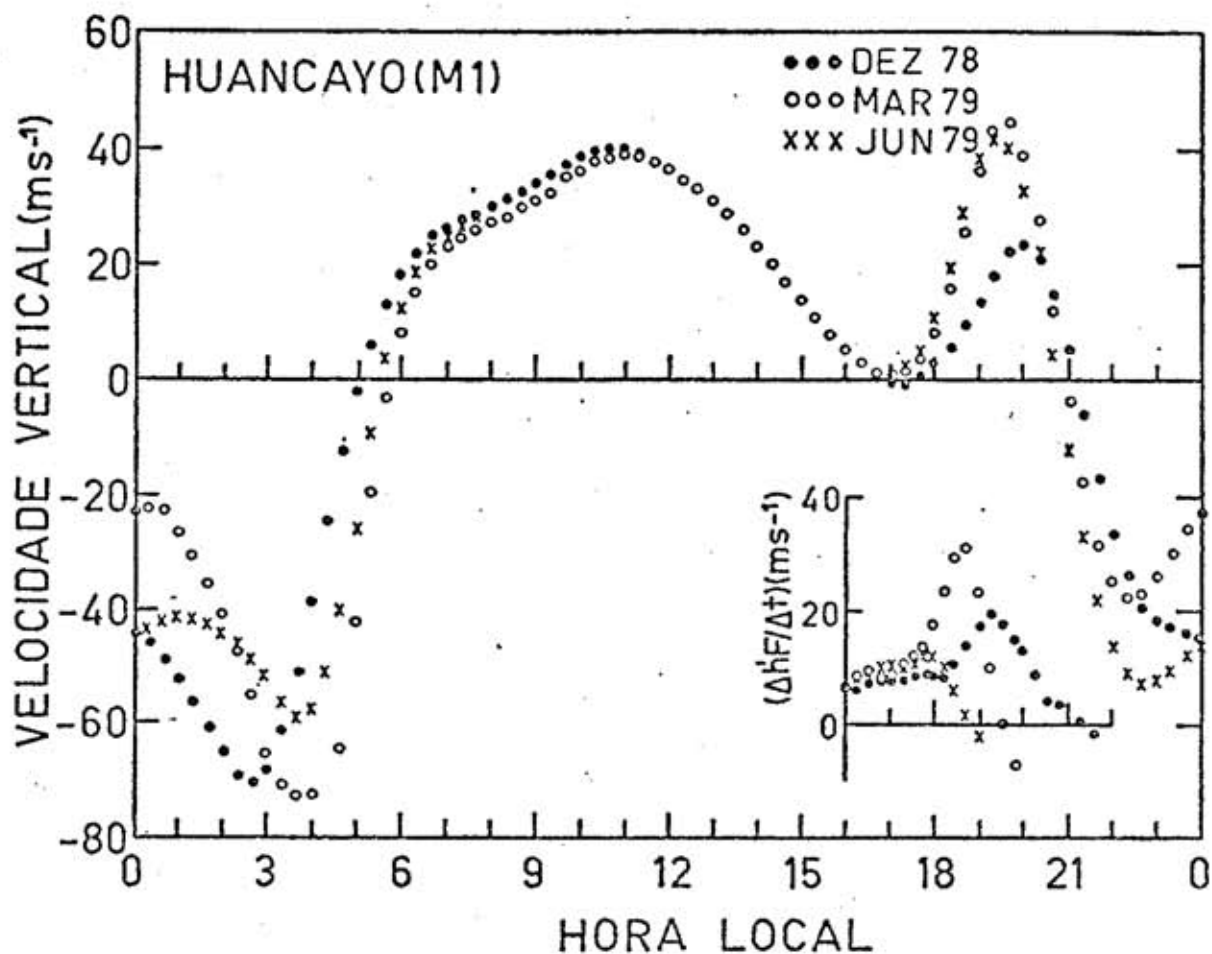


Fig. 6.2 - Variação diurna da deriva vertical do plasma da região F a 300 km de altura sobre Huancayo, obtida usando o modelo M1 para os meses de dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx).

- Mostram-se também os picos pré-reversão obtidos usando ionogramas de Huancayo para os mesmos meses; as escalas dos eixos horizontais dos dois gráficos são coincidentes.

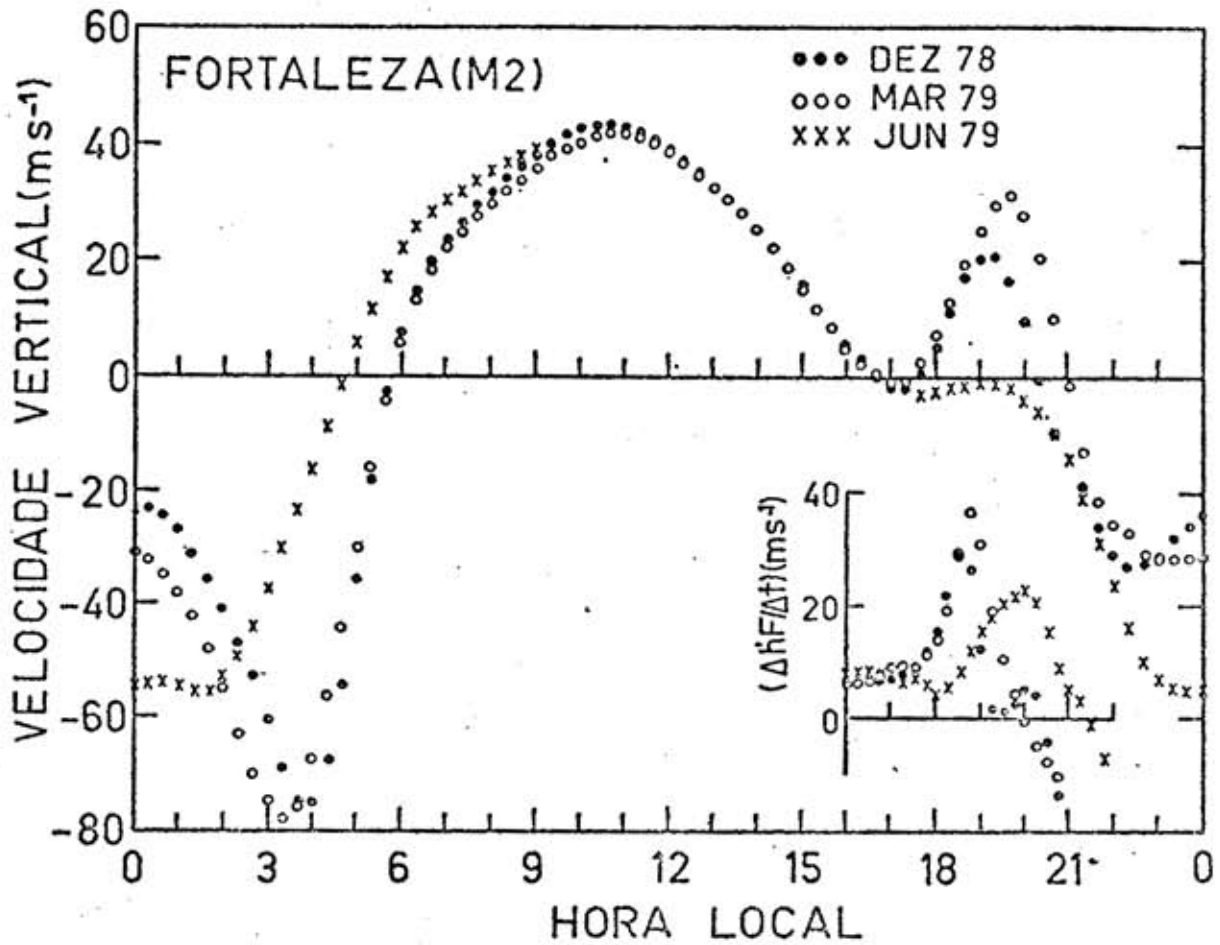


Fig. 6.3 - Variação diurna da deriva vertical do plasma da região F a 300 km de altura sobre Fortaleza, obtida usando o modelo M2 para os meses de dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx).

- Mostram-se também os picos pré-reversão obtidos usando ionogramas de Fortaleza para os mesmos meses; as escalas dos eixos horizontais dos dois gráficos são coincidentes.

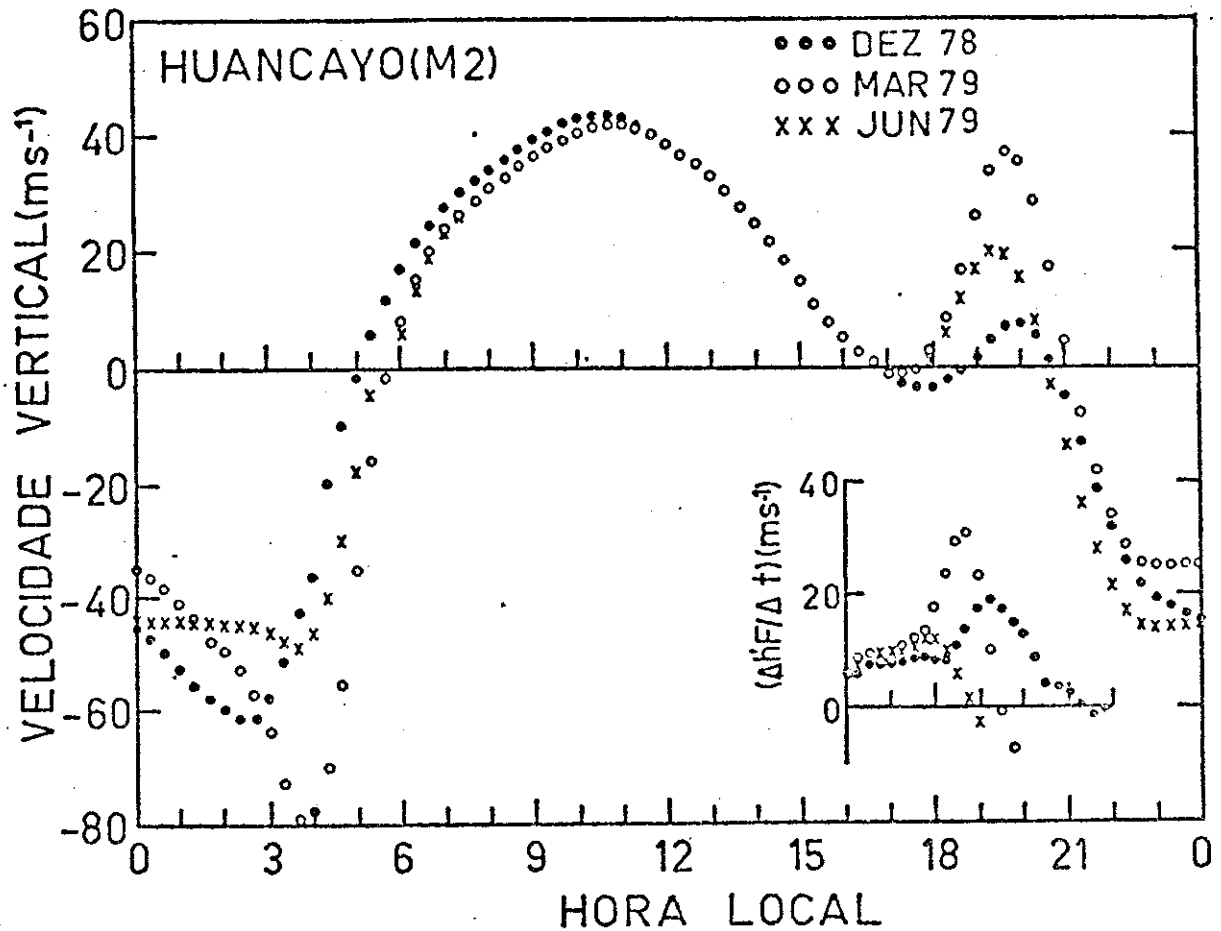


Fig. 6.4 - Variação diurna da deriva vertical do plasma da região F a 300 km de altura sobre Huancayo, obtida usando o modelo M2 para os meses de dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx).

- Mostram-se também os picos pré-reversão obtidos usando ionogramas de Huancayo para os mesmos meses; as escalas dos eixos horizontais dos dois gráficos são coincidentes.

As Figuras 6.1 a 6.4 mostram também a variação com a hora local da média mensal da deriva vertical em torno de seu pico pré-reversão para Fortaleza e Huancayo nos mesmos meses para os quais se fez a simulação numérica. Essas médias foram obtidas usando dados de ionossonda conforme descrito no Capítulo 4 (Figura 4.3). Como já havia sido apontado anteriormente, observa-se que o pico pré-reversão apresenta variação sazonal em Fortaleza diferente da de Huancayo. Em Fortaleza o pico ocorre mais cedo em dezembro e mais tarde em junho, enquanto em Huancayo verifica-se o oposto, como pode ser visto nos dados experimentais (curvas de $\Delta h'F/\Delta t$ nas Figuras 6.1 a 6.4). Pode-se observar que os resultados da simulação mostram exatamente a mesma tendência vista nos dados experimentais em relação ao horário de ocorrência do pico pré-reversão nas duas estações, para os três meses analisados. Além do mais, o horário do pico simulado em uma dada estação, em um dado mês, não se altera seja usando o modelo M1 ou o M2.

Na Figura 6.1, quando se compara os resultados da simulação M1 para Fortaleza com as derivas obtidas experimentalmente, observa-se que o comportamento sazonal do horário do pico pré-reversão mantém a mesma tendência nos dois casos (ocorre mais cedo em dezembro e mais tarde em junho), embora apenas no mês de junho os horários sejam coincidentes. Com relação à amplitude, observa-se que em junho tanto a simulada quanto a observada são menores comparadas aos outros meses. Porém, observa-se que a amplitude é maior em março que em dezembro, ao passo que a simulação mostrou o inverso. Fazendo a mesma comparação da simulação M1 com os dados obtidos experimentalmente para Huancayo (Figura 6.2), observa-se também aí que o comportamento sazonal do horário do pico pré-reversão mantém a mesma tendência nos dois casos (ocorre mais cedo em junho e mais tarde em dezembro), embora os horários não coincidam. Ainda para o modelo M1 em Huancayo, tem-se que as amplitudes do pico pré-reversão em março e junho estão muito próximas e a de dezembro bem mais baixa; porém, os dados experimentais mostram amplitude maior em março e menor em junho.

Nos cálculos que usaram o modelo M1, os únicos parâmetros de entrada variáveis de um mês para outro e também de uma estação para outra foram as densidades eletrônicas nos picos das regiões E e F, N_m^E e N_m^F , conforme descrito no Capítulo 5. Observou-se que as variações da densidade eletrônica no pico da camada F não têm influência sensível no aumento pré-reversão na deriva vertical. Logo, as diferenças sazonais observadas nos resultados são devidas às variações de N_m^E e, conseqüentemente, às variações da condutividade. Portanto, pode-se concluir que as diferentes condutividades usadas têm efeito tanto na amplitude quanto no horário do pico pré-reversão. Assim, quanto mais tarde a variação da condutividade tornar-se nula, mais tarde ocorrerá o pico pré-reversão (junho em Fortaleza e dezembro em Huancayo), o que concorda com as observações. Quando a taxa de variação da condutividade ao entardecer é maior (dezembro em Fortaleza e março em Huancayo), a amplitude também é maior, ao passo que, quando a condutividade varia mais lentamente (junho em Fortaleza e dezembro em Huancayo), o modelo fornece amplitudes menores, o que não está totalmente de acordo com os resultados observados.

A simulação M1 permitiu ver o efeito dos vários perfis longitudinais de condutividade, construídos levando em consideração as diferentes declinações magnéticas de Fortaleza e Huancayo, na deriva vertical do plasma da região F e, sobretudo, no comportamento do pico pré-reversão que pôde ser comparado com resultados experimentais. Para avaliar o efeito do vento termosférico na deriva vertical, foi feita a simulação M2 que usa valores diferentes para as densidades numéricas do oxigênio atômico em Huancayo e Fortaleza, para os três meses modelados, de acordo com Jacchia (1977), conforme foi descrito no capítulo anterior. Os valores diferentes das densidades no modelo M2 acarretam ventos termosféricos também diferentes para as três estações, tanto para Huancayo como para Fortaleza.

Na Figura 6.3 são mostradas as variações diurnas da deriva vertical da região F em Fortaleza, nos meses de dezembro de 1978, março e junho de 1979, obtidas usando o modelo M2. Neste modelo, as densi

dades do oxigênio atômico (e as componentes zonais do vento termosférico) são menores em dezembro e junho e maiores em março, o que acarretou uma mudança no comportamento relativo da amplitude do pico pré-reversão. Enquanto no modelo M1 (Figura 6.1), o qual usava $n(0)$ igual para os três meses, a maior amplitude era obtida no mês de dezembro, agora a amplitude de V_z é maior em março. Porém, para junho, que já apresentava amplitude menor na simulação M1, a diminuição da densidade do oxigênio atômico (ou do vento termosférico) resultou na não-formação de V_{zp} . Ao comparar a simulação M2 de V_{zp} em Fortaleza com os valores observados, vê-se que a maior amplitude é obtida em março e a menor em junho. A tendência observada na variação relativa da amplitude de V_{zp} com a estação do ano (ou seja, V_{zp} em março > V_{zp} em dezembro > V_{zp} em junho) parece ser melhor simulada pelo modelo M2 do que pelo M1. Porém, a intensidade dos ventos neutros em junho, para Fortaleza, parece ter sido subestimada. Nos dois meses onde houve a formação de V_{zp} (dezembro e março), os horários de ocorrência dos picos coincidem com aqueles obtidos usando o modelo M1, o que indica que variações no vento termosférico não influem na determinação do horário do pico.

Na Figura 6.4 mostram-se as variações diurnas da derivada vertical da região F em Huancayo, nos meses de dezembro de 1978, março e junho de 1979, obtidas usando o modelo M2. Da mesma forma que foi observado para Fortaleza, o uso de densidades menores para o oxigênio atômico (ou ventos termosféricos menores) provocou o abaixamento do pico pré-reversão (dezembro e junho), mas não provocou variações no seu horário de ocorrência. Os ventos no modelo M2, para Huancayo, parecem estar superestimados em junho e subestimados em dezembro. Estas diferenças poderiam ser causadas, em parte, pelo afastamento de Huancayo do equador geográfico que é 12° .

Para avaliar o efeito da condutividade no horário do pico pré-reversão tem-se a Figura 6.5 que mostra a hora de ocorrência de V_{zp} , obtida por quatro simulações diferentes, em função da hora em que a derivada da condutividade, Σ' , aproxima-se de zero. Observa-se que há uma correlação positiva entre as duas variáveis. Quanto mais tarde a

variação da condutividade tornar-se nula, mais tarde ocorrerá o pico da deriva vertical, embora esta relação não seja linear. E, conforme já foi descrito no capítulo anterior, o horário em que $\Sigma' \approx 0$ depende do pôr do Sol nas regiões E conjugadas ao longo do meridiano magnético que passa pela estação equatorial, que, por sua vez, apresenta uma variação sazonal dependente da declinação magnética. Logo, a declinação magnética da estação equatorial tem uma influência muito forte no comportamento sazonal do horário do pico pré-reversão, o que já havia sido observado nos dados experimentais de Fortaleza e Huancayo (Figura 4.9).

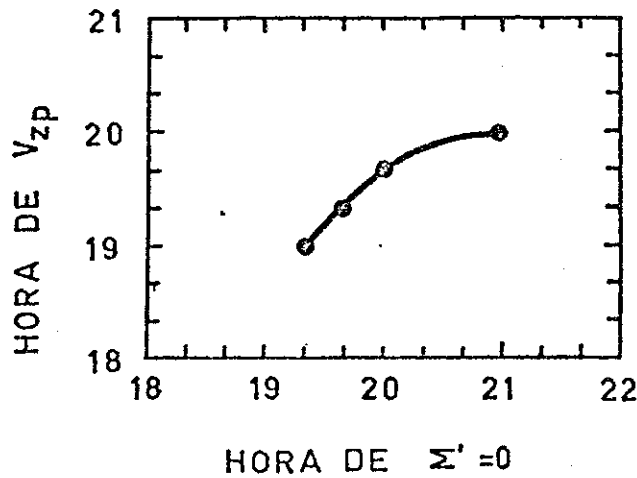


Fig. 6.5 - Hora da ocorrência de V_{zp} em função da hora em que $\Sigma' \approx 0$.

Dessa forma é possível, através da escolha de modelos convenientes para a condutividade e a atmosfera neutra (aqui representada pelo oxigênio atômico), simular o comportamento do pico pré-reversão da deriva vertical do plasma equatorial em uma dada localidade. O horário de ocorrência do pico pode ser reproduzido usando um perfil de condutividade com $\Sigma' \rightarrow 0$ em um horário apropriado obtido através da Figura 4.9. Isto resultará em uma amplitude para V_{zp} que, por sua vez, poderá ser modificada mediante o uso da atmosfera neutra conveniente. Observou-se que uma redução de 30 por cento na densidade do oxigênio atômico, em todos os horários e em todas as alturas, provoca uma redução em torno de 50 por cento nos valores de V_z nas proximidades e no pico pré-reversão.

Porém, nos horários fora do pico, a redução é menor que 20 por cento e, durante o dia, observa-se um pequeno aumento (da ordem de 5 por cento) em V_{zp} . Assim, o comportamento de V_{zp} observado em Fortaleza e Huancayo pode ser explicado não apenas em termos de taxas de variação da condutividade (Figura 4.9), mas também de ventos termosféricos que sofrem variações sazonais.

Convém aqui salientar o efeito da magnitude do campo magnético \vec{B} na amplitude das derivas eletromagnéticas, que variam inversamente a $|\vec{B}|$. Portanto, intensidades diferentes do campo magnético em Fortaleza e Huancayo acarretarão amplitudes diferentes nas derivas eletromagnéticas, nas duas regiões. No modelo de dipolo usado na simulação numérica, as intensidades de campo magnético em Fortaleza e Huancayo eram idênticas. Isto, todavia, não particulariza os cálculos, pois o efeito desse parâmetro pode ser obtido mediante a análise dos resultados de derivas.

O modelo aqui utilizado mostra que a variação da condutividade das regiões E conjugadas, através da declinação magnética, controla o horário do pico pré-reversão, enquanto a amplitude sofre efeito tanto da taxa de variação da condutividade como do vento termosférico (aqui simulado através de diferentes modelos de distribuição de densidade do oxigênio atômico).

Um outro ponto que é importante ressaltar é a não-formação do pico pré-reversão em junho, em Fortaleza, na simulação M2 (Figura 6.3). As condições da variação da condutividade usadas para aquele mês, por si sós, já determinavam uma amplitude baixa para o pico. Ao usar valores mais baixos para o oxigênio atômico o pico não se formou. Aliás, sempre que há diminuição em $n(0)$ ocorre abaixamento de V_{zp} . Isto está coerente com os resultados de Fejer et alii (1979a) e Abdu et alii (1985b) que observaram amplitudes de V_{zp} maiores durante épocas de máximo no ciclo solar e menores ou, às vezes inexistentes, em épocas de mínimo.

As discussões feitas até aqui ficaram restritas ao comportamento do pico pré-reversão porque, nos horários de sua ocorrência, dispunha-se de medidas experimentais para comparar com a modelagem. Porém, é conveniente comentar o comportamento geral da deriva vertical, uma vez que o modelo fornece a sua variação diurna para várias alturas. A variação de V_z com altura é pequena, exceto nos horários de mudanças rápidas, e isto foi observado também nos dados experimentais (Woodman, 1970; Fejer, 1981) e na simulação de Heelis et alii (1974). Observa-se nas Figuras 6.1 a 6.4 que o comportamento da deriva vertical durante o dia (entre 08:00 e 16:00 horas) sofreu pouca variação com as mudanças de modelos de condutividade e oxigênio atômico. À noite, quando a condutividade da região E é baixa, os campos elétricos na região E e, conseqüentemente, as derivas na região F são muito sensíveis a variações da corrente alinhada ao campo magnético, $j_{||}$. O modelo mostra um outro pico pré-reversão, ao amanhecer, sempre evidente nas simulações de dezembro e março. Nos dados de Jicamarca (Fejer et alii, 1979a) tal característica só é observada no verão, como pode ser visto na curva de novembro-dezembro da Figura 3.3. Observou-se que a deriva vertical à noite é muito dependente da altura do pico da região F usada no modelo. O ideal seria então se essa altura também entrasse como incógnita, mas isto complicaria excessivamente o modelo. Portanto, optou-se por dar o valor como parâmetro de entrada, conforme já descrito anteriormente.

6.2 - A DERIVA ELETROMAGNÉTICA ZONAL

A deriva zonal da região F, que é produzida pelo campo elétrico vertical, também é um dos resultados obtidos pelo presente trabalho. Nas Figuras 6.6 e 6.7 são mostradas as variações diurnas de $V_{i\phi}$ na altura de 350 km, para Fortaleza e Huancayo, nos meses de dezembro de 1978, março e junho de 1979, obtidas usando o modelo M2 (os valores positivos indicam deriva para leste). Deste modo, o comportamento médio da deriva zonal é caracterizado por velocidades para oeste durante o dia e para leste à noite, com horários de inversão em torno de 06:00 horas e 18:00 horas.

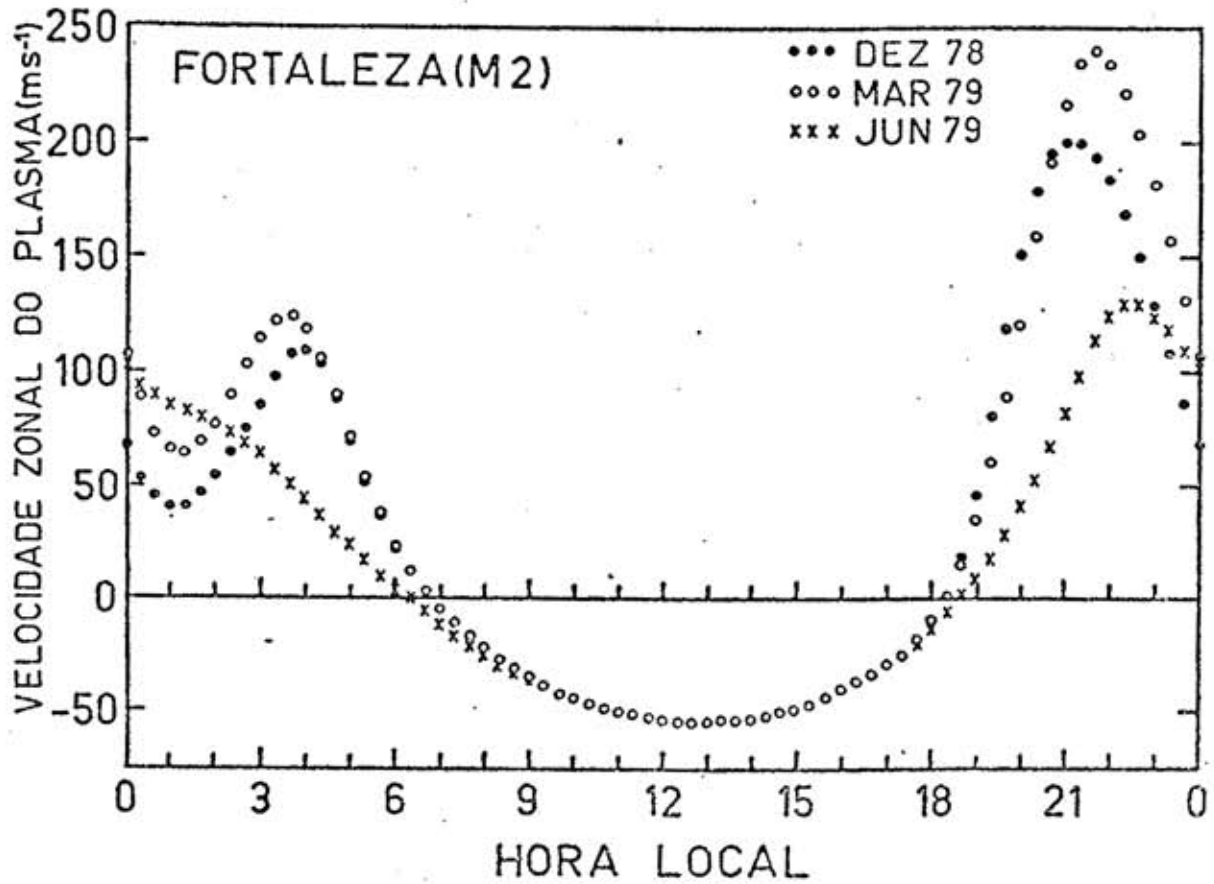


Fig. 6.6 - Variação diurna da velocidade zonal do plasma da região F a 350 km de altura sobre Fortaleza, obtida usando o modelo M2 para os meses de dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx).

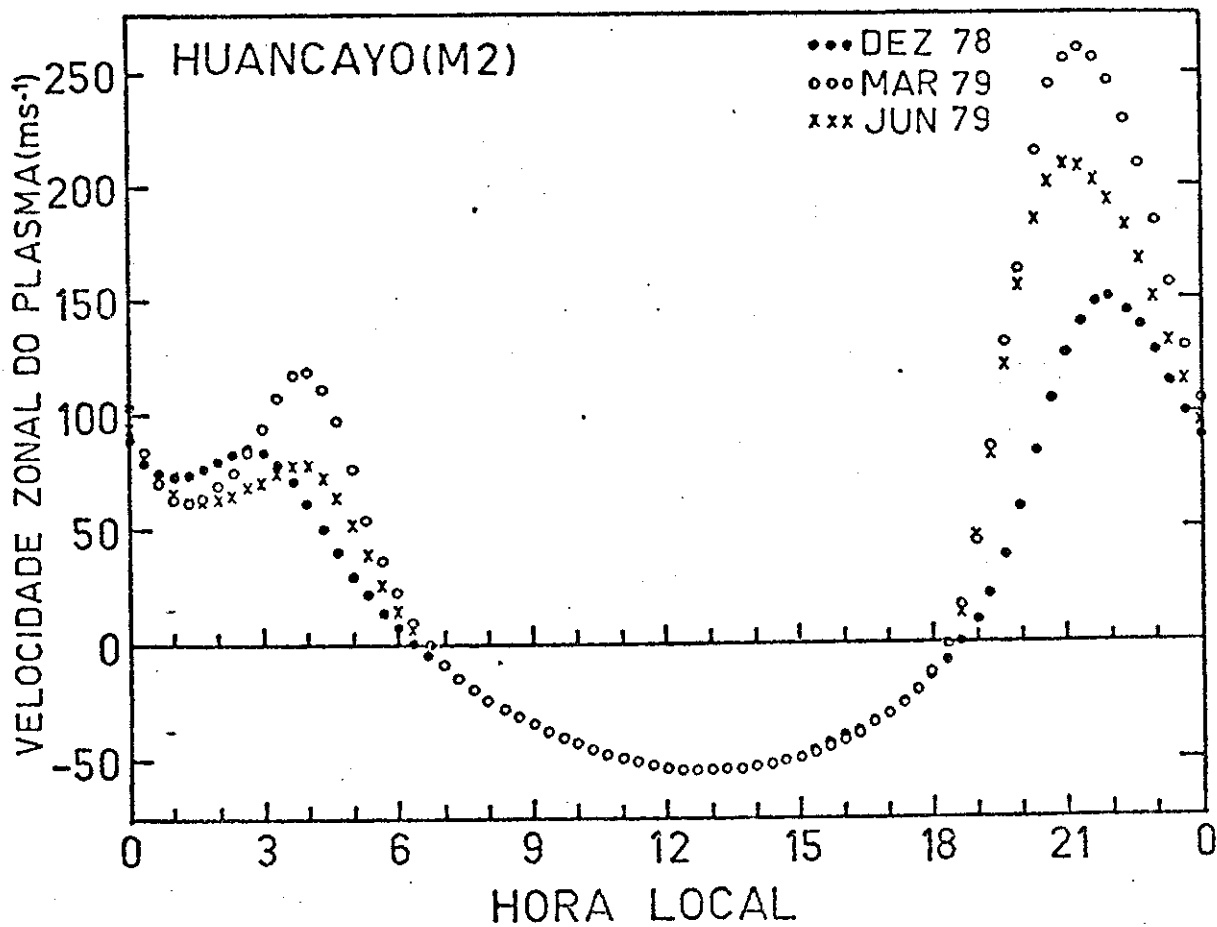


Fig. 6.7 - Variação diurna da velocidade zonal do plasma da região F a 350 km de altura sobre Huancayo, obtida usando o modelo M2 para os meses de dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx).

Durante o dia a deriva zonal da região F equatorial depende principalmente dos ventos de marés da região E, os quais geram os campos elétricos na região F. Logo, já era esperado que a simulação fornecesse derivas diurnas idênticas em Fortaleza e Huancayo, em todos os meses, pois o modelo dos ventos de marés permaneceu fixo em todos os cálculos. Obteve-se um valor máximo de 54 ms^{-1} para $V_{i\phi}$, durante o dia, por volta de 13:00 horas. O comportamento da deriva zonal durante o dia, fornecido pela presente simulação, está de acordo com os resultados obtidos usando o radar de Jicamarca (Fejer et alii, 1981), reproduzidos na Figura 3.2, os quais mostram uma deriva média máxima de 45 ms^{-1} durante o dia entre 10:00 e 13:00 horas.

À noite, a deriva zonal sofre influência principalmente dos campos elétricos de polarização da região F, sendo portanto influenciada mais diretamente pelos ventos termosféricos, que geram estes campos. O comportamento noturno da deriva zonal obtido através do modelo é caracterizado por um acentuado máximo que ocorre entre 21:00 e 23:00 horas, cuja amplitude varia entre 130 ms^{-1} e 260 ms^{-1} para os diversos modelos de vento termosférico simulados. Embora Fejer et alii (1981) não observem variações sazonais e nem com o ciclo solar nos dados de $V_{i\phi}$ de Jicamarca, há indícios, em dados mais recentes (Fejer et alii, 1984) de que tais variações existem e foram medidas derivas zonais do plasma no pico da região F da ordem de 250 ms^{-1} em períodos de máximo na atividade solar. Abdu et alii (1984a, b; 1985a) também inferiram derivas zonais do plasma ionosférico da região F equatorial, da ordem de 250 ms^{-1} , a partir de dados obtidos usando polarímetros espaçados ao longo de um mesmo paralelo magnético. Uma outra característica da deriva noturna que resultou da simulação é a presença de um pico pré-reversão em $V_{i\phi}$ por volta das 04:00 horas, o qual está presente em quase todos os meses simulados (só não aparece em junho para Fortaleza). Este comportamento é consequência do efeito dos campos de polarização da região F, que acarretam o mesmo tipo de variação no vento termosférico, como será visto posteriormente. No entanto, é interessante notar que essa mesma tendência em formar um pico pré-reversão ao amanhecer é observada nos dados de deriva zonal obtidos usando o radar de Jicamarca (Fejer et

alii, 1981) e nos dados de Thumba, obtidos usando o método de receptores espaçados (Rastogi et alii, 1972), ambos aproximadamente para a mesma época de máximo do ciclo solar.

Observa-se na Figura 6.6 que o horário de ocorrência do pico noturno da deriva zonal, em Fortaleza, mostra a mesma variação sazonal que o horário de ocorrência de V_{zp} (Figura 6.1 e 6.2), ou seja, ocorre mais cedo em dezembro e mais tarde em junho. Já para o pico pré-reversão em $V_{i\phi}$ esta tendência é invertida. O mesmo tipo de comportamento é observado para Huancayo (Figuras 6.7, 6.2 e 6.4) onde o pico noturno de $V_{i\phi}$ e o pico pré-reversão, V_{zp} , ocorrem mais cedo em junho e mais tarde em dezembro, ao passo que para o pico pré-reversão de $V_{i\phi}$ observa-se o contrário. Essas variações sazonais nos horários dos picos em $V_{i\phi}$, no mesmo sentido que as variações em V_{zp} , podem também ser devidas aos diferentes modelos de condutividades usados, levando em conta as assimetrias em relação ao equador magnético. Desta forma, parece que a declinação magnética tem influência não apenas na deriva vertical, mas também na zonal.

A Figura 6.8 mostra a variação da deriva zonal do plasma da região F com a altura, para várias horas, calculada usando a simulação M2 para Fortaleza em dezembro de 1978. Há bastante variação com a altura entre 19:00 horas e meia-noite. Nos outros horários a variação com altura é bem menor e chega a ser quase nula para alguns horários. É interessante notar que nas primeiras horas da noite (19:00-20:00 horas) a simulação fornece um padrão de variação da deriva vertical que mostra derivas negativas (para oeste) a alturas mais baixas e positivas (para leste) em alturas maiores, o que mostra a existência de um cisalhamento em $V_{i\phi}$ nestes horários, por volta de 200 km. A existência de fortes cisalhamentos nas derivas leste-oeste da região F, ao anoitecer, foi sugerida por Valenzuela et alii (1980), através da análise de medidas de foguetes. Eles observaram derivas para leste nas alturas do pico da camada F e acima, e derivas para oeste abaixo do pico por várias horas após a reversão já haver ocorrido em alturas maiores. Posteriormente Kudeki et alii (1981) e Fejer et alii (1984), usando resultados de interferô

metro para a região F em Jicamarca, e Tsunoda et alii (1981), usando resultados obtidos com o radar ALTAIR, obtiveram também indicações da existência de tais cisalhamentos, com derivas para oeste nas altitudes mais baixas e para leste em alturas maiores, nas primeiras horas da noite. Os resultados da simulação concordam com as observações no horário da ocorrência do cisalhamento; porém, aqui a altura da inversão da velocidade está bem mais baixa que as observadas em torno do pico da camada F. Talvez esta discrepância possa ser devida à variação longitudinal adotada para a altura do pico da camada F, a qual nestes horários de cresce suavemente de 350 km até 310 km.

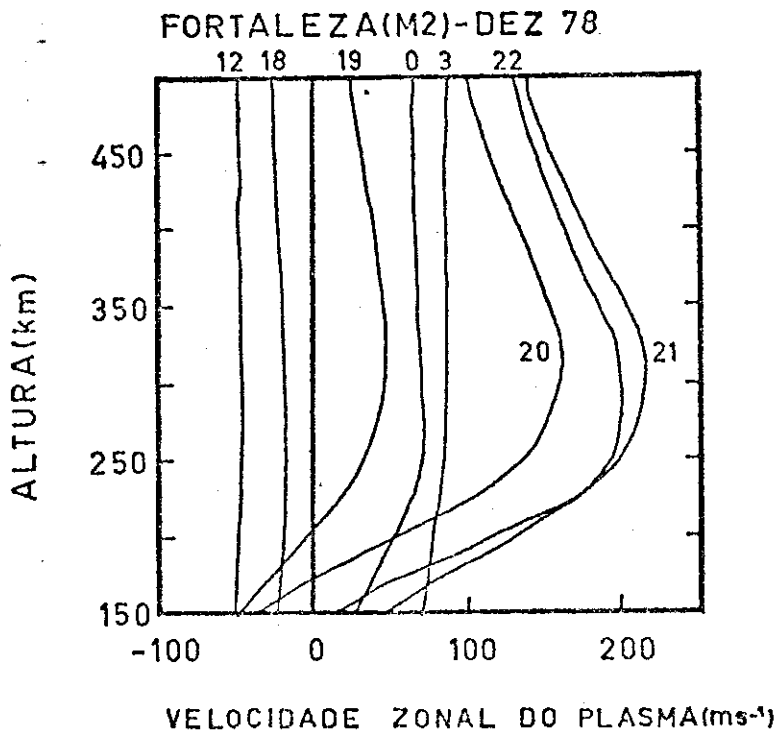


Fig. 6.8 - Perfis verticais da velocidade zonal do plasma da região F sobre Fortaleza, obtidos usando o modelo M2 para dezembro de 1978, para várias horas locais, as quais estão identificando cada curva.

6.3 - O VENTO TERMOSFÉRICO ZONAL

O vento termosférico é um parâmetro de grande importância no presente modelo, uma vez que é a ação deste vento, ao soprar perpendicularmente às linhas de campo magnético, que dá origem às correntes do dínamo da região F. Logo, a inclusão da componente zonal do vento termosférico como uma das incógnitas a ser calculada pelo modelo é uma medida bastante útil, pois, além de permitir analisar a influência deste parâmetro nas derivas da camada F, possibilita ver o efeito que o acoplamento das regiões E e F provoca no vento zonal. Convém notar aqui que a componente zonal do vento, calculada usando um modelo de atmosfera neutra, é a componente geográfica, ou seja, perpendicular aos meridianos geográficos. Logo, nas longitudes onde a declinação magnética não é nula, a componente do vento horizontal normal às linhas de campo magnético (zonal magnética) provém de componentes zonal e meridional geográficas. Somente onde a declinação é nula os ventos zonais geográficos e magnéticos coincidem. Nos cálculos considerou-se um modelo de campo magnético de dipolo centrado, onde os meridianos magnéticos e geográficos coincidem e os efeitos da declinação magnética só foram considerados no cálculo dos modelos de condutividade, conforme já foi descrito anteriormente.

As Figuras 6.9 e 6.10 mostram a variação diurna da componente zonal do vento neutro, calculada a 350 km de altura usando o modelo M2 para Fortaleza e Huancayo, respectivamente. Pode-se ver que o vento é negativo (para oeste) durante o dia e positivo (para leste) à noite, com horários de inversão por volta de 06:00 e 18:00 horas. Durante o dia, o valor máximo de U_{ϕ} varia entre 60 e 90 ms^{-1} para os vários casos calculados. Porém, à noite, observa-se uma variação do pico desde 170 ms^{-1} até 280 ms^{-1} nos horários entre 21:00 e 23:00 horas. Estes valores estão de acordo com os obtidos por Bittencourt et alii (1976) para a velocidade zonal do vento termosférico inferida a partir de dados de emissão do OI 1356 \AA e OI 6300 \AA . Eles obtiveram vento zonal com um máximo de 260 ms^{-1} por volta de 22:00 horas. Sipler et alii (1983) mediram ventos termosféricos em latitudes equatoriais usando um interferô

metro de Fabry-Perot e obtiveram ventos para leste com velocidades maiores que 300 ms^{-1} em torno de 23:00 horas, embora valores máximos menores que 200 ms^{-1} tenham sido observados com mais frequência. É importante salientar que o padrão da variação diurna, obtido para U_ϕ no presente trabalho (Figuras 6.9 e 6.10), é bastante similar àquele obtido por Wharton et alii (1984) para os ventos zonais na região equatorial usando dados de satélite nos períodos entre julho de 1981 e fevereiro de 1983.

Através da análise de órbitas de satélites artificiais King-Hele (1972) deduziu que, em latitudes equatoriais, entre 150 e 300 km de altura, há um vento dominante que sopra para leste. As velocidades médias variam desde 0, em 150 km, até 120 ms^{-1} , a 350 km (King-Hele and Walker, 1977), o que implica que a atmosfera esteja girando até 1,3 vezes mais rápido do que a Terra. Rishbeth (1971a) sugeriu uma possível explicação para esta super-rotação em termos dos campos de polarização da região F. À noite, quando há o desenvolvimento dos campos elétricos de polarização e um conseqüente aumento na deriva zonal da região F, o termo de arraste iônico na equação do vento neutro é bastante reduzido, o que provoca um aumento da componente zonal deste vento. Isto acarreta um valor médio diurno de U_ϕ para leste, apesar de a média diurna do termo $(\rho r \sin \theta)^{-1} \partial p / \partial \phi$ ser quase nula. Woodman (1972) também inferiu super-rotação atmosférica usando os dados obtidos com o radar de Jicamarca e Heelis et alii (1974) obtiveram um fator de super-rotação de 1,11 na altura de 240 km. Wharton et alii (1984), usando dados de satélites, observaram fatores de super-rotação bem menores, da ordem de 1,05, nas regiões equatoriais entre 300 e 400 km de altura. Na presente simulação, as médias diurnas de U_ϕ (\bar{U}_ϕ) foram calculadas para as curvas das Figuras 6.9 e 6.10. Os valores obtidos para \bar{U}_ϕ variaram entre 22 ms^{-1} e 45 ms^{-1} , o que pode ser traduzido como fatores de super-rotação entre 1,05 e 1.1. Estes valores se aproximam mais dos de Wharton et alii (1984) que dos de King-Hele e Walker (1977). Quando o dínamo da região F não é incluído na simulação, os valores de \bar{U}_ϕ encontrados são bem menores que os acima mencionados.

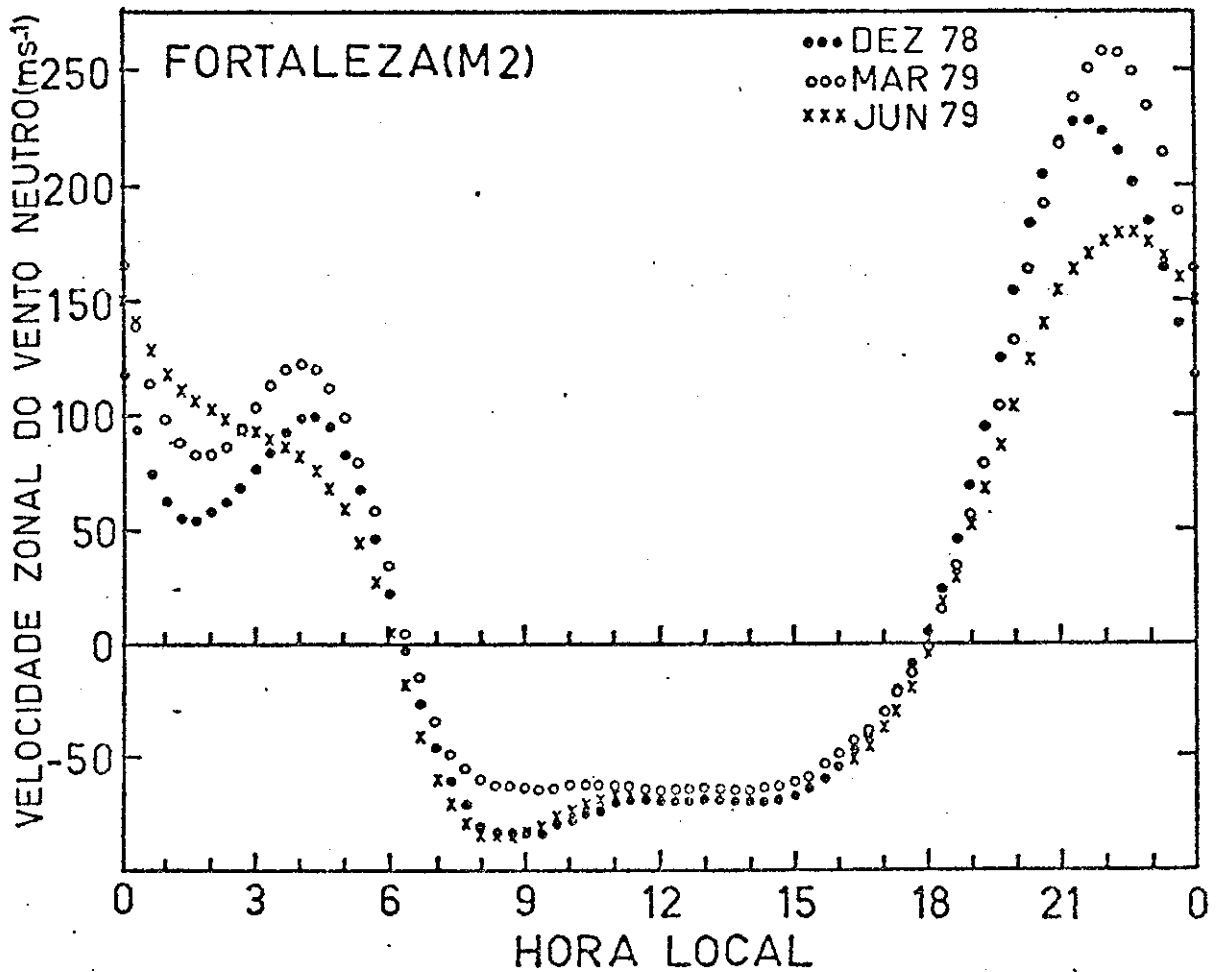


Fig. 6.9 - Variação diurna da componente zonal do vento neutro termosférico a 350 km sobre Fortaleza, obtida usando o modelo M2 para dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx).

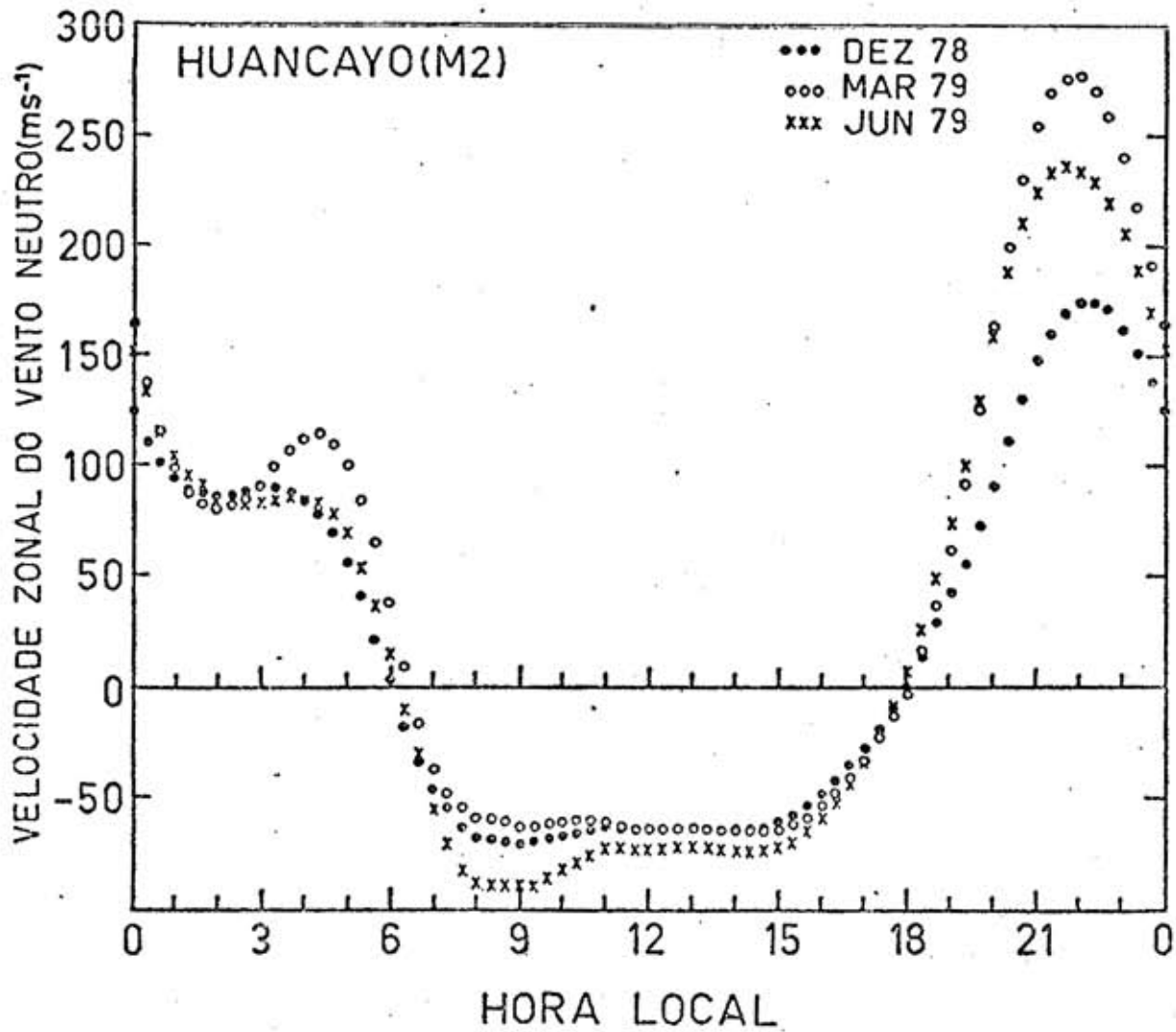


Fig. 6.10 - Variação diurna da componente zonal do vento neutro termos férico a 350 km sobre Huancayo, obtida usando o modelo M2 para dezembro de 1978 (...), março de 1979 (ooo) e junho de 1979 (xxx).

Nas Figuras 6.9 e 6.10 observa-se um aumento em U_{ϕ} por volta de 04:00 horas, antes da inversão. Este aumento também é consequência do efeito dos campos de polarização da região F e não apareceria se estes campos não fossem incluídos nos cálculos. Comparando estas Figuras com as 6.7 e 6.8, observa-se o mesmo comportamento na deriva zonal do plasma da região F, pois estes dois parâmetros estão intimamente ligados à noite.

6.4 - O POTENCIAL ELETROSTÁTICO

A Figura 6.11 mostra isolinhas do potencial eletrostático, em unidades de kV, obtidas usando a grade em latitude e longitude descrita no Capítulo 5. Estes potenciais foram calculados usando o modelo M2 para Fortaleza e Huancayo, para os meses de dezembro de 1978, março e junho de 1979. Existem vários trabalhos teóricos que calculam sistemas de corrente ou padrões de ventos da região E sem levar em consideração a corrente paralela à linha de campo magnético. Convém ressaltar que a inclusão da corrente paralela à linha de campo magnético modifica consideravelmente o potencial eletrostático da região E. Logo, qualquer cálculo de sistemas de corrente, ou padrões de vento da região E, que levem em consideração esta corrente paralela, certamente levará a resultados diferentes daqueles que não consideram o acoplamento entre regiões E e F.

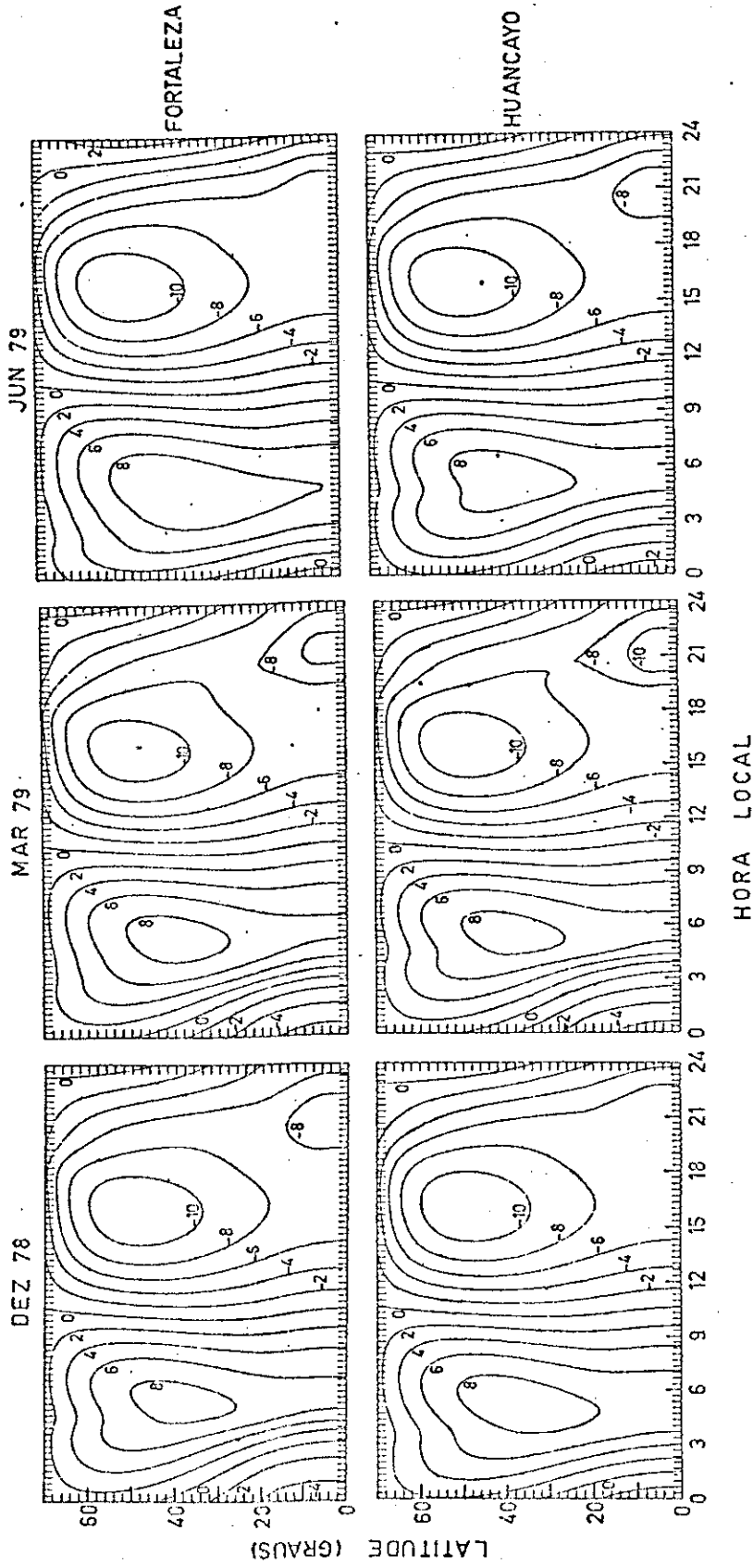


Fig. 6.11 - Isolinhas do potencial eletrostático da região E, em kV.

6.5 - DISCUSSÃO

O movimento das partículas ionizadas da região F da ionosfera equatorial, na direção perpendicular ao campo magnético e ao vento termosférico, gera correntes elétricas que tendem a estabelecer um campo de polarização. Durante o dia, devido à alta condutividade da região E e ao seu acoplamento com a região F através das linhas de campo magnético, estes campos são descarregados, o que faz com que o circuito de corrente entre as regiões E e F se feche via linhas de campo magnético. Porém, à noite, quando a condutividade da região E é baixa, o circuito é interrompido, o que possibilita o desenvolvimento dos campos elétricos de polarização na região F. As derivas da região F equatorial são controladas pelos campos elétricos. Durante o dia, os campos elétricos da região E são mapeados para a região F através das linhas de campo magnético, que podem ser consideradas como linhas equipotenciais. À noite os campos elétricos de polarização da região F têm sua origem nos ventos termosféricos. Porém, situações de transição como as observadas ao amanhecer e ao anoitecer, quando a condutividade da região E tem uma variação rápida, merecem atenção especial.

Para ver o efeito da variação da condutividade da região E, ao amanhecer e ao anoitecer, nas derivas da região F equatorial, é necessário levar em consideração as duas regiões E conjugadas, pertencentes ao mesmo meridiano magnético que passa pela estação equatorial. A taxa de variação da condutividade vai depender do grau de alinhamento do meridiano magnético com o terminadouro e será máxima quando o alinhamento for perfeito, pois, enquanto uma das regiões E permanecer com condutividade suficiente, haverá um circuito se fechando. Por outro lado, para cada localidade esse alinhamento se dá em uma certa época do ano, de acordo com a declinação magnética daquele local. Assim, a declinação magnética faz com que estações equatoriais como Fortaleza e Huancayo mostrem comportamento sazonal bem distinto uma da outra.

A inclusão de variações da condutividade obtidas para Fortaleza e Huancayo, levando em consideração as diferentes declinações

magnéticas das duas localidades (e conseqüentemente horários do pôr do Sol diferentes nas regiões E conjugadas), no modelo numérico foi suficiente para simular as variações sazonais do horário do pico pré-reversão em Fortaleza e Huancayo. Ficou claro que o horário de ocorrência de V_{zp} depende diretamente do horário em que a variação da condutividade torna-se nula. Porém, a amplitude do pico pré-reversão depende tanto da taxa de variação da condutividade (logo, da declinação magnética) quanto do vento termosférico.

Conforme foi bastante discutido nos primeiros capítulos deste trabalho, já está bem estabelecido que existe uma forte correlação entre a amplitude do pico pré-reversão da deriva vertical da camada F, ao entardecer, e a ocorrência e intensidade das bolhas de plasma ionosférico e as irregularidades a elas associadas. Portanto, a variação sazonal das irregularidades certamente sofrerá também a influência da declinação magnética (através da taxa de variação da condutividade) e do vento termosférico em uma dada localidade.

Tanto na obtenção das equações como nos modelos atmosféricos, foram feitas diversas suposições com o intuito de simplificar os cálculos. A equação do movimento das partículas neutras foi resolvida só para a componente zonal do vento termosférico, que é a responsável pela geração dos campos elétricos de polarização que influem nas derivas aqui em estudo. Assim, a exclusão dos ventos meridionais não deve afetar, de maneira significativa, as discussões e conclusões obtidas pelo presente trabalho.

Os valores usados para $n(0)$, uma vez calculados para Fortaleza e Huancayo, foram considerados independentes de latitude. Desta forma, as possíveis variações do vento zonal com latitude não foram totalmente incluídas no modelo. É possível que os ventos do hemisfério onde está situada a camada E na qual o gradiente de condutividade atinge valor nulo mais tarde, terão efeitos maiores no pico pré-reversão em V_z . Talvez a inclusão de variações latitudinais levasse a resultados mais de acordo com as observações (principalmente para dezembro em Huan

cayo e junho em Fortaleza). Porém, isto exigiria a solução de uma equação tridimensional (ao invés de bidimensional), o que aumentaria consideravelmente a quantidade de variáveis armazenadas e de cálculos, e tornaria a solução numérica mais lenta.

As distribuições de N_m^E e N_m^F usadas no modelo não sofreram variações latitudinais, e o perfil vertical adotado para N_m^F foi dado pela função de Chapman. Porém, as variações que se usou para N_m^E e N_m^F foram obtidas a partir de ionogramas das estações equatoriais de interesse. Além disto, os efeitos dos campos de polarização são mais fortes no equador, região de interesse neste trabalho; logo estas suposições não devem prejudicar os resultados na região equatorial. À noite, os campos de polarização dependem muito do valor adotado para N_m^E e h_m^F . No presente modelo usou-se o valor $5 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ para N_m^E à noite. Valores menores do que este resultariam em campos e derivas maiores. Já para h_m^F foi usado um padrão de variação com características da região F equatorial, porém bastante simplificado. Talvez uma sofisticação da variação diurna adotada para h_m^F desse melhores resultados aos campos e derivas à noite, porém o pico pré-reversão seguramente não sofreria influência significativa.

O modelo adotado para os ventos de marés incluiu apenas o modo diurno evanescente (1, -2), que é o modo principal na geração de campos e correntes na região E. A influência dos ventos de marés nas derivas da região F equatorial é predominante durante o dia, onde se obteve uma boa concordância dos resultados do modelo com as medidas feitas pelo radar de Jicamarca para as derivas leste-oeste. Logo, a inclusão única do modo (1, -2) não prejudica os resultados do modelo.

No entanto, o modelo inclui a assimetria em relação ao equador magnético, devida à declinação, através dos modelos de condutividade (N_m^E), o que é crucial para explicar as variações sazonais do pico pré-reversão na deriva vertical da camada F observadas em Fortaleza e Huancayo.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

Foi analisado um ano de dados de ionossonda para Fortaleza e Huancayo (duas estações situadas na zona americana do equador magnético e caracterizadas por declinações magnéticas bem diferentes), no período de outubro de 1978 a setembro de 1979, a fim de estudar as diferenças longitudinais existentes na geração de campos elétricos originados pelo dínamo da região F ao entardecer, e nas irregularidades da ionosfera equatorial nas duas estações. Os traços F espalhados em altura e em frequência, observados nos ionogramas das duas estações, foram usados como indicadores de irregularidades.

Fez-se um estudo comparativo entre velocidade de deriva vertical da região F, medida com o radar de Jicamarca, e a deriva deduzida a partir de ionogramas de Huancayo para épocas coincidentes. Esta análise mostrou, como já era esperado teoricamente, que há uma boa concordância entre a amplitude e a hora da ocorrência do pico pré-reversão da velocidade vertical, ao entardecer, determinada pelos dois métodos. Portanto, todos os estudos deste trabalho foram baseados nas velocidades obtidas usando ionogramas de Huancayo e Fortaleza.

Observou-se que a ocorrência do FEA, a velocidade vertical da camada e h'F (altura da base da camada) estão correlacionadas, ao entardecer, em cada estação. Assim, quando h'F, ao entardecer, começa a aumentar mais cedo e atinge seu valor máximo também mais cedo, o pico pré-reversão da deriva vertical mostra o mesmo comportamento, e a ocorrência do FEA também tem seu início mais cedo. Observa-se também que há ocorrência maior do FEA nos meses em que V_{zp} é maior. Já a ocorrência do FEF tem valores maiores nos períodos em que h'F atinge seu máximo mais tarde (entre 21:00 e 22:00 horas para as duas estações estudadas) e a camada permanece alta por um período maior de tempo. A comparação entre as ocorrências do FEA em Fortaleza e Cachoeira Paulista leva à conclusão que nem todos os traços espalhados vistos nos ionogramas es

tão associados a bolhas de plasma e que também existe uma boa correlação entre o pico pré-reversão da velocidade vertical e a ocorrência de bolhas de plasma, o que nem sempre é observado na ocorrência do traço F espalhado.

Foram observadas diferenças significativas no comportamento sazonal da ocorrência do traço F espalhado e do pico pré-reversão na deriva vertical da camada F em Fortaleza e Huancayo. Nesta última estação o pico pré-reversão em V_z ocorre mais tarde no verão e mais cedo no inverno, ao passo que em Fortaleza esta seqüência tem sentido exatamente oposto. Nos meses de equinócio as horas de ocorrência do pico V_{zp} são aproximadamente as mesmas. Em Huancayo a amplitude de V_{zp} apresenta dois máximos anuais, centrados nos equinócios, enquanto em Fortaleza observa-se um único máximo centrado nos meses de verão. Existem também diferenças correspondentes nas horas e freqüências de ocorrência dos traços F espalhados nas duas estações. Estes comportamentos distintos (que são, na verdade, uma manifestação das diferenças longitudinais no dīnamo da região F causadas pela assimetria em relação ao equador magnético) foram discutidos levando em conta as diferenças na declinação magnética e, conseqüentemente, nas taxas de variação longitudinal da condutividade das regiões E conjugadas das duas estações ao entardecer, e o efeito do vento termosférico. Para simular estes efeitos foi usado um modelo de acoplamento eletrodinâmico das regiões E e F da ionosfera equatorial que calcula ventos, campos elétricos, correntes e derivas eletromagnéticas na região F. A parte mais importante deste trabalho foi a inclusão da assimetria em relação ao equador magnético, através dos modelos de condutividade, o que permitiu mostrar que as variações sazonais do horário do pico pré-reversão na deriva vertical, bem como suas diferenças longitudinais, são controladas pela declinação magnética da estação equatorial em questão, a qual determina os horários do pôr do Sol nas duas regiões conjugadas, ligadas pela mesma linha de campo magnético. Já a amplitude de V_{zp} sofre influência tanto da declinação magnética, através da taxa de variação longitudinal da condutividade, quanto do vento termosférico.

Os cálculos resultantes do modelo sugerem que a deriva zonal do plasma da região F equatorial também mostra uma variação sazonal significativa à noite.

Os resultados obtidos para a componente zonal do vento termosférico mostram que esta variável sofre a influência do acoplamento eletrodinâmico entre as regiões E e F. Embora não haja medidas nas localidades modeladas para uma comparação direta, o comportamento médio está de acordo com resultados inferidos ou medidos por outros autores e indicam um fator de super-rotação entre 1,05 e 1,1 para a atmosfera a 350 km de altura.

A variação sazonal de V_{zp} em Fortaleza, obtida usando o modelo, concorda com aquela observada através dos dados experimentais, com amplitudes maiores no verão e equinócio e menores no inverno. Por outro lado, em Huancayo o modelo fornece amplitude mínima de V_{zp} em dezembro, ao passo que os dados experimentais mostram V_{zp} mínimo em junho nesta localidade. Uma vez que a influência relativa da variação da condutividade na amplitude de V_{zp} está simulada corretamente, uma possível explicação para esta discrepância poderia ser obtida em termos dos ventos termosféricos que deveriam mostrar, em junho de 1979, velocidades maiores que as obtidas usando o modelo M2. Isto seria conseguido se as densidades numéricas do oxigênio atômico para Huancayo nessa época fossem maiores que as obtidas usando o modelo de Jacchia (1977). O modelo M2 do oxigênio atômico (ou do vento termosférico) parece ser adequado para explicar as diferenças sazonais nas amplitudes do pico pré-reversão observadas em Fortaleza.

O uso de um modelo mais completo para os ventos de marés da região E que inclua outros modos além do (1, - 2), embora desejável, não altera o comportamento médio das derivas calculadas; logo não prejudica as discussões e conclusões. Seria bastante útil se houvesse medidas de N_m^E nas localidades estudadas, ao entardecer, que pudessem ser usadas na simulação. Na ausência de tais dados usaram-se modelos de variação temporal de N_m^E que representam bem o comportamento sazonal des

te parâmetro em cada longitude modelada. Uma possível sofisticação do modelo poderia incluir a resolução simultânea da equação da continuidade da região F e das equações dinâmicas e elétricas que já são resolvidas. Porém, isto implicaria um aumento considerável tanto em memória quanto em tempo de computação.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AARONS, J. Equatorial scintillations: a review. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-25(5):729-736, Sept. 1977.
- AARONS, J.; MULLEN, J.P.; WHITNEY, H.E.; MACKENZIE, E.M. The dynamics of equatorial irregularity patch formation, motion and decay. *Journal of Geophysical Research*, 85(A1):139-149, Jan. 1980a.
- AARONS, J.; MULLEN, J.P.; KOSTER, J.P.; SILVA, R.F.; MEDEIROS, J.R.; MEDEIROS, R.T.; BUSHBY, A.; PANTOJA, J.; LANAT, J.; PAULSON, M.R. Seasonal and geomagnetic control of equatorial scintillation in two longitudinal sectors. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 42(9/10):861-866, Sept./Oct. 1980b.
- ABDU, M.A.; BATISTA, I.S.; BITTENCOURT, J.A. Some characteristics of spread F at magnetic equatorial station Fortaleza. *Journal of Geophysical Research*, 86(A8):6836-6842, Aug. 1981a.
- ABDU, M.A.; BITTENCOURT, J.A.; BATISTA, I.S. Magnetic declination control of the equatorial F region dynamo electric field development and spread F. *Journal of Geophysical Research*, 86(A13):11443-11446, Dec. 1981b.
- ABDU, M.A.; MEDEIROS, R.T.; NAKAMURA, Y. Latitudinal and magnetic flux tube extension of the equatorial spread F irregularities. *Journal of Geophysical Research*, 88(A6):4861-4868, June 1983a.
- ABDU, M.A.; KANTOR, I.J.; BATISTA, I.S.; PAULA, E.R. East-West plasma bubble irregularity motion determined from spaced VHF polarimeters: implications on velocity shear in the zonal F-region bulk plasma motion. *Radio Science*, 20(1):111-122, Jan./Feb. 1985a.
- ABDU, M.A.; MEDEIROS, R.T.; BITTENCOURT, J.A.; BATISTA, I.S. Vertical ionization drift velocities and range type spread F in the evening equatorial ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 88(A1):399-402, Jan. 1983b.

ABDU, M.A.; MEDEIROS, R.T.; SOBRAL, J.H.A.; BITTENCOURT, J.A. Spread F plasma bubble vertical rise velocities determined from spaced ionosonde observations. *Journal of Geophysical Research*, 88(A11): 9197-9204, Nov. 1983c.

ABDU, M.A.; NELSON, O.R.; BATISTA, I.S.; SOBRAL, J.H.A. Dependence of equatorial F region plasma bubble rise velocity and dynamo electric field on solar cycle. Submitted to *Journal of Geophysical Research*, 1985b. Publicado como INPE-3439-PRE/696.

ABDU, M.A.; BATISTA, I.S.; PAULA, E.R.; SOBRAL, J.H.A.; KANTOR, I.J. *Observações de bolhas de plasma e de sua deriva zonal usando polarímetros*. São José dos Campos, INPE, Ago. 1984a. 21p. (INPE-3219-PRE/572).

ABDU, M.A.; BATISTA, I.S.; SOBRAL, J.H.A.; PAULA, E.R.; KANTOR, I.J. *Equatorial ionospheric plasma bubble irregularity occurrence and zonal velocities under quiet and disturbed conditions, from polarimeter observations*. São José dos Campos, INPE, Feb. 1984b. 18p. (INPE-3023-PRE/461).

BALSLEY, B.B. Electric fields in the equatorial ionosphere: a review of techniques and measurements. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 35(6):1035-1044, June 1973.

BALSLEY, B.B.; HAERENDEL, G.; GREENWALD, R.A. Equatorial spread F: recent observations and a new interpretation. *Journal of Geophysical Research*, 77(28):5625-5628, Oct. 1972.

BASU, S.; KELLEY, M.C. A review of recent observations of equatorial scintillations and their relationship to current theories of F region irregularity generation. *Radio Science*, 14(3):471-485, May/June 1979.

- BASU, S.; BASU, S.; MULLEN, J.P.; BUSHBY, A. Long-term 1.5 GHz amplitude scintillation measurements at the magnetic equator. *Geophysical Research Letters*, 7(4):259-262, Apr. 1980.
- BASU, S.; BASU, S.; AARONS, J.; McCLURE, J.P.; COUSINS, M.D. On the coexistence of kilometer- and meter-scale irregularities in the nighttime equatorial F-region. *Journal of Geophysical Research*, 83(A9):4219-4226, Sept. 1978.
- BITTENCOURT, J.A.; ABDU, M.A. A theoretical comparison between apparent and real vertical ionization drift velocities in the equatorial F region. *Journal of Geophysical Research*, 86(A4):2451-2454, Apr. 1981.
- BITTENCOURT, J.A.; TINSLEY, B.A.; HICKS, G.T.; REED, E.I. Tropical F region winds from OI 1356-Å and [OI]6200-Å emission. 2. Analysis of Ogo 4 data. *Journal of Geophysical Research*, 81(22):3786-3790, Aug. 1976.
- BOOKER, H.G.; WELLS, H.W. Scattering of radio waves in the F region of the ionosphere. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 43(sf):249-256, 1938.
- CALVERT, W.; COHEN, R. The interpretation and synthesis of certain spread-F configuration appearing on equatorial ionograms. *Journal of Geophysical Research*, 66(10):3125-3140, Oct. 1961.
- CARNAHAN, B.; LUTHER, H.A.; WILKES, J.O. *Applied numerical methods*. New York, John Wiley, 1969.
- CHANDRA, H.; RASTOGI, R.G. Equatorial spread F over a solar cycle. *Annales de Géophysique*, 28(4):709-715, oct./nov./dec. 1972a.
- Spread-F at magnetic equatorial station Thumba. *Annales de Géophysique*, 28(1):37-44, jan./fév./mars 1972b.

- CHATURVEDI, P.K.; OSSAKOW, S.L. Nonlinear theory of collisional Rayleigh-Taylor instability in equatorial spread F. *Geophysical Research Letters*, 4(12):558-560, Dec. 1977.
- CLEMESHA, B.R. An investigation of the irregularities in the F region associated with equatorial type spread-F. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 26(1):91-112, Jan. 1964.
- COHEN, R.; BOWLES, K.L. On the nature of equatorial spread F. *Journal of Geophysical Research*, 66(4):1081-1106, Apr. 1961.
- COSTA, E.; KELLEY, M.C. On the role of steepened structures and drifts waves in equatorial spread F. *Journal of Geophysical Research*, 83(A9):4359-4364, Sept. 1978.
- DALGARNO, A. Ambipolar diffusion in the F-region. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 26(9):939, Sept. 1964.
- DALGARNO, A.; SMITH, F.J. The thermal conductivity and viscosity of atomic oxygen. *Planetary and Space Science*, 9(1/2):1-2, Jan./Feb. 1962.
- DASGUPTA, A.; AARONS, J.; KLOBUCHAR, J.A.; BASU, S.; BUSHBY, A. Ionospheric electron content depletion associated with amplitude scintillations in the equatorial region. *Geophysical Research Letters*, 9(2):147-150, Feb. 1982.
- DASGUPTA, A.; BASU, S.; AARONS, J.; KLOBUCHAR, J.A.; BASU, S.; BUSHBY, A. VHF amplitude scintillation and associated electron content depletions as observed at Arequipa, Peru. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 45(1):15-26, Jan. 1983.
- DUNGEY, J.W. Convective diffusion in the equatorial F region. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 9(4):304-310, Oct. 1956.

FARLEY, D.T. A theory of electrostatic fields in a horizontally stratified ionosphere subject to a vertical magnetic field. *Journal of Geophysical Research*, 64(9):1225-1233, Sept. 1959.

——— A theory of electrostatic fields in the ionosphere at nonpolar geomagnetic latitudes. *Journal of Geophysical Research*, 65(3):869-877, Mar. 1960.

FARLEY, D.T.; BALSLEY, B.B.; WOODMAN, R.F.; McCLURE, J.P. Equatorial spread F: implications of VHF radar observations. *Journal of Geophysical Research*, 75(34):7199-7216, Dec. 1970.

FEJER, B.G. The equatorial ionospheric electric field: a review. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(5/6):377-386, May/June 1981.

FEJER, B.G.; KELLEY, M.C. Ionospheric irregularities. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 18(2):401-454, May 1980.

FEJER, B.G.; LARSEN, M.F.; FARLEY, D.T. Equatorial disturbance dynamo electric fields. *Geophysical Research Letters*, 10(7):537-540, July-1983.

FEJER, B.G.; FARLEY, D.T.; WOODMAN, R.F.; CALDERON, C. Dependence of equatorial F region vertical drifts on season and solar cycle. *Journal of Geophysical Research*, 84(A10):5792-5796, Oct. 1979a.

FEJER, B.G.; KUDEKI, E.; FARLEY, D.T.; LAGOS, P. Equatorial F region east-west drifts during solar maximum. *EOS Transactions, American Geophysical Union*, 65(45):1025, Nov. 1984. Abstract.

FEJER, B.G.; FARLEY, D.T.; GONZALES, C.A.; WOODMAN, R.F.; CALDERON, C. F region east-west drifts at Jicamarca. *Journal of Geophysical Research*, 86(A1):215-218, Jan. 1981.

- FEJER, B.G.; GONZALES, C.A.; FARLEY, D.T.; KELLEY, M.C.; WOODMAN, R.F.
Equatorial electric fields during magnetically disturbed conditions,
1, The effect of the interplanetary magnetic field. *Journal of
Geophysical Research*, 84(A10):5797-5802, Oct. 1979b.
- FORBES, J.M.; LINDZEN, R.S. Atmospheric solar tides and their
electrodynamic effects-I. The global Sq current system. *Journal
of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 38(9/10):897-910, Sept./Oct.
1976a.
- Atmospheric solar tides and their electrodynamic effects - II.
The equatorial electrojet. *Journal of Atmospheric and Terrestrial
Physics*, 38(9/10):911-920, Sept./Oct. 1976b.
- Atmospheric solar tides and their electrodynamic effects- III.
The polarization electric field. *Journal of Atmospheric and Terrestrial
Physics*, 39(11/12):1369-1377, Nov./Dec. 1977.
- GONZALES, C.A.; KELLEY, M.C.; FEJER, B.G.; VICKREY, J.F.; WOODMAN, R.F.
Equatorial electric fields during magnetically disturbed conditions,
2, Implications of simultaneous auroral and equatorial measurements.
Journal of Geophysical Research, 84(A10):5803-5812, Oct. 1979.
- GONZALES, C.A.; KELLEY, M.C.; BEHNKE, R.A.; VICKREY, J.F.; WAND, R.;
HOLT, J. On the latitudinal variation of the ionospheric electric
field during magnetospheric disturbances. *Journal of Geophysical
Research*, 88(A11):9135-9144, Nov. 1983.
- HAERENDEL, G. *Theory of equatorial spread-F*. Garching, FRG, Max-Planck
Institute für Extraterrestrische Physik, 1973. 48p. Report.
- HANSON, W.B.; SANATANI, S. Large Ni gradients below the equatorial
F2-peak. *Journal of Geophysical Research*, 78(7):1167-1173, Mar. 1973.
- HEELIS, R.A. A lattice model of the equatorial F2 region. *Planetary
and Space Science*, 19(9):1185-1188, Sept. 1971.

- HEELIS, R.A.; KENDALL, P.C.; MOFFETT, R.J.; WINDLE, D.W.; RISHBETH, H.
Electrical coupling of the E and F regions and its effects on F region drifts and winds. *Planetary and Space Science*, 22(5):743-756, May 1974.
- JACCHIA, L.G. *Thermospheric temperature, density, and composition: new models*. Cambridge, MA, Smithsonian Institution Astrophysical Observatory, Mar. 1977. 106p. (SAO Special Report No 375).
- KELLEY, M.C.; HAERENDEL, G.; KAPPLER, H.; VALENZUELA, A.; BALSLEY, B.B.; CARTER, D.A.; ECKLUND, W.L.; CARLSON, C.W.; HAUSLER, B.; TORBERT, R.
Evidence for Rayleigh-Taylor type instability and upwelling of depleted density regions during equatorial spread F. *Geophysical Research Letters*, 3(8):448-450, Aug. 1976.
- KING-HELE, D.G. Measurements of upper-atmosphere rotational speed from changes in satellite orbits. In: COSPAR PLENARY MEETING, 14. Seattle, Washington, 1971. *Proceedings of Open Meetings of Working Groups*. Berlin; Akademik-Verlag, 1972, p. 847-855. (COSPAR Space Research, 12).
- KING-HELE, D.G.; WALKER, D.M.C. Upper atmosphere zonal winds: variation with height and local time. *Planetary and Space Science*, 25(4): 313-336, Apr. 1977.
- KLOBUCHAR, J.A.; AARONS, J. Studies of equatorial irregularity patches using SIRIO VHF transmissions. *Alta Frequenza*, 49(5):345-349, Sept./ Oct. 1980.
- KOSTER, J.R. *Study of equatorial ionosphere*. Legon, Ghana, University of Ghana, 1976. (AFGL-TR-77 0165).
- KUDEKI, E.; FEJER, B.G.; FARLEY, D.T.; IERKIK, H.M. Interferometers studies of equatorial F region irregularities and drifts. *Geophysical Research Letters*, 8(4):377-380, Apr. 1981.

- LIVINGSTON, R.C. Comparison of multifrequency equatorial scintillations: American and Pacific sectors. *Radio Science*, 15(4):801-804, July/Aug. 1980.
- LYON, A.J.; SKINNER, N.J.; WRIGHT, R.W. Equatorial spread-F at Ibadan, Nigeria. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 21(2/3): 100.119, 1961.
- The belt of equatorial spread-F. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 19(3/4):145-159, 1960.
- MALCOLM, F.; MILES, C.; TINSLEY, B.A. Field aligned observations of transequatorial bubbles from Rarotonga in 1969-70. *Geophysical Research Letters*, 11(7):665-668, July 1984.
- MARTYN, D.F. Large scale movements of ionization in the ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 64(12):2178-2179, Dec. 1959.
- MATSUSHITA, S. Dynamo current, winds, and electric fields. *Radio Science*, 4(9):771-780, Sept. 1969.
- Upper-atmospheric tidal interaction effects on geomagnetic and ionospheric variation: a review. *Annales de Géophysique*, 33(1/2): 115-125, jan./fév./mars/avr./mai/juin 1977.
- MATUURA, N. Electric fields deduced from the thermospheric model. *Journal of Geophysical Research*, 77(31):4679-4689, Nov. 1974.
- McCLURE, J.P.; HANSON, W.B.; HOFFMAN, J.F. Plasma bubbles and irregularities in the equatorial ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 82(19): 2650-2656, July 1977.
- MEDEIROS, R.T. *Estudo das irregularidades ionosféricas da região F, na ionosfera equatorial sobre Fortaleza, Natal e Cachoeira Paulista.* Tese de mestrado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, jul. 1982. 88p. (INPE-2459-TDL/095).

- MENDILLO, M.; BAUMGARDNER, J. Airglow characteristics of equatorial plasma depletion. *Journal of Geophysical Research*, 87(A9):7641-7652, Sept. 1982.
- MOORE, J.G.; WEBER, E.J. OI6300 and 7774A⁰ airglow measurements of equatorial plasma depletions. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(8):851-858, Aug. 1981.
- MORSE, F.A.; EDGAR, B.C.; KOONS, H.C.; RICE, C.J.; HEIKKILA, W.J.; HOFFMAN, J.H.; TINSLEY, B.A.; WINNINGHAM, J.D.; CHRISTENSEN, A.B.; WOODMAN, R.F.; POMALAZA, R.; TEIXEIRA, N.R. EQUION: an equatorial ionosphere irregularity experiment. *Journal of Geophysical Research*, 82(4):578-592, Feb. 1977.
- NAKAMURA, Y. *Irregularidades ionosféricas em baixas latitudes no setor americano*. Tese de doutorado em Ciência Espacial. São José dos Campos, INPE, out. 1981. 123p. (INPE-2243-TDL/065).
- OSBORNE, B.W. Ionospheric behaviour in the F2 region at Singapore. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 2(1):66-78, 1952.
- OSSAKOW, S.L. Spread-F theories-a review. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(5/6):437-452, May/June 1981.
- OSSAKOW, S.L.; CHATURVEDI, P.K. Morphological studies of rising equatorial spread F bubbles. *Journal of Geophysical Research*, 83(A5): 2085-2090, May 1978.
- OSSAKOW, S.L.; ZALESK, S.T.; McDONALD, B.E.; CHATURVEDI, P.K. Nonlinear equatorial spread F: dependence on altitude of the F peak and bottomside background electron density gradient scale length. *Journal of Geophysical Research*, 84(A1):17-29, Jan. 1979.
- POTTER, D. *Computational Physics*. Chichester, England, John Wiley, 1973. Reprinted July 1980.
- RASTOGI, R.G. Geomagnetic storms and electric field in the equatorial ionosphere. *Nature*, 268(5619):422-424, Aug. 1977.

- Seasonal and solar cycle variation of equatorial spread F in the American zone. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 42(7): 593-597, July 1980.
- RASTOGI, R.G.; WOODMAN, R.F. Spread F in equatorial ionograms associated with reversal of horizontal F region electric field. *Annales de Géophysique*, 34(1):31-36, jan./fév./mars 1978a.
- VHF radio wave scattering due to range and frequency types of equatorial spread-F. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 40(4):485-491, Apr. 1978b.
- RASTOGI, R.G.; CHANDRA, H.; MISTRA, R.K. Feature of the ionospheric drift over the magnetic equator. In: COSPAR PLENARY MEETING, 14., Seattle, Washington, 1971. *Proceedings of Open Meetings of Working Groups*. Berlin, Akademik-Verlag, 1972, p. 983-992. (COSPAR Space Research, 12).
- REID, G.C. The formation of small-scale irregularities in the ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 73(5):1627-1640, Mar. 1968.
- RICHMOND, A.D.; MATSUSHITA, S.; TARPLEY, J.D. On the production mechanism of electric currents and fields in the ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 81(4):547-555, Feb. 1976.
- RISHBETH, H. Dynamics of equatorial F-region. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39(9/10):1159-1168, Sept./Oct. 1977.
- Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region. *Planetary and Space Science*, 19(3):357-369, 1971a.
- The F-layer dynamo. *Planetary and Space Science*, 19(2):263-267, Feb. 1971b.
- The F-region dynamo. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(5/6):387-391, May/June 1981.

- SAHAI, Y.; BITTENCOURT, J.A.; TEIXEIRA, N.R.; TAKAHASHI, H. Plasma irregularities in the tropical F-region detected by OI 7774A⁰ and 6300A⁰ nightglow measurements. *Journal of Geophysical Research*, 86(A5):3496-3500, May 1981.
- SASTRI, J.H.; MURTHY, B.S. Spread F at Kodaikanal. *Annales de Géophysique*, 31(2): 285-296, avr./mai/juin 1975.
- SASTRI, J.H.; SASIDHARAN, K. On the relationship between geomagnetic activity and spread F configurations at Kodaikanal. *Annales de Géophysique*, 36(2):247-250, avr./mai/juin 1980.
- SCANNAPIECO, A.J.; OSSAKOW, S.L. Nonlinear equatorial spread F. *Geophysical Research Letters*, 3(8):451-454, Aug. 1976.
- SIPLER, D.P.; BIONDE, M.A.; ROBLE, R.G. F-region neutral winds and temperatures at equatorial latitudes: measured and predicted behaviour during geomagnetically quiet conditions. *Planetary and Space Science*, 31(1):53-66, Jan. 1983.
- SOBRAL, J.H.A.; ABDU, M.A.; BATISTA, I.S. Airglow studies on the ionosphere dynamics over low latitudes in Brazil. *Annales de Géophysique*, 36(2):199-204, avr./mai/juin 1980a.
- SOBRAL, J.H.A.; ABDU, M.A.; BATISTA, I.S.; ZAMLUTTI, C.J. Wave disturbance in low latitude ionosphere and equatorial ionospheric plasma depletion. *Journal of Geophysical Research*, 86(A3):1374-1378, Mar. 1981.
- SOBRAL, J.H.A.; ABDU, M.A.; ZAMLUTTI, C.J.; BATISTA, I.S. Association between plasma-bubble irregularities and airglow disturbances over Brazilian low latitude. *Geophysical Research Letters*, 7(11):980-982, Nov. 1980b.
- STENING, R.F. Analysis of contributions to ionospheric dynamo currents from E.M.F.'s at different latitudes. *Planetary and Space Science*, 25(6):587-594, June 1977.

——— An assessment of the contributions of various tidal winds to the Sq current system. *Planetary and Space Science*, 17(5):889-908, May 1969.

SZUSZCZEWICZ, E.P.; SINGH, M.; HOLMES, J.C. Satellite and rocket observations of equatorial spread-F irregularities: a two dimensional model. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(8):779-784, Aug. 1981a.

SZUSZCZEWICZ, E.P.; TSUNODA, R.T.; NARCISI, R.; HOLMES, J.C. Coincident radar and rocket observations of equatorial spread-F. *Geophysical Research Letters*, 7(7):537-540, July 1980.

——— Plumex II: a second set of coincident radar and rocket observations of equatorial spread-F. *Geophysical Research Letters*, 8(7):803-806, July 1981b.

TARPLEY, J.D. The ionospheric wind dynamo-II-Solar tides. *Planetary and Space Science*, 18(7):1091-1103, July 1970.

TOWLE, D.M. VHF and UHF radar observations of equatorial ionospheric irregularities and background densities. *Radio Science*, 15(1):71-86, Jan./Feb. 1980.

TSUNODA, R.T. *Control of the seasonal and longitudinal occurrence of equatorial scintillations by the longitudinal gradient in integrated E-region Pedersen conductivity*. Menlo Park, CA, SRI, International, 1983. 49p.

——— Magnetic-field-aligned characteristics of plasma bubbles in the nighttime equatorial ionosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 42(8):743-752, Aug. 1980a.

——— On the spatial relationship of 1-meter equatorial spread-F irregularities and plasma bubbles. *Journal of Geophysical Research*, 85(A1):185-190, Jan. 1980b.

- Time evolution and dynamics of equatorial backscatter plumes. 1. Growth phase. *Journal of Geophysical Research*, 86(A1):139-149, Jan. 1981.
- TSUNODA, R.T.; TOWLE, D.M. On the spatial relationship of 1-meter equatorial spread F irregularities and depletions in total electron content. *Geophysical Research Letters*, 6(11):873-876, 1979.
- TSUNODA, R.T.; LIVINGSTON, R.C.; RINO, C.L. Evidence of a velocity shear in bulk plasma motion associated with the post-sunset rise of the equatorial F-layer. *Geophysical Research Letters*, 8(7):807-810, July 1981.
- TSUNODA, R.T.; BARON, M.J.; OWEN, J.; TOWLE, D.M. ALTAIR: an incoherent scatter radar for equatorial spread F studies. *Radio Science*, 4(6): 1111-1119, Nov./Dec. 1979.
- TSUNODA, R.T.; LIVINGSTON, R.C.; McCLURE, J.P.; HANSON, W.B. Equatorial plasma bubbles: vertically-elongated wedges from bottomside F layer. *Journal of Geophysical Research*, 87(A11):9171-9180, Nov. 1982.
- UNITED STATES AIR FORCE. *U.S. Standard Atmosphere Supplement, 1966*, Washington, D.C., USA, 1966.
- VALENZUELA, A.; HAERENDEL, G.; FOPPL, A.; REIGER, E.; FEJER, B.G.; KELLEY, M.C. Incoherent scatter radar and barium cloud measurements of electric fields in the equatorial zone. *EOS Transactions, American Geophysical Union*, 61(17):315, Apr. 1980. Abstract.
- VOLLAND, H. A simplified model of the geomagnetic Sq-current system and the electric fields within the ionosphere. *Cosmic Electrodynamics*, 1(4):428-459, Feb. 1971.
- WALDTEUFEL, P.; McCLURE, J.P. Preliminary comparisons of middle and low latitude Thomson scatter data. *Annales de Géophysique*, 25(4):785-793, oct./nov./dec. 1969.

- WEBER, E.J.; BUCHAU, J.; MOORE, J.G. Airborne studies of equatorial F layer ionospheric irregularities. *Journal of Geophysical Research*, 85(A9):4631-4641, Sept. 1980.
- WEBER, E.J.; BUCHAU, J.; EATHER, R.H.; MENDE, S.B. North-South aligned equatorial airglow depletions. *Journal of Geophysical Research*, 83(A2):712-716, Feb. 1978.
- WHARTON, L.E.; SPENCER, N.W.; MAYR, H.G. The earth's thermospheric superrotation from Dynamics Explorer 2. *Geophysical Research Letters*, 11(5):531-533, May 1984.
- WOODMAN, R.F. East-West ionospheric drifts at the magnetic equator. In: COSPAR PLENARY MEETING, 14., Seattle, Washington, 1971. *Proceedings of Open Meetings of Working Groups*. Berlin, Akademie-Verlag, 1972, p.969-974. (COSPAR Space Research, 12).
- Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator. *Journal of Geophysical Research*, 75(31):6249-6259, Nov. 1970.
- WOODMAN, R.F.; LAHOZ, C. Radar observations of F-region equatorial irregularities. *Journal of Geophysical Research*, 81(31):5447-5466, Nov. 1976.
- WORLD DATA CENTER A for Solar - Terrestrial Physics. *URSI handbook of ionogram interpretation and reduction*. Boulder, CO, Nov. 1972. (Report UAG-23).
- YEH, K.C.; SOICHER, H.; LIU, C.H. Observations of equatorial ionospheric bubbles by the radio propagation method. *Journal of Geophysical Research*, 84(A11):6589-6594, Nov. 1979a.
- YEH, K.C.; SOICHER, H.; LIU, C.H.; BONELLI, E. Ionospheric bubbles observed by Faraday rotation method at Natal, Brazil. *Geophysical Research Letters*, 6(6):473-475, June 1979b.

YOUNG, D.M. *Iterative solutions of large linear systems*. New York, Academic, 1971.

YOUNG, D.M. The numerical solution of elliptic and parabolic partial differential equation. In: Todd, J., ed. *Survey of numerical analysis*. New York, McGraw-Hill, 1962. Chap.11, p.380-435.

YOUNG, D.M.; GREGORY, R.T. *A survey of numerical mathematics*. Massachusetts, Addison-Wesley Publishing Company, 1973. v.2.

ZALESK, S.T.; OSSAKOW, S.L. Nonlinear equatorial spread F: spatially large bubbles resulting from large horizontal scale initial perturbations. *Journal of Geophysical Research*, 85(A5):2131-2142, May 1980.

ZALESK, S.T.; OSSAKOW, S.L.; CHATURVEDI, P.K. Nonlinear equatorial spread F: the effect of neutral winds and background Pedersen conductivity. *Journal of Geophysical Research*, 87(A1):151-166, Jan. 1982.

APÊNDICE A

DIFERENÇAS FINITAS COM INCREMENTO VARIÁVEL

Seja $F(x)$ uma função da variável x . O problema consiste em aproximar as derivadas da função por diferenças finitas em alguns pontos discretos x_1, x_2, \dots, x_I , obtidos como

$$x_{i+1} = x_i + h_i, \quad i = 1, 2, \dots, I-1, \quad (\text{A.1})$$

onde h_i é um incremento variável.

O método de discretização consiste em expandir a função $F(x)$ em série de Taylor em torno de um determinado ponto. O erro do método é da ordem de grandeza dos termos desprezados na expansão. Para obter diferenças finitas centrais faz-se a expansão da função nos pontos x_{i+1} e x_{i-1} em torno de seu valor no ponto x_i , ou seja:

$$\begin{aligned} F(x_{i+1}) \equiv F(x_i + h_i) &= F(x_i) + h_i F'(x_i) + \\ &\frac{h_i^2}{2!} F''(x_i) + \frac{h_i^3}{3!} F'''(x_i) + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned} F(x_{i-1}) \equiv F(x_i - h_{i-1}) &= F(x_i) - h_{i-1} F'(x_i) + \\ &\frac{h_{i-1}^2}{2!} F''(x_i) - \frac{h_{i-1}^3}{3!} F'''(x_i) + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Multiplicando as Equações A.2 e A.3 por h_{i-1}^2 e h_i^2 , respectivamente, fazendo a diferença entre as duas equações resultantes e usando a notação $F_i \equiv F(x_i)$, obtêm-se:

$$F'(x_i) \approx \frac{h_{i-1}^2 F_{i+1} + (h_i^2 - h_{i-1}^2) F_i - h_i^2 F_{i-1}}{h_i h_{i-1} (h_i + h_{i-1})} . \quad (\text{A.4})$$

Analogamente, multiplicando as Equações A.2 e A.3 por h_{i-1} e h_i , respectivamente, e somando as duas equações resultantes, obtêm-se:

$$F''(x_i) \approx \frac{2h_{i-1} F_{i+1} + 2h_i F_{i-1} - 2(h_i + h_{i-1}) F_i}{h_i h_{i-1} (h_i + h_{i-1})} . \quad (\text{A.5})$$

As Equações A.4 e A.5 são as representações da primeira e da segunda deriva da função $F(x)$ em diferenças finitas centrais.