

**MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

INPE-6675-TDI/625

**ESTUDO DE CONDUTIVIDADE, CAMPO ELÉTRICO E RELÂMPAGOS
ASSOCIADOS A NUVENS DE TEMPESTADE**

Marcelo Magalhães Fares Saba

**Tese de Doutorado em Ciência Espacial/Geofísica Espacial, orientada pelos
Drs. Osmar Pinto Jr. e Iara Regina Cardoso de Almeida Pinto ,
aprovada em junho de 1997.**

**INPE
São José dos Campos
Junho de 1997**

523.4-8:551.594.21

SABA, M. M. F.

Estudo de condutividade, campo elétrico e relâmpagos associados a nuvens de tempestade / M. M. F. Saba. - São José dos Campos: INPE, 1997.

180 p. - (INPE-6675-TDI/625).

1. Relâmpagos. 2. Campos elétricos. 3. Condutividade. 4. Tempestades. 5. Estratosfera. 6. Balões. 7. Radar meteorológico. I. Título.

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

Dr. Antônio Lopes Padilha



Presidente

Dr. Osmar Pinto Júnior



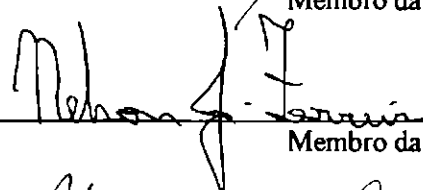
Orientador

Dr. Paulo Prado Batista



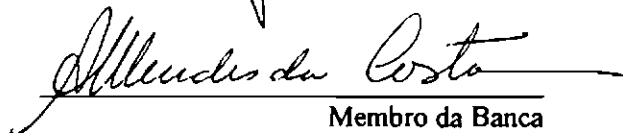
Membro da Banca

Dr. Nelson Jesus Ferreira



Membro da Banca

Dra. Aracy Mendes Costa



Membro da Banca

- Convidada -

Dr. Oswaldo Massambani

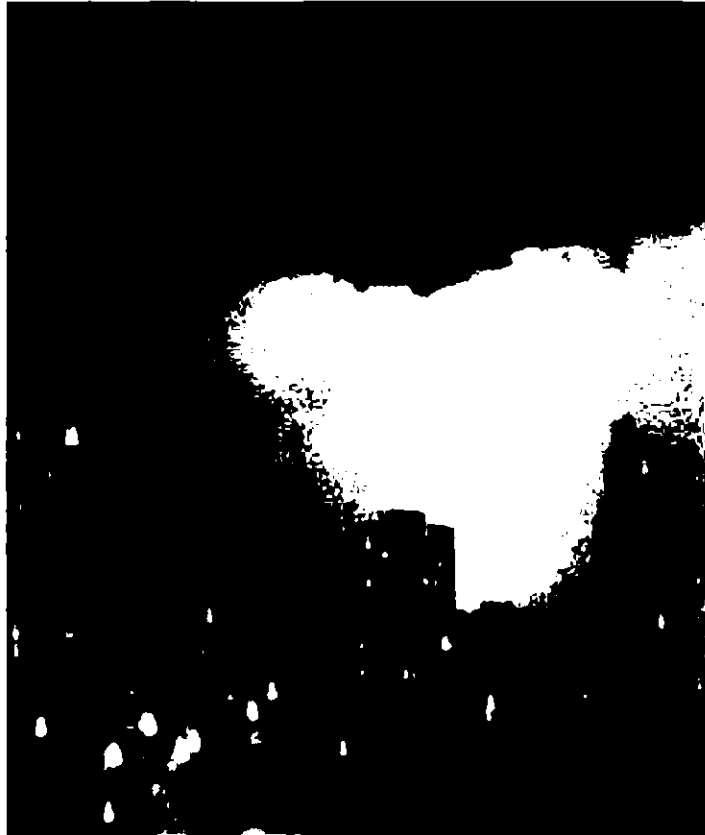


Membro da Banca

- Convidado -

Candidato: Marcelo Magalhães Fares Saba

São José dos Campos, 27 de junho de 1997



Benedicite, fulgura et nubes, Domino.

(Relâmpagos e nuvens, bendizei o Senhor, Dan. 3,73)

*A meus pais, meus primeiros orientadores,
pela formação que me deram.*

AGRADECIMENTOS

Este trabalho não poderia ter sido realizado sem a preciosa colaboração das pessoas que abaixo relaciono:

Ao Dr. Márcio Nogueira Barbosa, Diretor geral, ao Dr. José Humberto Sobral, Diretor de Ciências Espaciais e Atmosféricas, e ao Dr. Sc. Daniel Jean Roger Nordemann, então Chefe da Divisão de Geofísica Espacial do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) pelo apoio dado.

Aos orientadores Dr. Osmar Pinto Júnior e Dra. Iara Regina Cardoso de Almeida Pinto pela eficaz orientação e constante incentivo na realização deste trabalho de pesquisa.

Aos Drs., Antonio Lopes Padilha, Oswaldo Massambani, Aracy Mendes Costa, Paulo Prado Batista e Nelson Jesus Ferreira pela participação na Banca Examinadora e pelas valiosas sugestões ao presente trabalho.

Ao Dr. Mangalathayil Ali Abdu pelas sugestões feitas na apresentação preliminar da tese.

Aos Drs. Odin Mendes Júnior e Rosangela Barreto Biasi Gin e demais pessoas que contribuíram para o sucesso das campanhas de coleta e redução de dados.

Aos engenheiros Wanderli Kabata, Oswaldo Celso Pontieri e Evandro de Carvalho Ferraz do Laboratório de Eletricidade Atmosférica do INPE pela montagem da eletrônica de aquisição de dados e toda a vivência transmitida na área experimental.

A Ana Maria Gomes, Pesquisadora do Instituto de Pesquisas Meteorológicas da UNESP/Bauru que muito atenciosamente forneceu todas as imagens de radar necessárias.

Ao pessoal do Radar Meteorológico de São Paulo pelo fornecimento das imagens de radar.

A Divisão de Recepção e Tratamento de Dados do Departamento de Geração de Imagens de Satélite do INPE - Cachoeira Paulista pela obtenção das imagens de satélite.

Ao pessoal do INMET/SP pelo fornecimento de dados de radiossondagem.

Ao Prof. Ivan Balducci do departamento de Odontologia Social da UNESP/SJC, pelas frutuosas discussões no campo da estatística.

Ao Eng. Antônio Sallum Liberato da TECSAT com quem aprendi muito sobre o funcionamento dos radares meteorológicos.

A todos do grupo de Lançamento de Balão e Carga Útil do INPE pelo esforço realizado em cada lançamento dos balões.

Ao pessoal da gráfica do INPE, pela atenção e esmero nos serviços.

Ao pessoal da Secretaria de Pós-Graduação.

A minha família, pela educação e pelo desejo de estudar que souberam semear em mim.

RESUMO

Um estudo com resultados pioneiros das características eletrodinâmicas da atmosfera brasileira foi realizado através de duas campanhas de medidas: a primeira em 26 de janeiro de 1994 e a segunda em 23 de março de 1995. Estas campanhas contaram com o auxílio de radares meteorológicos, imagens meteorológicas de satélite, dados de radiossondagem e principalmente de balões estratosféricos. A carga útil dos balões possuía sensores de campo elétrico, condutividade, temperatura, altitude, e na campanha de 1994, uma máquina fotográfica e uma filmadora (instaladas pela primeira vez em um balão estratosférico com finalidade científica). A análise conjunta destes dados com dados meteorológicos permitiu: a obtenção do primeiro perfil de condutividade na América do Sul; entender melhor as causas da variação da condutividade na estratosfera; determinar critérios para a definição da polaridade de relâmpagos; traçar para os seus *sferics* uma relação entre a amplitude e o tempo de decaimento e ainda estimar alguns parâmetros de blindagem de uma nuvem de tempestade.

A STUDY OF CONDUCTIVITY, ELECTRIC FIELD AND LIGHTNING
ASSOCIATED WITH THUNDERSTORMS

ABSTRACT

On January 26, 1994 and on March 23, 1995, two campaigns were conducted to investigate the electrodynamic of the Brazilian atmosphere. Using data from meteorological radars, satellite weather images, radiosondes and mainly from stratospheric balloons, some new results were found. The balloon payloads carried instruments to measure the electric field, conductivity, temperature, altitude and obtain optical images. For the first time, a video camcorder was installed in a stratospheric balloon with scientific purposes. An extensive analysis of these data led to various important results: the first conductivity profile in South America; measurements of thunderstorm related conductivity variations in the stratosphere; the establishment of some criteria to determine the polarity of lightning; the relationship between the amplitude and decay time constant of sferics; and finally some estimates of the shielding processes over thunderstorms.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	xix
LISTA DE TABELAS	xxiii
LISTA DE SÍMBOLOS	xxv
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2 - ESTRUTURA ELÉTRICA DA ESTRATOSFERA	7
2.1 - Camadas da atmosfera	7
2.2 - Condutividade atmosférica	9
2.3 - Circuito elétrico atmosférico global	11
2.4 - Campo elétrico de uma nuvem de tempestade	13
2.4.1 - Nuvem de tempestade	13
2.4.2 - Estrutura e processo de eletrificação de uma nuvem de tempestade	16
2.4.3 - Campo elétrico produzido por uma nuvem de tempestade	19
2.5 - Relâmpagos	25
2.5.1 - Relâmpagos nuvem-solo (NS)	27
2.5.2 - Relâmpagos intranuvem (IN)	32
2.5.3 - Outros tipos de relâmpagos	32
2.5.4 - <i>Sferics</i>	34
CAPÍTULO 3 - CAMPANHAS DE MEDIDAS	37
3.1 - Descrição técnica	38

3.1.1 - Carga útil	38
3.1.2 - Imagens de satélite	51
3.1.3 - Imagens de radares meteorológicos	53
3.1.4 - Radiossonda	57
3.2 - Campanha de 1994	59
3.2.1 - Descrição do voo	59
3.2.2 - Resultados	63
3.2.2.1 - Imagens de satélite, radar e câmara fotográfica	63
3.2.2.2 - Perfil vertical da condutividade	71
3.2.2.3 - Variações de condutividade na estratosfera	73
3.2.2.4 - Relâmpagos	76
3.3 - Campanha de 1995	79
3.3.1 - Descrição do voo	79
3.3.2 - Resultados	84
3.3.2.1 - Campos elétricos horizontal, vertical, temperatura e altura	84
3.3.2.2 - Imagens de satélite e de radar	86
3.3.2.3 - Relâmpagos	92
CAPÍTULO 4 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	97
4.1 - Condutividade	97
4.1.1 - Perfil de condutividade	97
4.1.2 - Variações de condutividade na estratosfera	105
4.2 - Relâmpagos	114
4.2.1 - Cálculo da carga destruída	114
4.2.1.1 - Considerações iniciais.....	114
4.2.1.2 - Determinação da polaridade dos relâmpagos.....	117

4.2.2 - Relação entre o máximo valor da perturbação do campo elétrico vertical e a constante de decaimento do relâmpago	127
4.3 - Estrutura elétrica de um cumulonimbus	130
4.3.1 - Cálculo do fator de blindagem.....	130
4.3.2 - Cálculo do tempo e da corrente de uma blindagem transitória.....	134
CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES	139
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	143

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Fotos da carga útil e do balão em vôo (campanha de 1995).....	3
2.1 - Camadas da atmosfera.....	8
2.2 - Produção e aniquilamento dos íons pequenos.....	10
2.3 - Esquema do circuito elétrico global.....	13
2.4 - Estágios de uma nuvem cumulonimbus.....	15
2.5 - Estrutura elétrica de uma nuvem cumulonimbus.....	18
2.6 - Sistema de coordenadas para a distribuição de cargas de uma nuvem de tempestade.....	21
2.7 - Etapas de um relâmpago.....	28
2.8 - <i>Sferic</i> registrado no vôo de 23 de março de 1995.....	35
2.9 - Polaridade atribuída pela literatura tomando como critério o sentido do <i>sferic</i> visto pelo sensor de campo elétrico no balão.....	36
3.1 - Representação esquemática do balão e da carga útil.....	39
3.2 - Diagrama de blocos da eletrônica.....	41
3.3 - Esquema da Sonda Dupla.....	42
3.4 - Registros de campos elétricos AC e DC para o dia 23/03/95.....	44
3.5 - Registro típico do campo elétrico horizontal para o vôo do dia 23/03/95.....	44
3.6 - Exemplo de ajuste para determinação do tempo de relaxação (τ). Dados do vôo do dia 26/01/94.....	46
3.7 - Amostras de fotos obtidas em 26/01/94.....	48
3.8 - Amostras de imagens obtidas pela filmadora.....	50
3.9 - Imagem obtida por satélite para o dia 23/03/95.....	52
3.10 - Imagem tipo <i>Echo Top</i> (5 dBZ) do radar de Bauru dia 23/03/95 - 18h32min (hora local).....	54
3.11 - Imagem tipo <i>Cross Section</i> feita pelo radar de Bauru da nuvem sobre Rio Claro da imagem anterior.....	55

3.12 - Imagem tipo <i>Echo Top</i> (23dBZ) do radar de São Paulo dia 26/01/94 - 11h33min (hora local).....	56
3.13 - Perfil de temperatura com a altitude.....	58
3.14 - Trajetória do vôo de 26/01/94.....	60
3.15 - Representação esquemática do vôo de 26/01/94.....	61
3.16 - Imagem de satélite do dia 26/01/1994, horário: 13:00 GMT.....	64
3.17 - Imagem <i>Echo Top</i> do radar de São Paulo do dia 26/01/1994 - 9h33min (hora local) - e a localização do balão no momento.....	65
3.18 - Imagem <i>Echo Top</i> do radar de São Paulo do dia 26/01/1994 - 11h33min (hora local) - e a localização do balão no momento.....	66
3.19 - Imagem <i>Echo Top</i> do radar de Bauru do dia 26/01/1994 - 13h32min (hora local).....	67
3.20 - Fase A (esquerda) e nuvem a (direita).....	68
3.21 - Fase B (esquerda) e nuvem b (direita).....	69
3.22 - Fase C (esquerda) e nuvem c (direita).....	70
3.23 - Perfis verticais da condutividade negativa e positiva para o dia 26/01/94.....	72
3.24 - Condutividade positiva (□) e negativa (■), normalizada para 25,8 km, ao longo do vôo do dia 26/01/94.....	75
3.25 - Ajuste exponencial para um “sferic”.....	77
3.26 - Trajetória do vôo do dia 23/03/95.....	79
3.27 - Evolução temporal das nuvens principais e da posição do balão durante os relâmpagos medidos em 23/03/1995.....	83
3.28 - Evolução do campo elétrico horizontal, vertical, temperatura e altitude do balão ao longo do vôo do dia 23/03/1995.....	85
3.29 - Imagem de satélite do dia 23/03/1995, horário: 12:00 GMT.....	86
3.30 - Imagem <i>Echo Top</i> das 18h32min do dia 23/03/95.....	88
3.31 - Imagem <i>Cross Section</i> das 18h32min do dia 23/03/95.....	89
3.32 - Imagem <i>Echo Top</i> das 18h47min do dia 23/03/95.....	90
3.33 - Imagem <i>Cross Section</i> das 18h47min do dia 23/03/95.....	91
3.34 - Os 4 relâmpagos mais intensos e o tempo entre eles.....	94

3.35 - Posição do balão em relação à nuvem b nos seus 2 estágios evolutivos.....	95
4.1 - Comparação com perfis de condutividade elétrica gerados por modelos.....	101
4.2 - Comparação com perfis de condutividade elétrica medidos.....	102
4.3 - Perfil de condutividade para diferentes latitudes.....	104
4.4 - Variações de condutividade associadas a uma nuvem eletrificada....	108
4.5 - Parâmetros usados no cálculo da carga destruída (Q_d).....	115
4.6 - Campo dipolar de uma nuvem eletrificada e a distância inversão R_i	118
4.7 - Gráfico do campo elétrico vertical onde se pode notar um <i>sferic</i> de um relâmpago aparentemente negativo, mas na realidade, positivo ou intranuvem.....	119
4.8 - Comparação da carga mínima destruída entre os casos possíveis de polaridade.....	123
4.9 - <i>Sferics</i> dos relâmpagos N1, P1 e P2, medidos em alta (ac) e baixa frequência (dc).....	126
4.10 - Ajustes para a relação entre a amplitude do <i>sferic</i> e a sua constante decaimento.....	129
4.11 - Registros de <i>sferics</i> sem mudança perceptível no campo elétrico ambiente	130
4.12 - “Salto” no valor do campo elétrico E_v	135
4.13 - Ilustração da nuvem com o dipolo e o processo de blindagem que o anula em 4,5 minutos.....	136
4.14 - Salto no campo vertical observado por Holzworth e Chiu, 1982.....	138

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 - Localização do balão durante o vôo.....	62
3.2 - Condutividades em diferentes alturas e normalizadas para 25,8 km.....	74
3.3 - Características principais dos relâmpagos observados no vôo do dia 26/01/94.....	78
3.4 - Localização do balão durante o vôo.....	80
3.5 - Características principais dos relâmpagos observados.....	93
4.1 - Valores de condutividade usados nas Figuras 4.1 e 4.2.....	100
4.2 - Distância de Inversão (R_i) do campo elétrico para N1, P1, P2, I e um relâmpago observado por Hu (1989).....	120
4.3 - Principais dados de cada relâmpago e a respectiva carga destruída.....	122
4.4 - Comparação entre P2 e outros relâmpagos.....	124
4.5 - Relação dc/ac para os relâmpagos N1, P1 e P2.....	125

LISTA DE SÍMBOLOS

a	- Raio da sonda
C_{in}	- Capacitância da entrada do circuito eletrônico
C_s	- Capacitância da sonda
e	- Carga elétrica do elétron
E	- Campo elétrico
E_{ef}	- Campo elétrico efetivo visto por um observador externo à nuvem
E_i	- Campo elétrico real interno
E_v	- Campo elétrico vertical
E_{v-}, E_{v+}	- Campo elétrico vertical produzido pelas cargas pontuais negativa e positiva respectivamente
h	- Altitude da ionosfera usada no modelo
H	- Escala de altura da condutividade
$I-, I_+$	- Correntes de convecção dentro de uma nuvem eletrificada
J_{ar}	- Densidade de corrente de condução
J_f	- Densidade de corrente de convecção
L	- Distância entre a sonda e a placa terra.
$n-, n_+$	- Densidade numérica dos íons pequenos positivos e negativos respectivamente
p	- Pressão atmosférica
p_o	- Pressão atmosférica ao nível do mar
q	- Taxa de produção de íons pequenos
Q_{ef}	- Carga efetiva visto por um observador externo à nuvem
Q_i	- Carga real interna da nuvem
Q_{-i}	- Carga imagem da carga pontual negativa

Q_-, Q_+	- Cargas pontuais negativa e positiva respectivamente de um modelo de nuvem eletrificada
r	- Distância horizontal
R	- Coeficiente de correlação
R_{atm}	- Impedância da atmosfera
R_{in}	- Impedância da eletrônica
R, R_i	- Variáveis auxiliares utilizadas na Equação 2.18
t	- Tempo
T	- Temperatura
T_R	- Temperatura de inversão da carga
T_s	- Tempo do “salto” observado em E_v
T_o	- Temperatura ao nível do mar
V	- Potencial da ionosfera
Z	- Altura
Z_-, Z_+	- Altura das cargas negativa e positiva respectivamente
Z_a	- Concentração de aerossóis
$2K$	- Inverso da escala de altura
ΔE_v	- Variação no campo elétrico vertical
$\Delta Z_-, \Delta Z_+$	- Variáveis auxiliares utilizadas na Equação 2.18
α	- Coeficiente de recombinação de pares de íons
β	- Coeficiente de captura por aerossóis
ϵ_0	- Constante dielétrica ou permissividade do espaço livre ($=8,854 \times 10^{-12} N^{-1} m^{-2} C^2$)
μ	- Mobilidade
μ_0	- Mobilidade reduzida
μ_+, μ_-	- Mobilidade dos íons pequenos positivos e negativos respectivamente

ρ_t	- Densidade de carga total
σ	- Condutividade total
σ_e	- Condutividade externa à nuvem
σ_i	- Condutividade interna à nuvem
σ_+, σ_-	- Condutividade positiva e negativa respectivamente
σ_o	- Condutividade no solo
τ	- Constante ou tempo de relaxação do meio
τ_s	- Constante de decaimento do <i>sferic</i>
ϕ	- Potencial elétrico
ϕ_-, ϕ_+	- Potencial elétrico negativo e positivo respectivamente
∇	- Operador nabla
$\underline{\quad}$	- Símbolo sob uma variável, indica vetor

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O estudo da eletricidade atmosférica, começado em 1752, por Benjamin Franklin, tem unido esforços de físicos, engenheiros, meteorologistas e outros diversos profissionais, na busca de uma melhor compreensão dos diversos fenômenos a ela associados. Dentre estes diversos fenômenos, encontram-se a formação e a precipitação de granizo, as chuvas, campos elétricos intensos, alterações na condutividade atmosférica, e os relâmpagos. No presente trabalho, estudaremos mais detalhadamente os três últimos:

- os **campos elétricos**, gerados pela separação de cargas e redistribuição das mesmas em centros situados ao longo da nuvem; processos esses, ainda desconhecidos,
- a **condutividade atmosférica**, que determina a capacidade condutora de uma massa de ar e cujo papel na modelagem das correntes atmosféricas é de grande importância,
- os **relâmpagos**, descargas elétricas intensas cujos efeitos são incontáveis e podem ser notados até mesmo no outro lado do globo ou mesmo a muitas dezenas de quilômetros acima do local de ocorrência.

Objetivando-se a obtenção de dados que pudessem contribuir para um melhor entendimento destes tópicos, bem como das características peculiares dos mesmos para a região de estudo (região sudeste brasileira), duas campanhas foram realizadas: a primeira nos meses de janeiro e fevereiro de 1994 e a segunda no mês de março de 1995.

Nestas campanhas, balões estratosféricos, radiossondas, imagens de satélites e de radar são utilizados de modo orgânico e complementar. Os balões estratosféricos lançados de Cachoeira Paulista, São Paulo, constituem o núcleo das campanhas. Levam consigo cargas úteis dotadas de vários sensores (temperatura, pressão, raios X, campo magnético, campo elétrico e condutividade), equipamentos de apoio como máquina fotográfica, filmadora e equipamentos de localização (Figura 1.1).

A campanha de 1994 contou com dois vôos, o primeiro no dia 26 de janeiro e o segundo no dia primeiro de fevereiro. Nos dois vôos o balão sobrevoou nuvens de tempestades e regiões de tempo bom.

A campanha de 1995 contou com um só vôo, em 23 de março de 1995, e possibilitou uma análise detalhada de uma nuvem de tempestade isolada, com relâmpagos negativos e positivos.

O uso de balões estratosféricos como principal fonte de dados se deve às características próprias da estratosfera. Ela apresenta um reduzido nível de interferências eletromagnéticas e efeitos meteorológicos que poderiam dificultar os estudos dos parâmetros elétricos de interesse. Ainda, nesta região da atmosfera, as variações rápidas no campo elétrico podem ser medidas e discretizadas devido ao pequeno tempo de relaxação do meio (da ordem de segundos). Próximo ao solo este tempo é da ordem de 20 minutos (Markson, 1976).

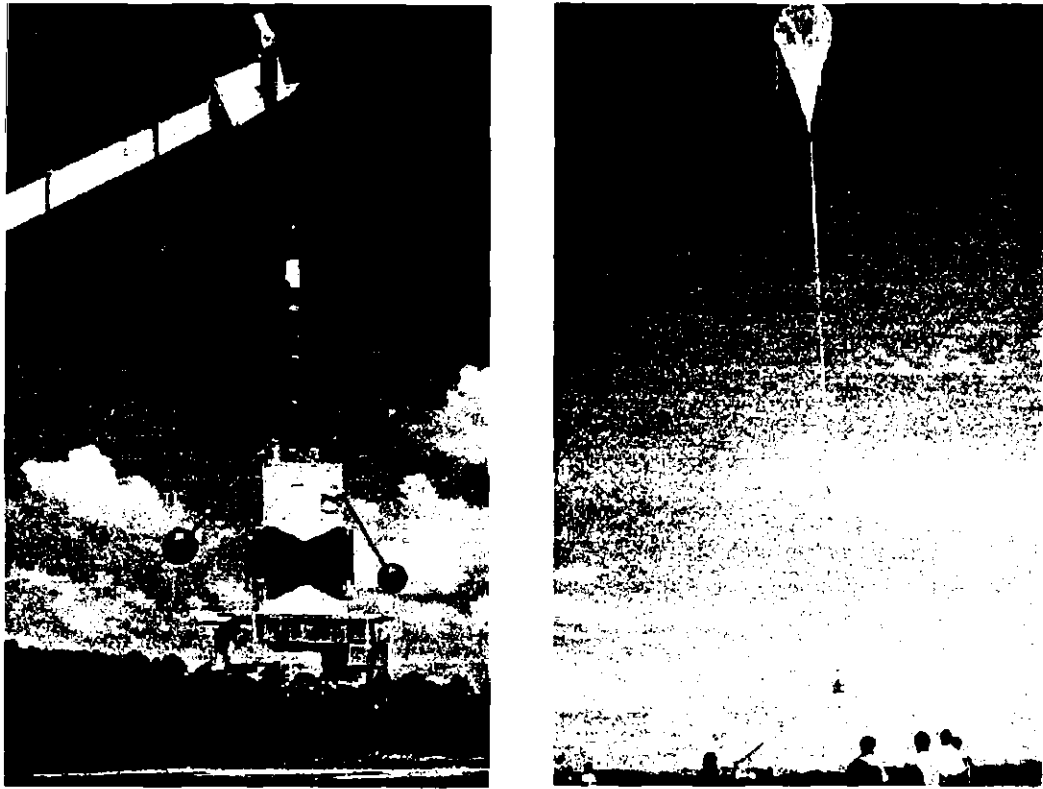


Fig. 1.1- Fotos da carga útil e do balão em vôo (campanha de 1995).

Os balões estratosféricos contribuíram muito no estudo da eletricidade atmosférica, do qual segue-se um pequeno resumo.

Nas últimas décadas do século 19, descobriu-se que a atmosfera possui uma pequena mas mensurável condutividade. Com a presença do campo elétrico atmosférico, já conhecido desde a época de Franklin, correntes elétricas deveriam existir. Existindo, essas correntes deveriam, por sua vez, dissipar o campo elétrico em poucos minutos, a menos que algum processo o mantivesse. Esse fato trazia então à tona um problema que persistiu durante décadas: qual o mecanismo que mantém o campo elétrico atmosférico?

No começo deste século, medidas de balões descobriram que a condutividade elétrica é causada principalmente por raios cósmicos e que o seu valor aumenta exponencialmente com a altura.

Wilson (1920) desenvolveu a hipótese de que a superfície terrestre, e uma camada equipotencial a uma altura igual ou maior que 40 km, deveriam atuar como um enorme capacitor. Sugeriu também, que as tempestades seriam os geradores que forneceriam corrente elétrica suficiente para manter uma carga elétrica sobre a superfície da terra, e, portanto, o campo elétrico atmosférico.

Uma confirmação desta hipótese foi obtida em 1948, quando Gish e Wait (1950) sobrevoaram, com um avião, 21 tempestades na região central dos Estados Unidos. Encontraram então uma corrente de 0,5 A, para cima, fluindo do topo das tempestades. Essa corrente tinha a direção certa e a ordem de grandeza exigida pela hipótese de Wilson (Stergis et al., 1957).

Utilizando balões estratosféricos, Stergis et al. (1957), também encontraram uma corrente fluindo para cima sobre nuvens de tempestades, confirmando com maior detalhes a hipótese de Wilson. Entre 1956 e 1957, 25 balões sobrevoaram diversas tempestades na Flórida. Voando entre 23 e 30 km, estes balões fizeram medidas inéditas de campo elétrico e condutividade. Ainda que variações de campo elétrico provocadas por nuvens de tempestades fossem observadas, afirmaram, no entanto, não haver diferença detectável entre a condutividade atmosférica acima das tempestades e longe delas.

Passados 23 anos, Bering et al. (1980); Holzworth et al. (1986); Pinto (1988) e Pinto et al. (1988), utilizando balões estratosféricos encontram variações de um fator entre 2 e 4 na condutividade sobre tempestades. Holzworth et al. (1986) afirmam que o fato de não terem sido medidas variações de condutividade em outros vôos anteriores com registros de campos elétricos

gerados por tempestades, deve-se ao fato de que estes últimos são uma medida remota, enquanto que, as primeiras são medidas “in situ”. Assim, podemos ter variações no campo elétrico sem haver variações na condutividade, se, por exemplo, o balão não sobrevoar a nuvem mas apenas aproximar-se dela. Como diz Pinto (1988), a localização do balão (distância horizontal e altitude) é um fator importante na medida destas variações.

Com o intuito de analisar melhor esta variação, lançou-se pela primeira vez em 1994, como parte deste trabalho, um balão com uma máquina fotográfica e uma filmadora a bordo. Assim pôde-se registrar de modo inequívoco a existência de nuvens sob a experiência.

As medidas de condutividade e campo elétrico na estratosfera feitas por balões têm empregado diversas técnicas. A técnica empregada neste trabalho foi utilizada pela primeira vez em 1969 (Mozer e Serlin, 1969), e tem sido amplamente utilizada nos últimos anos (Benbrook et al., 1974; Burke, 1975; Holzworth, 1981; Pinto, 1988; Barcus et al. 1986). Ela determina o campo elétrico através de um par de condutores separados e conectados a um circuito eletrônico de alta impedância. A condutividade é determinada mediante a aplicação de uma diferença de potencial entre estes condutores.

Também com o auxílio de balões é possível estudar os relâmpagos através dos pulsos de radiação que emitem, os *sferics*. Os relâmpagos possuem um longo canal de propagação com ramificações que se estendem por vários quilômetros, tanto verticalmente como horizontalmente. O canal dos raios atua como uma eficiente antena, irradiando ondas eletromagnéticas em um largo espectro de frequência (Ogawa, 1982). Estas ondas se propagam ao redor do globo e verticalmente, podendo ser analisadas de maneira única no ambiente próprio em que se encontra um balão estratosférico. São, no entanto, muito poucos os

trabalhos já feitos com medidas “in situ” na estratosfera (Benbrook et al., 1974; Burke, 1975; Holzworth e Chiu, 1982; Gin, 1991; Pinto et al., 1992). O presente trabalho procurou também entender melhor a natureza destes *sferics* com medidas obtidas na estratosfera.

A estrutura desta tese segue a seguinte ordem.

No Capítulo 2 é feita uma revisão da estrutura elétrica da estratosfera. Aborda-se o conceito de campo elétrico de tempo bom e o de campo elétrico das nuvens de tempestade. Além da física das nuvens eletrificadas, apresenta-se ainda a teoria necessária para o cálculo do campo elétrico na estratosfera devido a estas nuvens. Também são discutidos os fatores que influenciam a condutividade elétrica na estratosfera e como calculá-la. Por fim apresenta-se neste capítulo os tipos de relâmpagos e seus efeitos na estratosfera.

No Capítulo 3 as duas campanhas de medidas de 1994 e 1995 são apresentadas com as suas características próprias. As técnicas utilizadas e os principais resultados obtidos em cada uma delas, relativos à condutividade, campo elétrico e relâmpagos também são comentados.

No Capítulo 4 faz-se uma discussão dos resultados obtidos no Capítulo 3 e uma comparação com resultados obtidos por outros grupos de pesquisa.

No Capítulo 5 são apresentadas as principais conclusões do trabalho. Várias destas conclusões são inéditas e de importância para uma região onde encontramos um nível alto de ocorrência de tempestades e, infelizmente, um conhecimento ainda incipiente das características locais. Também tem importância a nível global, já que, esta intensa atividade pode desempenhar um importante papel nas variações temporais do circuito elétrico atmosférico global (Pinto, 1988).

CAPÍTULO 2

ESTRUTURA ELÉTRICA DA ESTRATOSFERA

2.1 - CAMADAS DA ATMOSFERA

Para um melhor entendimento deste trabalho, uma breve descrição das camadas da atmosfera é feita a seguir, em função do perfil de temperatura e em função das características elétricas.

A atmosfera é dividida em 4 camadas em função da temperatura (Figura 2.1). A camada inferior, onde a temperatura diminui com a altura é chamada de troposfera. O decréscimo de temperatura médio é de $6,5^{\circ}\text{C}$ por quilômetro. Há no entanto situações em que a temperatura próximo ao solo aumenta com a altura, são as chamadas inversões térmicas.

O decréscimo de temperatura e portanto a espessura da troposfera se estende em média a 12 km de altura. Nos pólos este valor é menor, 9 km e no equador, maior, 16 km. É na troposfera onde quase todas as nuvens e certamente toda precipitação ocorre.

Acima da troposfera está a estratosfera, e a região limítrofe entre elas é chamada de tropopausa. Na estratosfera a temperatura se mantém aproximadamente constante por 20 km antes de aumentar rapidamente até a altura de 50 km. É a absorção dos raios ultravioleta pelo ozônio, abundante na região, que produz este aquecimento.

Na mesosfera a temperatura volta a diminuir até a mesopausa, região situada aproximadamente 80 km acima da superfície, onde a temperatura alcança -100°C .

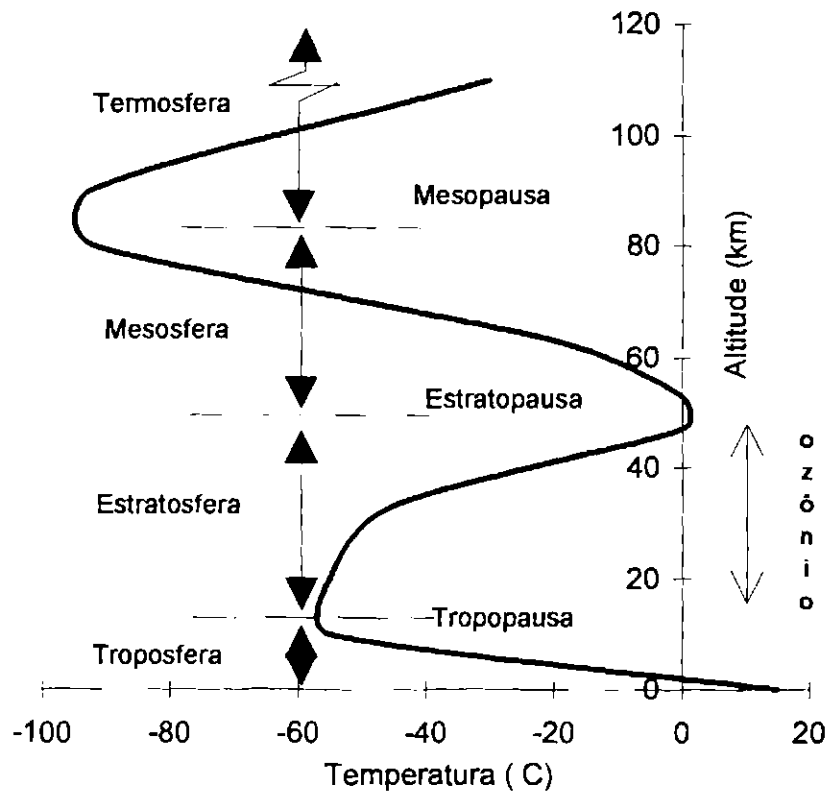


Fig. 2.1 - Camadas da atmosfera.

FONTE: Adaptada de Lutgens e Tarbuck (1982), p. 16.

Acima da mesopausa e sem limite superior definido, está a termosfera. Nesta camada, extremamente rarefeita, a temperatura aumenta novamente como resultado da absorção da radiação solar por átomos de oxigênio e nitrogênio.

Segundo as características elétricas, divide-se a atmosfera em atmosfera quase neutra (fracamente ionizada) e ionosfera, região com alta densidade eletrônica, acima de 65 km de altura.

Na ionosfera, átomos e moléculas de oxigênio e moléculas de nitrogênio são ionizados pela absorção da radiação solar de alta energia. Neste processo, cada molécula ou átomo que perde um ou mais elétrons se torna um íon positivo,

e os elétrons ficam livres constituindo correntes elétricas na região (Lutgens e Tarbuck, 1982).

2.2 - CONDUTIVIDADE ATMOSFÉRICA

A atmosfera é ionizada por diversos meios. Próximo ao solo, materiais radioativos emitem radiação beta e gama ionizando as moléculas do ar nos primeiros metros acima da superfície. Nos primeiros 100 m acima do solo, o gás radônio emitindo partículas alfa constitui a principal fonte ionizadora do ar. A segunda maior fonte de ionização são os raios cósmicos galácticos, cuja ionização é máxima em torno dos 15 km de altura.

Acima de 60 km de altura, são os raios-X solares e o ultravioleta extremo as principais fontes de ionização. Esporadicamente elétrons e prótons de alta energia de origem solar podem constituir também fontes de ionização. Excepcionalmente, durante eventos solares muito intensos, podem alterar a produção iônica ao nível do solo.

No processo de ionização as moléculas neutras são inicialmente ionizadas, produzindo íons moleculares positivos e elétrons. Na alta atmosfera onde a densidade neutra é muito pequena, a maioria dos elétrons permanecerá livre por horas ou dias. Já na média e baixa atmosfera, quase a totalidade dos elétrons é capturada por moléculas neutras formando íons negativos.

Íons positivos e negativos formam então, em frações de segundo, aglomerados moleculares ao se hidratarem. Esses aglomerados são chamados de íons pequenos: $H^+(H_2O)_n$ (íons positivos), $O_2^-(H_2O)_n$ e $CO_4^-(H_2O)_n$ (íons negativos). Estes podem desaparecer por recombinação ou perder parte de sua mobilidade ao se associarem aos aerossóis ou íons grandes (Figura 2.2). Na

estratosfera, o tempo de vida dos íons é da ordem de 1000 segundos (Volland, 1984; Hu, 1994).

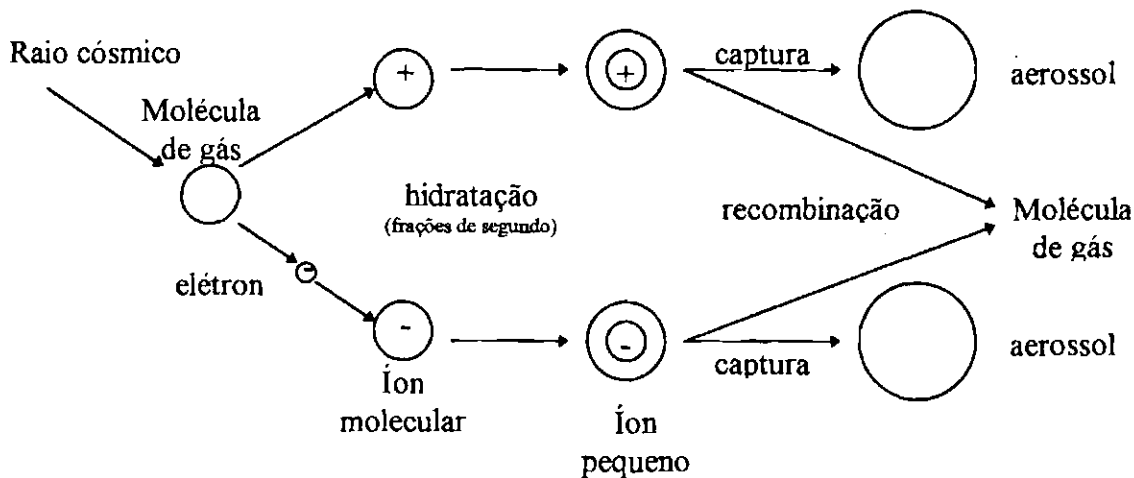


Fig. 2.2 - Produção e aniquilamento dos íons pequenos.

FONTE: Gringel et al. (1978), p. 254.

Abaixo de 70 km de altura, como as colisões entre íons e moléculas neutras são dominantes, o movimento de giro provocado pela força de Lorentz, torna-se desprezível; assim, a condutividade nessa região pode ser considerada escalar e isotrópica (Mozer e Serlin, 1969; Hu, 1994).

A condutividade elétrica será proporcional ao produto da concentração pela mobilidade dos íons pequenos:

$$\sigma = e(n_+ \mu_+ + n_- \mu_-)$$

onde e é a carga do elétron, n_+ e n_- são respectivamente as concentrações de íons pequenos positivos e negativos e μ_+ e μ_- são respectivamente as mobilidades positiva e negativa dos íons.

2.3 - CIRCUITO ELÉTRICO ATMOSFÉRICO GLOBAL

É mister distinguir duas situações atmosféricas no estudo da eletricidade atmosférica: a de “tempo bom” e a de “tempo perturbado”.

Diz-se estar em uma situação de tempo bom quando:

- não se avistam nuvens ou quando o campo elétrico vertical é estacionário e próximo ao seu valor médio, 100 V/m (Hake et al., 1973). Ou seja, a situação de tempo bom pode incluir a presença de nuvens, desde que, não haja evidência de perturbações no campo elétrico.

Diz-se estar em uma situação de tempo perturbado quando:

- há presença de nuvens com processos de separação de cargas e perturbações no campo elétrico. O campo elétrico vertical apresenta-se, normalmente, invertido em relação à sua direção normal em tempo bom (Holzworth, 1981). Há, no entanto, registros em balão, de intensificação do campo elétrico de tempo bom por nuvens de tempestade (Burke, 1975; Barcus et al. 1986).

Na situação de tempo bom, a condutividade elétrica da atmosfera ao nível do solo é da ordem de 10^{-14} pmho/m (menor do que a condutividade da madeira), e o campo elétrico está direcionado para baixo, com uma intensidade da ordem de 100 V/m. A corrente média nesta situação é de aproximadamente 2×10^{-12} A/m², também para baixo (Hu, 1994).

Sabe-se ainda que o campo elétrico diminui exponencialmente com a altura. Tomando-se a superfície da Terra como valor de referência ($V_0=0$) para o potencial, o seu valor aumentará drasticamente com a altura chegando a um valor final constante de aproximadamente 3×10^5 V já em 20 km.

Pode-se portanto representar a situação da atmosfera em tempo bom por um capacitor constituído de 2 esferas concêntricas condutoras: a superfície terrestre e a ionosfera (Iribarne e Cho, 1980). Entre elas está a atmosfera com uma condutividade baixa mas suficiente para permitir uma corrente de descarga do capacitor da ordem de 1350 A (densidade de corrente integrada em toda a superfície terrestre). Essa corrente anularia o campo elétrico de tempo bom em poucos minutos. Como tal fenômeno não se observa, atribui-se às tempestades o papel de geradores neste circuito. Um mecanismo de separação de cargas dentro das nuvem de tempestades, ainda não conhecido totalmente, manteria correntes fluindo do solo para a base da nuvem e do topo da nuvem à ionosfera (Figura 2.3). Estima-se que um total de aproximadamente 2000 tempestades ocorrendo a qualquer momento são responsáveis pela manutenção do campo elétrico observado na atmosfera.

Ainda que de fato, correntes fluindo do topo das nuvens à ionosfera tenham sido medidas (Gish e Wait, 1950; Holzworth, 1981; Holzworth et al., 1985), confirmando a hipótese proposta por Wilson em 1920, outros estudos teóricos e experimentais têm sugerido que outros geradores também possam existir além das tempestades. Hale (1994) discute a possibilidade de que a soma das componentes AC (corrente alternada) de *sferics* possa ser um importante gerador. Williams e Heckman (1993) sugerem que nuvens eletrificadas (que não produzem relâmpagos) e descargas corona (descarga elétrica de pequena intensidade proveniente de objetos pontiagudos no solo) possam ter um papel relevante no processo de manutenção do circuito elétrico global (Hu, 1994).

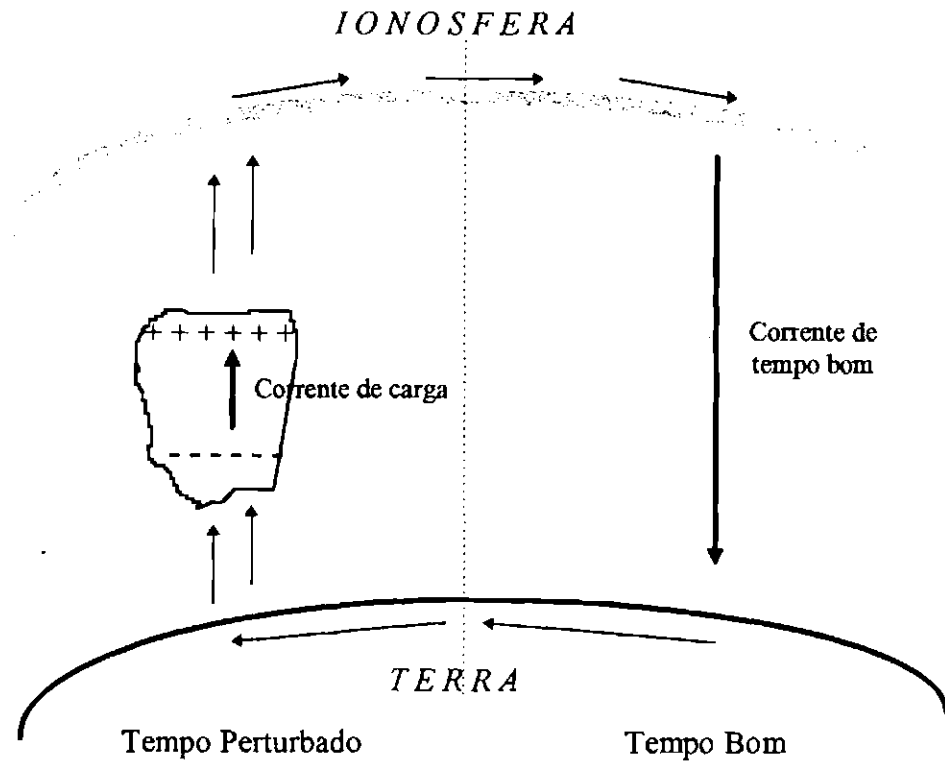


Fig. 2.3 - Esquema do circuito elétrico global.

2.4 - CAMPO ELÉTRICO DE UMA NUVEM DE TEMPESTADE

Nesta seção serão apresentados os estágios de uma nuvem de tempestade, a sua estrutura interna e os processos de carga. Por fim será apresentada a teoria para o cálculo do campo elétrico gerado por elas.

2.4.1 - Nuvem de Tempestade

Entre os vários tipos de nuvens conhecidas, as de maior interesse no

estudo da eletricidade atmosférica, são aquelas que possuem grande desenvolvimento vertical: as nuvens do tipo cumuliformes (Figura 2.4).

Estima-se que a qualquer instante existem sobre a superfície terrestre aproximadamente 2000 tempestades ocorrendo (Volland, 1984). As tempestades são formadas por uma ou várias nuvens cumulonimbus que geram chuvas torrenciais, relâmpagos e ocasionalmente granizo.

Estágios de desenvolvimento

Todas as tempestades requerem ar quente e úmido suficiente para manter-se em ascensão através da liberação de calor latente. Embora esta instabilidade e ascensão possam ter suas causas em diferentes processos, todas as tempestades tem um ciclo de vida similar (Lutgens e Tarbuk, 1982).

A evolução deste sistema isolado de tempestade pode ser vista na Figura 2.4 onde observamos três estágios: (a) estágio cumulus, (b) estágio maduro e (c) estágio dissipativo.

No estágio **cumulus** a nuvem cessará seu crescimento a menos que haja um contínuo suprimento de ar úmido. Se este existir ocorrerá um rápido desenvolvimento vertical, cujo “updraft” (corrente ascendente) pode registrar valores substancialmente altos. Havendo suprimento suficiente de ar úmido a nuvem cumulonimbus poderá, em seu estágio final, atingir 12 km e em raras ocasiões até 18 km de altura.

Normalmente, depois de meia hora transcorrida após o início da evolução de um cumulonimbus, o tamanho médio das gotas de água formadas por condensação e coalescência é muito grande para que o “updraft” as sustente. Assim a precipitação das mesmas causa um arrasto sobre o ar e inicia o

“downdraft” (vento para baixo). A criação do “downdraft” é favorecida pelo influxo do ar seco e frio circunvizinho à nuvem, um processo chamado de entranhamento. Este processo intensifica o “downdraft” porque o ar adicionado durante o entranhamento é mais frio (e portanto mais pesado) e seco, o que faz parte da precipitação evaporar, esfriando ainda mais o ar dentro do “downdraft”. Desta forma o “downdraft” surge na base da nuvem, a precipitação aparece, caracterizando assim, o início do estágio **maduro**.

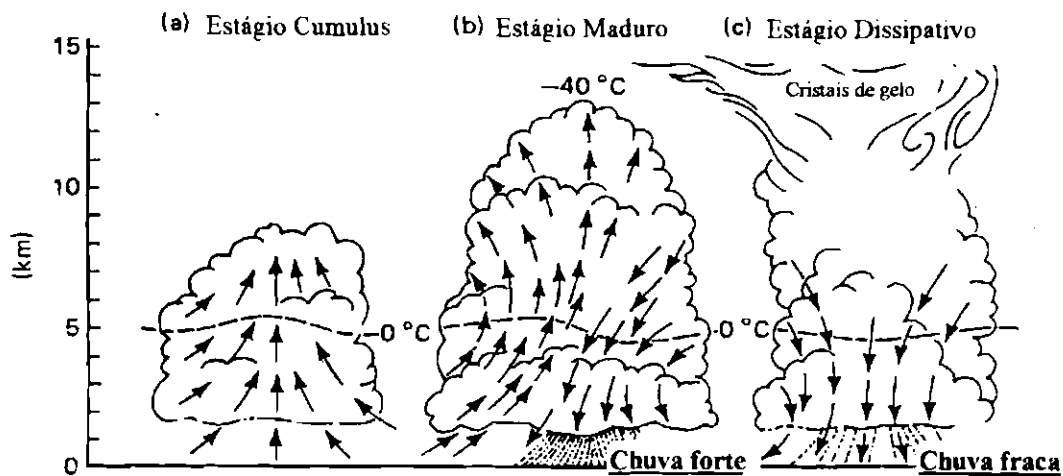


Fig. 2.4 - Estágios de uma nuvem cumulonimbus.

FONTE: Adaptada de Lutgens e Tarbuck (1982), p. 239.

No solo o “downdraft” frio se espalha horizontalmente e pode ser percebido antes de que a precipitação chegue à superfície. Rajadas de vento estão associadas a estes “downdraft” da nuvem. Durante o estágio maduro “updrafts” coexistem com “downdrafts” possibilitando a continuidade do crescimento da nuvem. Quando o crescimento atinge a tropopausa, o “updraft” espalha-se lateralmente produzindo uma bigorna no topo. Geralmente nuvens cirrus com cristais de gelo formam o topo dos cumulonimbus. Caso exista cisalhamento, o

cirrus apresenta-se espalhado na direção do vento naquela altura. O estágio maduro de um cumulonimbus é o seu período de maior atividade.

Uma vez que um “downdraft” se inicia, o processo de entranhamento vai se intensificando com maior influxo de ar frio e seco, até que por fim, os “downdrafts” dominam toda a nuvem iniciando o estágio **dissipativo**. Sem um suprimento de umidade, a nuvem logo se evaporará. O tempo de vida de um cumulonimbus isolada, ou enquanto célula de uma tempestade, é de aproximadamente uma hora, mas ao mover-se toda a tempestade, novos suprimentos de ar quente e úmido podem gerar novas células que substituirão aquelas em dissipação (Lutgens e Tarbuk, 1982).

Diversos processos que afetam a estabilidade do ar podem dar origem a uma tempestade. Por conveniência pode-se dividir as tempestades em três tipos quanto à sua origem: 1) tempestades isoladas produzidas por massas de ar tropicais, 2) tempestades produzidas por ascensão forçada e fatores orográficos, e 3) tempestades associadas a sistemas meteorológicos de grande escala. As encontradas nas campanhas de 1994 e 1995 são do primeiro tipo, frequentes na primavera e no verão quando o aquecimento é maior. Também ocorrem com maior frequência pela tarde quando o solo se encontra mais quente; e via de regra se formam isoladamente conforme o aquecimento da superfície.

2.4.2 - Estrutura e Processo de Eletrificação de uma Nuvem de Tempestade

Medidas de campo elétrico dentro das nuvens e nas proximidades indicam que a maioria das nuvens de tempestades funcionam como um dipolo gigante, com um centro de cargas positivas situado em 1 a 1,5 km abaixo do topo

(Magono, 1980), e um centro de cargas negativas entre as isotermas de -15°C e 0°C (Volland, 1984; Williams, 1985). Esta distribuição de cargas com o centro positivo acima do centro negativo é chamada de dipolo positivo.

Na estrutura elétrica das nuvens pode haver ainda camadas de blindagem nos contornos da nuvem: negativa no topo, e positiva na base. Esta blindagem forma-se pela captura por gotículas ou cristais de gelo, de íons atmosféricos dirigindo-se para os centros de carga (Iribarne e Cho, 1980; Gin, 1991). Há evidências também da existência de um pequeno centro de cargas positivo na base da nuvem (Figura 2.5), na isoterma com temperatura igual ou superior a 0°C (Volland, 1984; Williams, 1989).

O início da eletrificação da nuvem é visto no solo pela reversão do campo elétrico vertical. Este chega a valores da ordem de 5000 V/m , enquanto que dentro da nuvem o campo elétrico pode chegar a 400000 V/m , dando início a descargas elétricas dentro da nuvem (Volland, 1984).

O mecanismo que dá origem a estes campos elétricos intensos não é ainda totalmente conhecido. As teorias mais aceitas estão baseadas em dois processos diferentes: o processo indutivo e o não-indutivo. Ambos, no entanto, baseiam-se na precipitação como elemento gerador do processo.

No processo indutivo a presença de um campo elétrico externo polariza eletricamente partículas grandes como gotas de chuva e granizo. Sendo o campo elétrico descendente, cristais de gelo adquirem carga positiva ao colidirem, levados por correntes de ar ascendentes, com a parte inferior das partículas grandes polarizadas. As gotas de chuva ou granizos, carregadas negativamente, descem pela ação da gravidade. Neste processo o campo ambiente externo é realimentado reforçando o processo (Iribarne e Cho, 1980; Volland 1984).

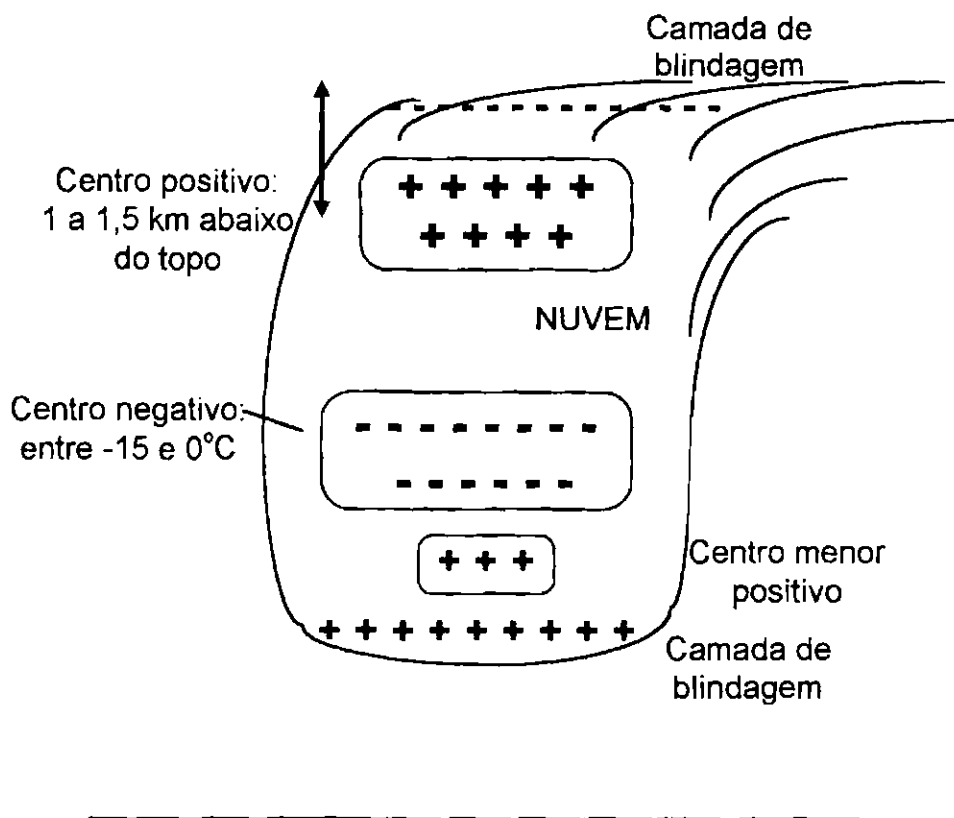


Fig. 2.5 - Estrutura elétrica de uma nuvem cumulonimbus.

Pelo processo não-indutivo a transferência de carga pela colisão está relacionada com a temperatura T do local da colisão. Havendo colisão, a partícula maior (granizo ou gota de chuva) transferirá carga negativa ou positiva para a partícula menor (cristal de gelo) dependendo do valor de T em relação à temperatura de inversão de carga, T_R . A T_R é estimada em -15°C , valor compatível com a temperatura do centro de carga negativo. Se a colisão ocorrer em uma temperatura inferior a T_R , o granizo em queda adquirirá carga negativa nas colisões com cristais de gelo. Se ocorrer em temperatura superior a T_R a carga adquirida será positiva. Assim os centros de carga da nuvem se distribuiriam

segundo as isotermas. O centro positivo constituído por cristais de gelo, se forma na região mais alta da nuvem onde a temperatura é inferior a T_R . Na região intermediária da nuvem próxima a isoterma T_R estaria o centro negativo constituído de granizo e cristal de gelo. Haveria ainda na região mais baixa da nuvem onde a temperatura é superior a T_R um pequeno centro positivo, formado por granizo.

Uma outra teoria baseada na convecção e não na precipitação, foi elaborada por Grenet (1947) e Vonnegut (1953). Segundo esta teoria as cargas elétricas dentro da nuvem são inicialmente criadas de duas maneiras. A primeira seria a ionização das moléculas de ar pelos raios cósmicos. A segunda seria a produção de íons positivos pelos objetos pontiagudos na superfície terrestre. O ar quente subindo levaria consigo esses íons que ao atingirem a parte superior da nuvem atrairiam os íons negativos produzidos pelos raios cósmicos. Os íons negativos atraídos se fixariam em gotas e cristais de gelo formando uma camada de blindagem negativa. Movimentos descendentes carregariam essa blindagem negativa para a parte inferior da nuvem formando-se o dipolo positivo (Williams, 1988).

2.4.3 - Campo Elétrico Produzido por uma Nuvem de Tempestade

O campo elétrico de uma nuvem de tempestade visto de longe, pode ser representado pelo campo de um dipolo. Uma teoria para o seu cálculo foi desenvolvido por Holzer e Saxon (1952). Assume-se o solo como um condutor perfeito com potencial zero. A ionosfera terá potencial V_0 a uma altura h do solo. A condutividade σ é representada por uma função exponencial com a altura:

$$\sigma(z) = \sigma_0 \exp (Z/H) \quad (2.1)$$

onde, Z é a altura, σ_0 é a condutividade no solo e H a escala de altura da condutividade, variação de altura necessária para alterar a condutividade de um fator de e (2,73..). A origem do sistema de coordenadas está no chão embaixo dos centros de cargas. O centro de cargas positivo Q_+ está em uma altura Z_+ e o centro de cargas negativo Q_- está em uma altura Z_- (Figura 2.6).

Em estado estacionário, a densidade de corrente de convecção \underline{J}_f , que escoia da carga Q_- para Q_+ é compensada pela densidade de corrente de condução dissipativa, \underline{J}_a , que escoia pela atmosfera em direção oposta (Ogawa, 1985; Pinto, 1988):

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{J}_a = -\underline{\nabla} \cdot \underline{J}_f \quad (2.2)$$

Sendo a densidade de corrente de condução dada por

$$\underline{J}_a = \sigma \underline{E} \quad (2.3)$$

e o campo elétrico \underline{E} :

$$\underline{E} = -\underline{\nabla}\phi \quad (2.4)$$

onde ϕ é o potencial escalar, a Equação 2.2 fica:

$$\underline{\nabla} \cdot (-\sigma \underline{\nabla}\phi) + \underline{\nabla} \cdot \underline{J}_f = 0 \quad (2.5)$$

Considerando somente o campo elétrico vertical e a distribuição exponencial da condutividade (Equação 2.1), tem-se:

$$\nabla^2 \phi = -2K \frac{\partial \phi}{\partial z} + \underline{\nabla} \cdot \frac{\underline{J}_f}{\sigma} \quad (2.6)$$

onde $2K = H^{-1}$.

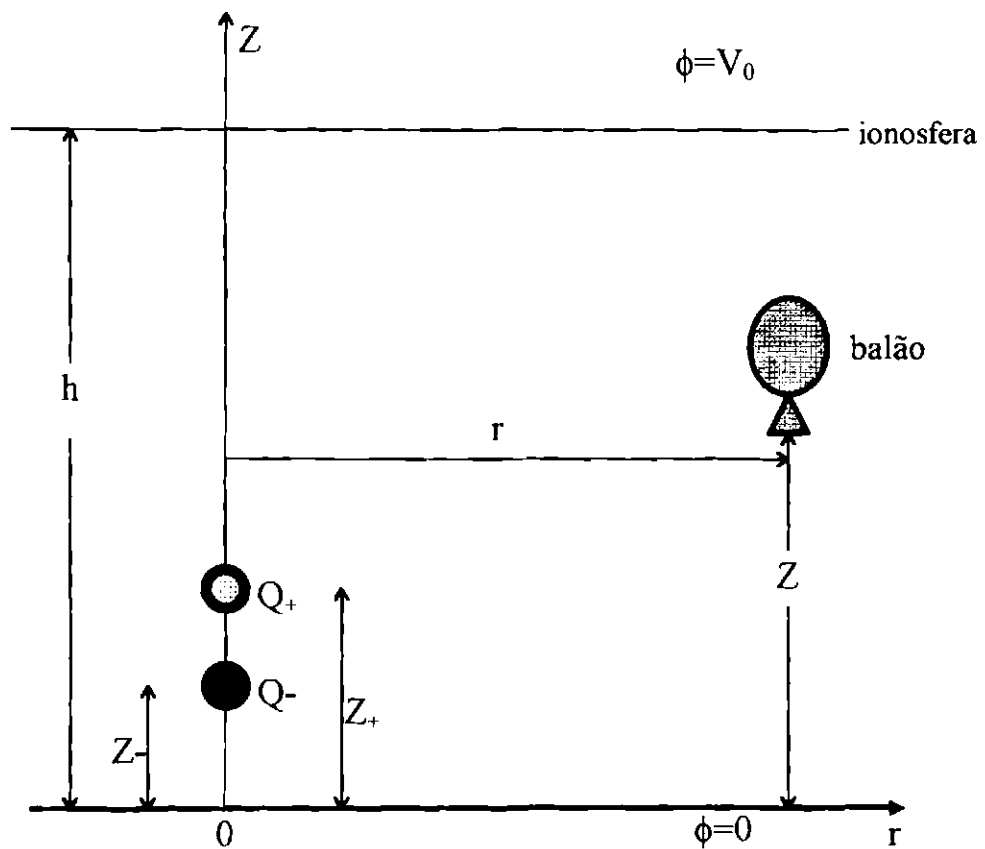


Fig. 2.6 - Sistema de coordenadas para a distribuição de cargas de uma nuvem de tempestade.

FONTE: Modificada de Ogawa (1985), p. 5952.

Pela equação de Poisson:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho_t}{\epsilon_0} \quad (2.7)$$

onde ρ_t é a densidade de carga espacial total e ϵ_0 é a permissividade do espaço livre. Substituindo a Equação 2.7 na Equação 2.6, tem-se:

$$\rho_t = 2K\epsilon_0 \frac{\partial \phi}{\partial Z} - \frac{\epsilon_0}{\sigma} \nabla \cdot \mathbf{J}_f \quad (2.8)$$

Na Equação 2.8, pode-se identificar que o segundo termo é a densidade de carga espacial da fonte:

$$\rho_f = \frac{-\epsilon_0}{\sigma} \nabla \cdot \mathbf{J}_f \quad (2.9)$$

enquanto que o primeiro termo é a densidade de carga espacial do ar:

$$\rho_{ar} = 2K\epsilon_0 \frac{\partial \phi}{\partial Z} \quad (2.10)$$

Substituindo a Equação 2.9 na Equação 2.6, tem-se:

$$\left[\nabla^2 + 2K \frac{\partial}{\partial Z} \right] \phi = -\frac{\rho_f}{\epsilon_0} \quad (2.11)$$

A solução de 2.11 para uma carga Q- em Z- leva como condição de contorno $h=\infty$. Isto é válido dado que o contorno superior altera insignificamente os campos elétricos na estratosfera (Ogawa, 1985; Tzur e Roble, 1985). Assim a solução de 2.11 pode ser obtida pelo método da função de Green (Burke, 1975) e é dada em coordenadas cilíndricas como:

$$\phi(r, Z) = \frac{Q_-}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^{-K(Z-Z_-)} e^{-K\sqrt{r^2+(Z-Z_-)^2}}}{\sqrt{r^2+(Z-Z_-)^2}} \quad (2.12)$$

Para que a condição $\phi=0$ na superfície da Terra seja satisfeita, introduz-se uma carga imagem Q_{-i} :

$$\phi_-(r, Z) = \frac{Q_-}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^{-K(Z-Z_-)} e^{-K\sqrt{r^2+(Z-Z_-)^2}}}{\sqrt{r^2+(Z-Z_-)^2}} + \frac{Q_{-i}}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^{-K(Z+Z_-)} e^{-K\sqrt{r^2+(Z+Z_-)^2}}}{\sqrt{r^2+(Z+Z_-)^2}} \quad (2.13)$$

Aplicando-se a condição de contorno, $\phi=0$, tem-se:

$$Q_{-i} = -Q_- e^{2KZ_-} \quad (2.14)$$

No caso coulombiano, quando a condutividade é constante com a altura, $K = 0$ e portanto, $Q_{-i} = -Q_-$.

Substituindo-se 2.14 em 2.13, tem-se:

$$\phi_-(r, Z) = \frac{Q_-}{4\pi\epsilon_0} e^{-K(Z-Z_-)} \left[\frac{e^{-K\sqrt{r^2+(Z-Z_-)^2}}}{\sqrt{r^2+(Z-Z_-)^2}} - \frac{e^{-K\sqrt{r^2+(Z+Z_-)^2}}}{\sqrt{r^2+(Z+Z_-)^2}} \right] \quad (2.15)$$

Definindo:

$$R_- = \sqrt{r^2 + (Z - Z_-)^2},$$

$$R_{-i} = \sqrt{r^2 + (Z + Z_-)^2},$$

$$\Delta Z_- = Z - Z_-,$$

$$\Delta Z_{-i} = Z + Z_-,$$

a Equação 2.15 torna-se:

$$\phi_-(r, Z) = \frac{Q_-}{4\pi\epsilon_0} e^{-\kappa\lambda Z} \left[\frac{e^{-\kappa R_-}}{R_-} - \frac{e^{-\kappa R_{-i}}}{R_{-i}} \right] \quad (2.16)$$

A componente vertical do campo elétrico será:

$$E_{V_-}(r, Z) = -\frac{\partial\phi_-}{\partial Z} \quad (2.17)$$

$$E_{V_-}(r, Z) = \frac{Q_-}{4\pi\epsilon_0} e^{-\kappa\lambda Z} \left\{ \frac{1}{R_-^2} \left[\frac{\Delta Z_-}{R_-} + \kappa(R_- + \Delta Z_-) \right] e^{-\kappa R_-} - \frac{1}{R_{-i}^2} \left[\frac{\Delta Z_{-i}}{R_{-i}} + \kappa(R_{-i} + \Delta Z_{-i}) \right] e^{-\kappa R_{-i}} \right\} \quad (2.18)$$

Para uma nuvem com 2 ou mais centros de carga, o potencial e o campo elétrico serão simplesmente a soma dos valores devidos às cargas individuais. No caso de um centro negativo e um positivo:

$$\mathbf{E}_V = \mathbf{E}_{V_-} + \mathbf{E}_{V_+} \quad (2.19)$$

Modelo dipolar e de continuidade de corrente

Para uma nuvem dipolar o valor da carga positiva é igual ao valor da carga negativa.

Há porém evidências de que as cargas de sinais opostos possam ter valores diferentes (Workman, 1965; Bering et al., 1980), que são explicadas com base na continuidade de corrente dentro da nuvem (Holzer e Saxon, 1952; Ogawa, 1985). Integrando a Equação 2.9 ao redor das cargas pontuais situadas em Z_+ e Z_- tem-se:

$$I_- = I_+ = -\{\sigma(Z_-)/\epsilon_0\}Q_- = \{\sigma(Z_+)/\epsilon_0\}Q_+ \quad (2.20)$$

Desta equação tem-se que a carga negativa é maior que a positiva, visto que a condutividade aumenta com a altura:

$$Q_- = -Q_+ \exp 2K(Z_+ - Z_-) \quad (2.21)$$

Assim no cálculo de E_V para o modelo de continuidade de corrente a Equação 2.20 deve ser levada em conta.

Por exemplo, se, $Z_+ = 8$ km, $Z_- = 5$ km, e $H = 6$ km, então pela Equação 2.21, $Q_- = -1,65 Q_+$. Embora a princípio a mesma quantidade de carga seja gerada em uma nuvem de tempestade, no estado de equilíbrio a carga superior positiva será menor que a carga inferior negativa devido à diferente taxa de dissipação causada pela condutividade do ar (Ogawa, 1985).

No cálculo das cargas destruídas por relâmpagos (Capítulo 4) não será levado em conta o aumento da condutividade com a altura e portanto a Equação 2.18 terá $H=\infty$ (ou $K=0$), tornando-se uma equação de Coulomb para um dipolo. Isto se deve ao fato de que para um relâmpago o tempo de destruição das cargas é muito pequeno (da ordem de $10 \mu s$). Portanto a perturbação gerada por essa destruição (*sferics*) se propaga até o balão sem atenuação perceptível pela condutividade atmosférica, cujo tempo de relaxação é bem maior.

2.5 - RELÂMPAGOS

Denominamos os tipos de relâmpagos em função de sua origem ou do ponto onde terminam. Eles podem ocorrer de uma nuvem para o solo, do solo para a nuvem, dentro da nuvem, entre nuvens, de uma nuvem para a atmosfera acima dela e, finalmente, de uma nuvem para um ponto qualquer no ar (descargas no ar). Os três últimos são no entanto, pouco freqüentes.

Os relâmpagos dentro da nuvem são mais extensos e freqüentes (65% do total em latitudes médias e até 80% em baixas latitudes), mas de difícil estudo por ocorrerem em meio à opacidade da nuvem. Sua investigação requer o uso de radares e antenas de rádio freqüência. Podem ser considerados como curto-circuito na geração de cargas no circuito elétrico global (Volland, 1984; Williams, 1988; Pinto et al., 1993). A sua maior freqüência em baixas latitudes está associada com o perfil de temperatura típico destas regiões. As isothermas de -15°C e 0°C se encontram em altitudes maiores e, conseqüentemente, o centro de cargas negativo se encontra mais afastado do solo, propiciando uma maior porcentagem de descargas intranuvem.

Os relâmpagos para o solo, embora não sejam os mais freqüentes, são os mais estudados por estarem mais acessíveis à observação visual e fotográfica, e por causa do perigo que apresentam. Estes por sua vez podem ser divididos em dois tipos: os negativos e os positivos, dependendo da polaridade predominante das cargas na região da nuvem onde se originam (Williams, 1988).

Os relâmpagos negativos nascem no centro negativo de cargas próximo à base da nuvem e em geral são mais freqüentes que os positivos. Por transportarem elétrons da parte inferior da nuvem ao solo, contribuem com o sistema de correntes do circuito elétrico global (Figura 2.3).

Os relâmpagos positivos são menos conhecidos, e só foram estudados mais detalhadamente na última década. Acredita-se que, na maior parte das vezes, eles se originam no centro positivo de cargas, próximo ao topo da nuvem, transportando do solo para nuvem uma carga negativa, equivalente à transferência de cargas positivas para o solo (Volland, 1984; Pinto et al., 1993).

2.5.1 - Relâmpagos Nuvem-solo (NS)

Relâmpagos Negativos

Podemos dividir um relâmpago NS típico em 6 etapas: (a) descarga p-N, (b) líder escalonado, (c) descarga conectante, (d) descarga de retorno, (e) líder contínuo e (f) descarga de retorno subsequente (Figura 2.7).

a) Os relâmpagos negativos para o solo começam com uma **descarga entre o centro positivo menor na base da nuvem (p) e o centro negativo (N)** para a liberação dos elétrons ligados a partículas de água ou gelo (Uman, 1987).

b) Uma fraca descarga luminosa (geralmente não visível) se propaga em direção ao solo, criando um canal ionizado. Essa descarga, denominada **líder escalonado**, propaga-se para baixo, até aproximadamente 5 a 50m do solo, com velocidade média da ordem de 10^5 m/s. O líder escalonado geralmente ramifica-se, mas seus ramos não estendem-se até o solo. A duração dessa etapa é de aproximadamente 20 milissegundos. Essa descarga segue um movimento tortuoso, em estágios discretos (cada um com extensão de 50m e separado do seguinte por um intervalo de 50 microssegundos), em busca dos caminhos mais favoráveis à formação do canal. O líder escalonado carrega uma corrente da ordem de 100 ampères, em um canal com diâmetro estimado em 1 cm ao longo do qual uma carga negativa de 5 C é distribuída (Volland, 1984; Pinto et al., 1993).

c) Uma **descarga conectante** surge com a intensificação do campo elétrico entre a parte frontal do líder escalonado e o solo. Tal descarga

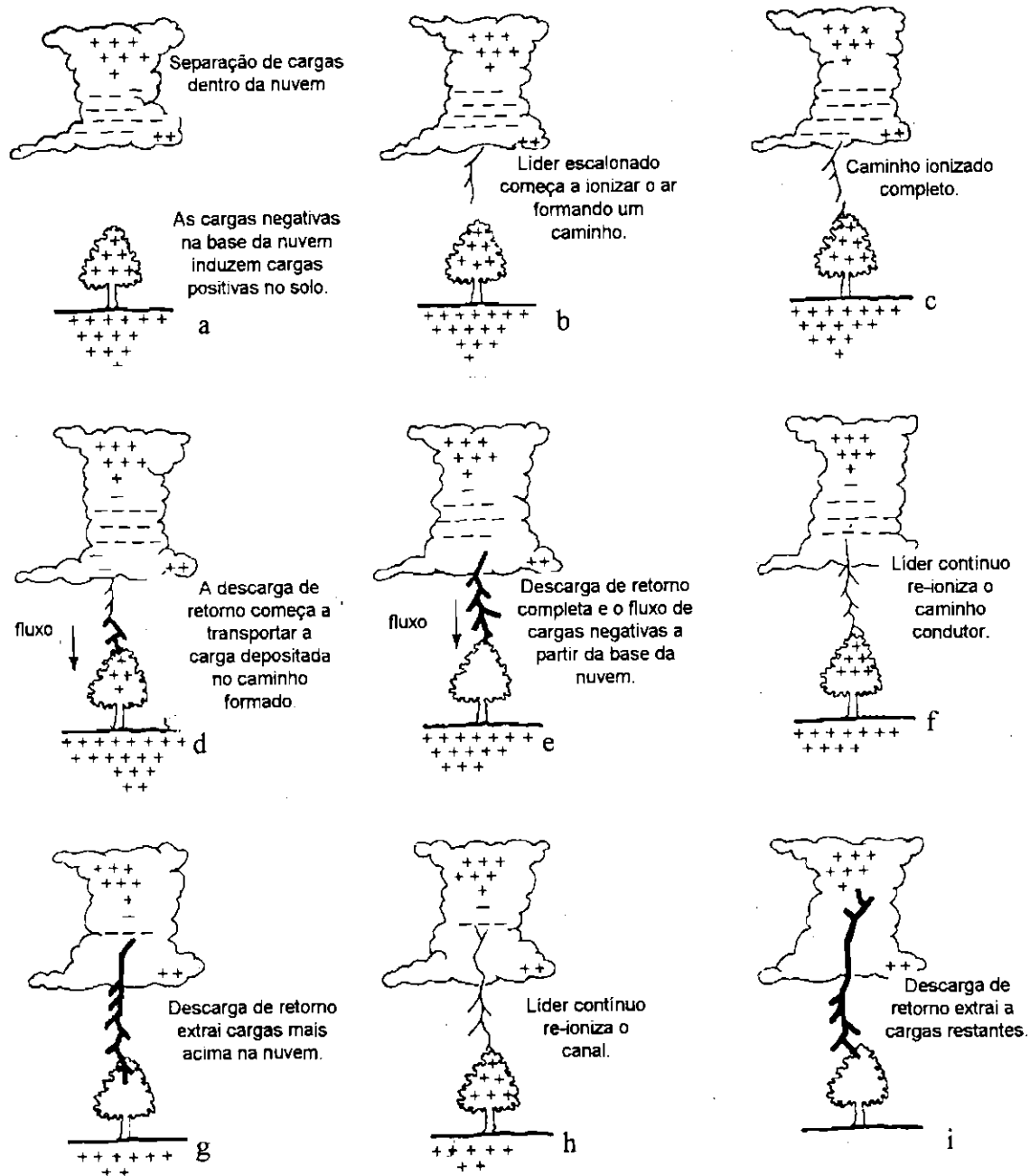


Fig. 2.7 - Etapas de um relâmpago.

FONTE: Modificada de Lutgens e Tarbuck (1982), p. 244.

geralmente parte de objetos pontiagudos existentes na superfície, como árvores e edifícios, e desloca-se em direção à parte frontal do líder escalonado.

d) Quando o encontro ocorre, a descarga conectante transforma-se numa descarga forte e de intensa luminosidade, denominada **descarga de retorno**. É essa descarga que é vista como um clarão. Ainda que preferencialmente o relâmpago atinja os objetos mais altos, isso nem sempre acontece. Devemos ter em conta que quando o líder escalonado inicia o seu percurso em direção ao solo, o faz sem conhecimento do relevo abaixo, deixando-se "guiar" apenas pelo que se lhe apresenta em um raio de dezenas de metros. Na descarga de retorno, as cargas negativas (elétrons) presentes no canal já ionizado pelo líder escalonado são aceleradas, o que cria uma corrente ascendente com picos de corrente de 40.000 ampères (no caso de relâmpagos positivos, têm-se medido até 200.000 ampères). A velocidade de propagação da frente de onda (e da luminosidade) é da ordem de 10^7 m/s. A duração de tal descarga é de aproximadamente 70 microssegundos. Em média, ocorrem 3 descargas por relâmpago (no caso dos positivos, apenas uma), mas há registros de casos com até 26 descargas.

e) Para que descargas subsequentes aconteçam, é necessário que ocorra uma nova descarga, denominada **líder contínuo**, aproximadamente 50 milissegundos após a primeira descarga de retorno. O líder contínuo inicia-se na mesma região de onde partiu o líder escalonado e normalmente propaga-se no canal já ionizado por este. A intensidade do líder contínuo é em geral menor que a do líder escalonado, porque uma parte da carga da nuvem já foi neutralizada. A velocidade de propagação do líder contínuo é maior do que a do líder escalonado, sendo da ordem de 10^6 m/s. O processo pode-se repetir até o decaimento do canal ionizado.

f) Essas sucessivas **descargas subsequentes**, em um único relâmpago, podem ser chamadas também de descargas múltiplas. Algumas vezes o olho humano é capaz de perceber essas descargas e ver o canal do relâmpago piscar. À noite, pode-se observar o efeito estroboscópico gerado pela luminosidade de tais descargas em objetos em movimento, como o limpador de pára-brisa de um automóvel. Em geral as descargas subsequentes são menos ramificadas que a primeira descarga de retorno.

Ainda, em cerca de 50% dos relâmpagos, a descarga de retorno é seguida por uma corrente contínua de aproximadamente 100 ampères, durante um período em torno de 100 milissegundos (Pinto et al., 1993). Há no entanto, registros de correntes contínuas de até 70.000 ampères durante 2,5 milissegundos (Brook et al., 1983). Relâmpagos que contêm corrente contínua são chamados relâmpagos quentes e os que não a possuem, são chamados de relâmpagos frios. Os quentes são capazes de iniciar incêndios enquanto que os frios não. Apesar de terem a mesma temperatura, a diferença está em que ela é mantida por mais tempo nos relâmpagos quentes (décimos de segundos nos quentes e milésimos de segundos nos frios). No entanto, os relâmpagos frios podem ser muito destrutivos já que o aumento essencialmente instantâneo da corrente dentro de um material com alta resistência à corrente elétrica causa um aquecimento súbito e uma conseqüente vaporização da parte interna do material. Como resultado, uma pressão muito alta é rapidamente gerada dentro do material, explodindo-o (Uman, 1987).

Relâmpagos Positivos

Devido à recente disponibilidade de redes de localização de relâmpagos para o solo, os relâmpagos positivos têm recebido uma particular atenção em vários lugares do mundo. Possuem, na sua maioria, apenas uma descarga de

retorno com perturbações no campo elétrico similares aos negativos e costumam apresentar correntes contínuas de maior duração e por isso são mais associados a início de incêndios em florestas. Em geral são menos comuns, havendo no entanto, no Japão e no nordeste dos Estados Unidos, uma constatação de uma predominância de relâmpagos positivos em tempestades de inverno. Uma possível explicação para este fenômeno, deve-se ao fato de que as nuvens nesta estação são mais baixas e inclinadas devido aos fortes ventos. A distribuição de carga do dipolo é fortemente deslocada da vertical pela presença de um gradiente vertical na velocidade do vento horizontal. O fato da nuvem ser mais inclinada facilita a ocorrência de um relâmpago positivo iniciando-se no centro positivo superior. Esta explicação satisfatória para algumas situações meteorológicas tem sido substituída em outras condições por hipóteses diferentes, como a que supõe que os relâmpagos positivos iniciam-se no centro inferior de carga positiva da nuvem (Williams, 1989; Pinto Jr. et al. 1997). Williams (1989) sugere que o relâmpago positivo poderia estar relacionado ao centro positivo inferior da estrutura tripolar da nuvem, dando suporte à idéia de que a distribuição de cargas na nuvem em diferentes condições meteorológicas podem favorecer um comportamento dipolar ou tripolar.

Pinto Jr. et al. (1996b, 1997) observaram recentemente uma predominância de relâmpagos positivos (60% do total dos NS) no verão do hemisfério Sul em contraste com a maioria das observações no hemisfério Norte. Convém destacar que essa observação não estava associada a um gradiente vertical de velocidade horizontal do vento suficientemente intenso como costuma acontecer nas tempestades de inverno no Japão.

2.5.2 - Relâmpagos Intranuvem (IN)

As descargas dentro da nuvem, ou relâmpagos intranuvem, acontecem normalmente entre o centro superior de cargas positivas e o centro inferior negativo. Possui uma duração da ordem de 0,2 segundos, durante a qual uma baixa luminosidade é observada na nuvem associada a uma descarga líder.

Superposto à luminosidade contínua, breves impulsos luminosos mais intensos são observados com duração de milissegundos. Medidas de campo elétrico sugerem que esses impulsos luminosos sejam decorrentes de descargas de retorno fracas provocadas pelo encontro da descarga líder com bolsões menores de carga (Uman, 1987).

2.5.3 - Outros Tipos de Relâmpagos

Relâmpagos solo-nuvem. Nas descargas solo-nuvem iniciadas em estruturas altas, o líder escalonado inicia-se no topo da estrutura e se propaga até a nuvem. Por causa de sua propagação para cima, a sua ramificação e a descarga resultante é invertida para cima.

Relâmpagos iniciados em estruturas altas possuem características diferentes das descargas usuais nuvem-solo. A corrente cresce lentamente em centésimos ou mesmo décimos de segundo. Tem seu pico de corrente em algumas centenas de ampères que flui por alguns décimos de segundo (Uman, 1987).

Relâmpagos da nuvem de tempestade para cima. Observações deste tipo de relâmpagos têm aparecido ocasionalmente desde o último século. São fenômenos raros de se observar já que o observador deve ter visão do centro da tempestade a partir de um ponto distante, através de um céu limpo. No entanto,

recentemente, observações a partir de estações no solo, aviões e ônibus espaciais têm confirmado com frequência a existência dessas descargas para regiões altas da atmosfera, eventualmente a ionosfera. Por exemplo, Sentman et al. (1993) relatou durante 100 minutos, 19 exemplos de descargas de pequena duração associadas com tempestades severas a partir de uma filmadora “*all sky*” a bordo de um avião em 8 de julho de 1993. Os topos estimados das descargas variou de 30 a 100 km de altitude, com extensão total de 10 a 50 km. Apesar destas descargas terem durado apenas décimos de milissegundos, considerando a longa vida dos íons na estratosfera, é provável que estas descargas verticais sejam capazes de afetar a química e a distribuição de cargas nessas regiões e aumentar a densidade de íons e a condutividade elétrica (Hu, 1994).

Recentemente fluxos de raios gama foram observados no satélite Observador de Raios Gama Compton. Estes fluxos parecem estar associados a essas descargas para cima (Gamma ray flashes... 1994).

O *relâmpago fita* ocorre quando o seu canal aparenta ser ou é deslocado horizontalmente (provavelmente pelo vento). Cada descarga de retorno aparecerá separadamente (Uman, 1984).

O *relâmpago cadeia* (*chain, bead*) é um fenômeno bem documentado no qual o canal para o solo quebra, ou aparenta quebrar, em fragmentos luminosos de algumas dezenas de metros de comprimento (Uman, 1987). Não há comprovação se o fenômeno tem causas físicas ou apenas de caráter óptico.

Relâmpago bola é o nome dado a esferas luminosas observadas durante tempestades. Possui o tamanho típico de uma laranja e duração de alguns segundos. Apesar de haver vários relatos de sua observação, nenhuma explicação satisfatória foi dada até o presente momento.

Embora a nuvem de tempestade seja a origem mais comum dos relâmpagos, não é a única. Relâmpagos ocorrem em tempestades de neve e areia, em chuva e gelo não associados à tempestades, em material ejetado por vulcões, perto das bolas de fogo criadas pelas explosões nucleares e aparentemente até mesmo em um céu azul e limpo (Uman, 1987).

Existem ainda os *relâmpagos artificiais*, isto é, aqueles gerados artificialmente em função da presença de estruturas feitas pelo homem, por exemplo, foguetes e aviões. As mais recentes pesquisas sobre relâmpagos artificiais tem utilizado pequenos foguetes que carregam um longo fio condutor aterrado. Quando o foguete atinge uma altura de 300 m, o campo elétrico na ponta do fio é suficientemente intenso para originar uma descarga inicial que subsequente evolui para um relâmpago artificial. Esses relâmpagos artificiais têm sido usados para estudar as características dos relâmpagos, já que é impossível predeterminar o local e o instante de sua ocorrência.

2.5.4 - *Sferics*

Balões estratosféricos equipados com um par de sondas (esferas de 20 cm de diâmetro) distanciadas e alinhadas na direção vertical associadas a uma eletrônica conveniente são capazes de detectar a irradiação eletromagnética gerada por relâmpagos. Essa irradiação parte dos canais dos relâmpagos que se comportam como um enorme sistema de antenas. Os sinais são de natureza impulsiva e possuem frequências de até centenas de megahertz. Eles são chamados de *atmosferics* ou simplesmente *sferics* (Volland, 1984) e causam uma perturbação no campo elétrico medido pelos balões. Um exemplo de *sferic* pode ser visto na Figura 2.8.

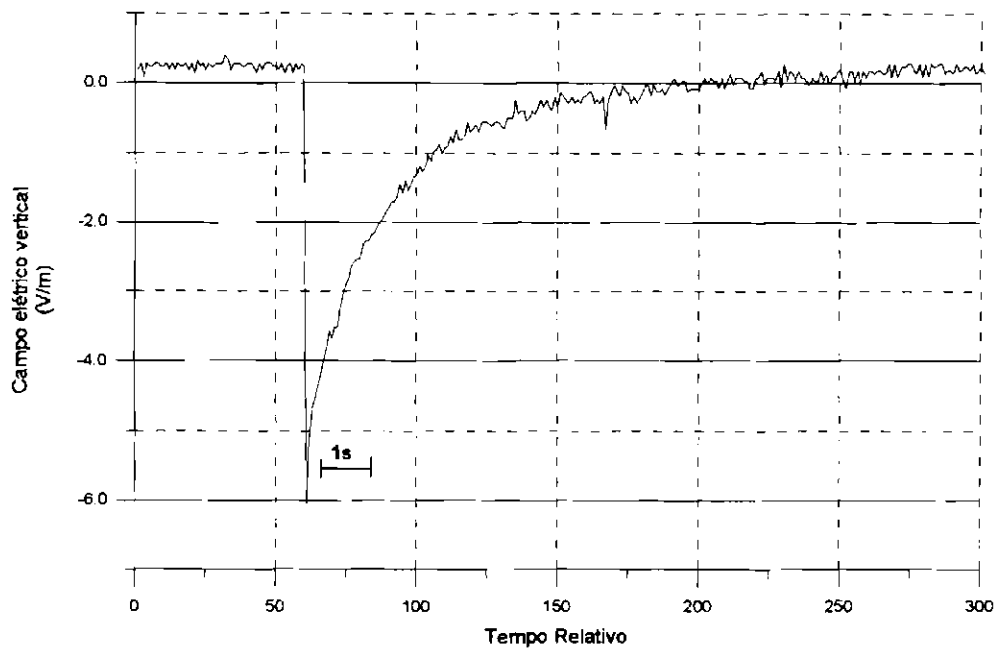


Fig. 2.8 - *Sferic* registrado no vôo de 23 de março de 1995.

Na literatura até o presente momento, a simples constatação da direção da perturbação medida a bordo do balão, como mostra a Figura 2.9, indicava a polaridade do relâmpago (Holzworth, 1987, Hu, 1994). Tal afirmação, conforme será visto no Capítulo 4, só tem validade se o balão estiver a uma distância horizontal da nuvem menor que uma distância denominada *distância de inversão*. Essa ressalva apresentada pela primeira vez no presente trabalho é de fundamental importância na determinação da polaridade dos relâmpagos medidos em balão.

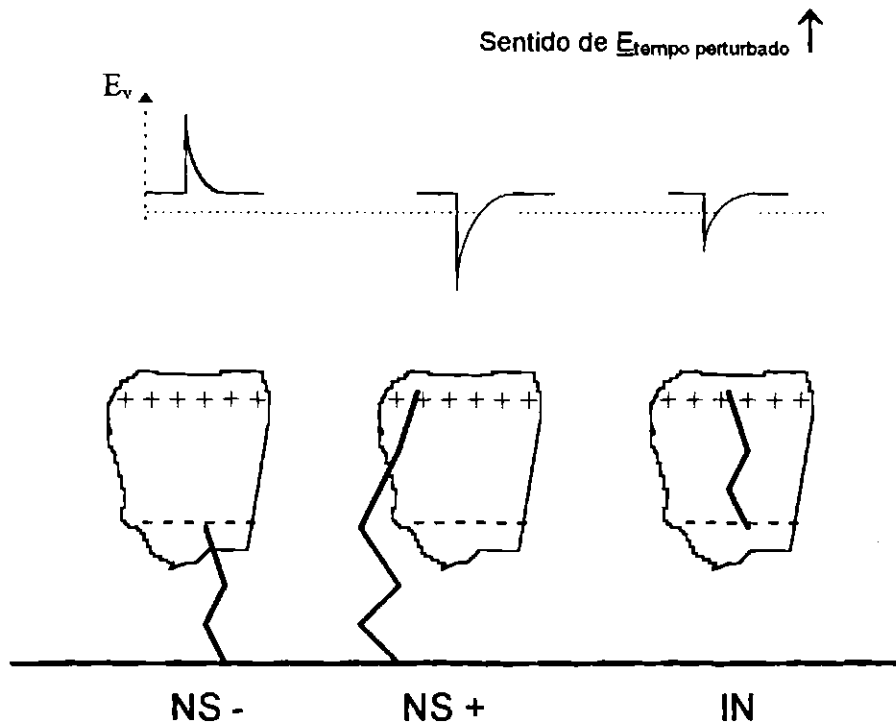


Fig. 2.9 - Polaridade atribuída pela literatura tomando como critério o sentido do *sferic* visto pelo sensor de campo elétrico no balão.

CAPÍTULO 3

CAMPANHAS DE MEDIDAS

A aquisição dos principais dados deste trabalho foi feita através de 2 campanhas. A primeira nos meses de janeiro e fevereiro de 1994 com dois vôos de balões estratosféricos. A segunda em março de 1995 com apenas um vôo ocorrido no dia 23 deste mês. A perda da carga útil impediu a realização de um segundo vôo. Os vôos de cada campanha tiveram o seu lançamento na sede do INPE de Cachoeira Paulista (22°44' S e 44°56' O).

O uso de balões estratosféricos no estudo da eletricidade atmosférica é muito vantajoso. A sua estabilidade e o fato de moverem-se com o ar eliminam a influência de ventos intensos nos instrumentos como ocorre com medidas feitas por foguetes e aviões. Ao contrário dos instrumentos de solo, as medidas feitas na estratosfera são menos perturbadas por fontes eletromagnéticas e efeitos meteorológicos já que se pode estar a grande distância das mesmas (Hu, 1994).

A implementação de uma máquina fotográfica e uma filmadora de vídeo nas cargas úteis permitiram ainda uma análise visual inédita das condições meteorológicas sob o balão.

Os balões estratosféricos são feitos de um plástico muito fino e quando cheios de hidrogênio são capazes de levantar cargas úteis de até uma tonelada até alturas típicas de 40 km, em vôos de várias horas de duração.

A construção e integração da carga útil esteve a cargo do grupo do Laboratório de Eletricidade Atmosférica do INPE, enquanto que o lançamento a cargo do grupo de Lançamento de Balões do INPE.

A recuperação da carga útil é feita mediante a explosão (via telecomando ou temporizador) de um engate que prende o pára-quedas ao balão. Desprende-se o pára-quedas e a carga útil desce suavemente sobre um local seguro. A Figura 3.1 ilustra um esquema completo do balão e da carga útil.

3.1 - DESCRIÇÃO TÉCNICA

Nesta seção serão vistos alguns detalhes sobre os meios usados para a obtenção dos dados analisados neste trabalho.

3.1.1 - A Carga Útil

As cargas úteis das campanhas de 1994 e 1995 (vista esquematicamente na Figura 3.1) eram similares, e levavam os seguintes instrumentos:

- a) detetor de raios X;
- b) um magnetômetro para mostrar a direção das sondas duplas em relação ao campo magnético terrestre;
- c) sensores de pressão;
- d) sensores de temperatura;
- e) duas sondas de campo elétrico horizontal e uma sonda vertical para medir o campo elétrico AC e DC com dois ganhos diferentes. A sonda vertical possibilitou ainda medidas de condutividade;
- f) máquina fotográfica com circuito disparador automático (só em 1994);
- g) câmara de vídeo.

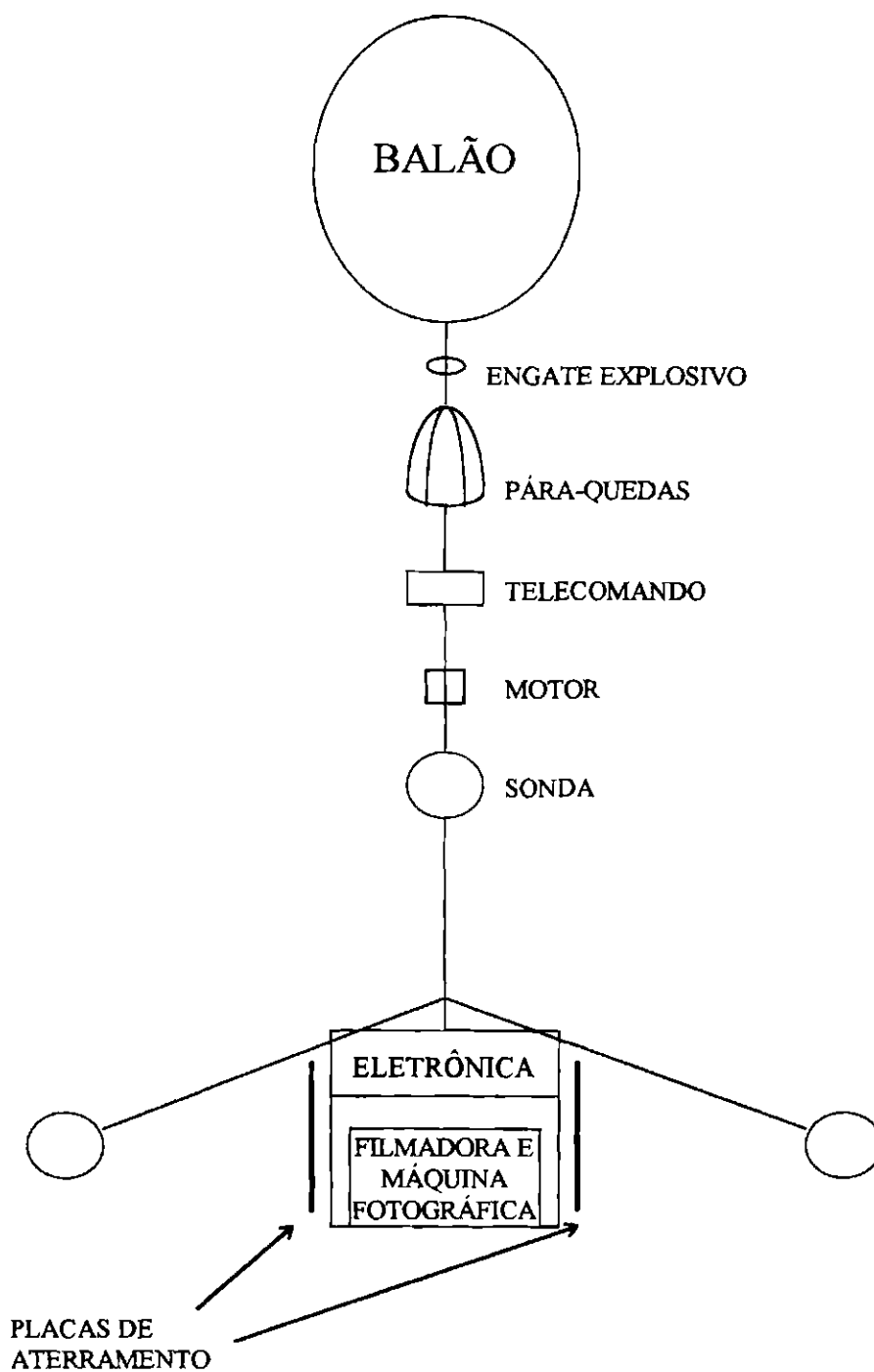


Fig. 3.1 - Representação esquemática do balão e da carga útil.

Desenho fora de escala.

Na Figura 3.2 apresenta-se o diagrama de blocos dos sensores, placas e transmissores utilizados nos vôos.

As informações coletadas por estes sensores são digitalizadas num formato PCM numa taxa de 4096 bits/s e enviadas a um transmissor operando na faixa de 540 MHz. A cada 47 milissegundos é transmitida uma cadeia de informações de 24 palavras de 8 bits cada e entre elas são intercaladas 2 bits de sincronismo e de tempo,. As medidas transmitidas foram gravadas em fitas magnéticas e em disquetes para análise posterior. Para a localização da carga útil em 1994, foi utilizado o sistema Omega. Em 1995 também se utilizou o Sistema de Posicionamento Global (GPS).

O detetor de raios X

Um cristal de NaI (Tl) detectava raios X produzidos pela precipitação de elétrons. A contagem de raios X acumuladas em intervalos de 47 milissegundos foi feita para três diferentes faixas de energia. Já foi publicado um estudo detalhado destes dados no qual se relatam as possíveis causas para os surtos de raios X detectados pela primeira vez na região da Anomalia Magnética do Atlântico Sul (Pinto Jr. et al., 1996a).

O magnetômetro e os sensores de pressão e temperatura

Fazem parte das medidas auxiliares um sensor para medir o campo magnético terrestre, baseado no efeito Hall, sensores de pressão do tipo Sensyn e MKS, e sensores de temperatura do tipo LM135. Os sensores de temperatura e pressão foram calibrados no Laboratório de Integração e Testes (LIT) do INPE com o auxílio de câmaras térmicas e de vácuo.

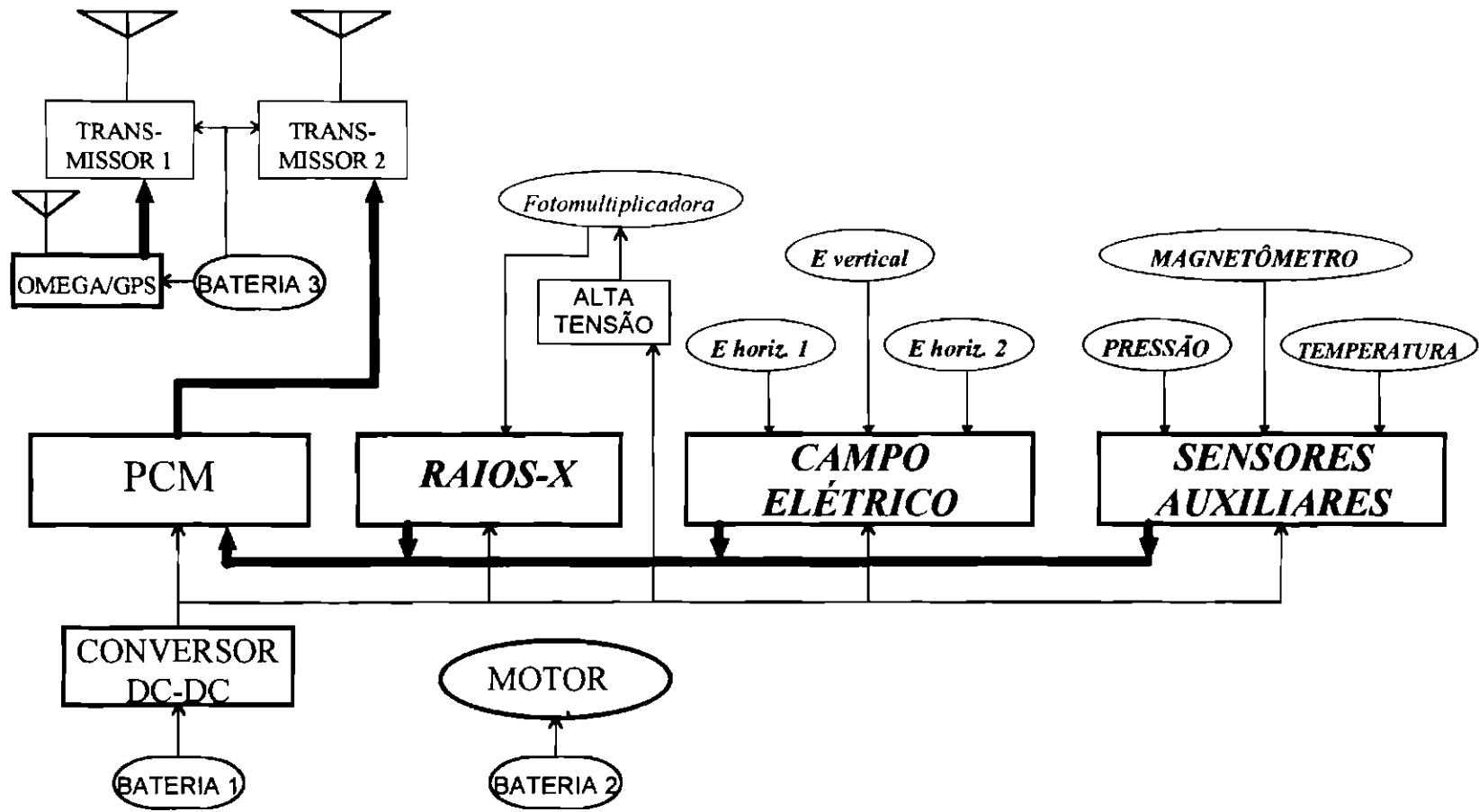


Fig. 3.2 - Diagrama de blocos da eletrônica.

A técnica de sonda dupla para a medida de campo elétrico

É uma técnica simples e bastante utilizada para medir campos elétricos quase DC e de grande escala. Duas sondas (no nosso caso esfera-placa) separadas por um material isolante situam-se a uma distância conhecida. Para saber o campo elétrico E na direção das sondas basta então dividir a diferença de potencial encontrada pela distância das sondas (Figura 3.3). A diferença de potencial é medida por uma eletrônica que deve ter uma impedância interna bem maior que a da atmosfera. Como na estratosfera a impedância atmosférica é de aproximadamente 10^{11} ohms, a eletrônica deverá ter uma impedância interna bem maior que 10^{12} ohms (Mozer e Serlin, 1969; Hu, 1994).



Fig. 3.3 - Esquema da Sonda Dupla. R_m é a impedância da eletrônica e R_{atm} é a impedância da atmosfera.

Para vôos diurnos, como os realizados nestas campanhas, as esferas metálicas, sob a radiação solar, principalmente sob o efeito do ultravioleta, emitirão fotoelétrons produzindo correntes fotoelétricas alterando a medida do

potencial elétrico. Como a fotoemissão depende da função de trabalho do material, cobre-se a superfície metálica com “aquadag”, uma solução à base de carbono com alta função de trabalho, que minimiza o efeito fotoelétrico da radiação ultravioleta.

Outro fator que deve ser levado em conta é a presença de um nível DC constante, que poderia gerar uma voltagem espúria na diferença de potencial medida pelas sondas horizontais. Para eliminar este problema, gira-se a carga útil de modo que a amplitude da função senoidal observada com este procedimento será o valor do campo elétrico horizontal total.

Para o registro de campos elétricos AC, a esfera superior é ligada à eletrônica através de um capacitor que elimina o nível DC do campo elétrico.

Na Figura 3.4 apresentam-se medidas típicas de campos elétricos AC e DC medidos em balão. Aparecem nesta figura a perturbação provocada por 2 relâmpagos **a** e **b**. Percebe-se também claramente a utilidade de trabalhar com ganhos diversos. Na primeira e na segunda linha tem-se um ganho 1 e 10 respectivamente para o campo elétrico DC. Na terceira linha tem-se um ganho 10 na medida do campo elétrico AC de sinais com frequência de até 100 kHz, enquanto que na quarta linha é mostrado o mesmo sinal AC com ganho 100 mas com um filtro em 5 kHz, com banda de 400 Hz em torno deste valor.

Na Figura 3.5 apresenta-se o campo elétrico horizontal e sua modulação com o giro da experiência.

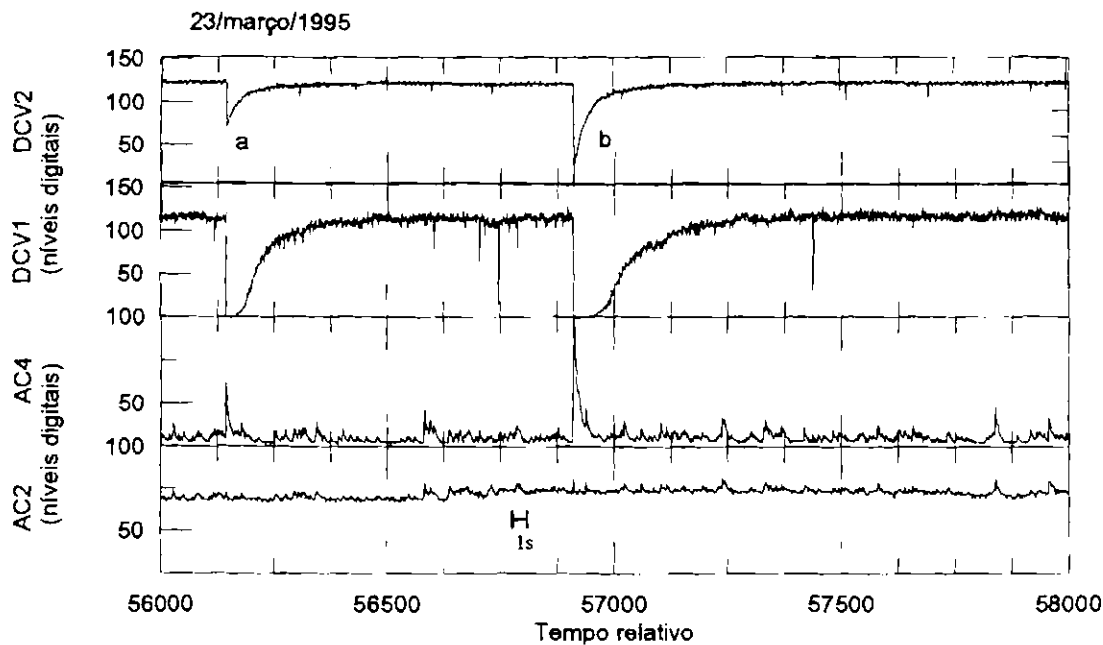


Fig. 3.4 - Registros de campos elétricos AC e DC para o dia 23/03/95.

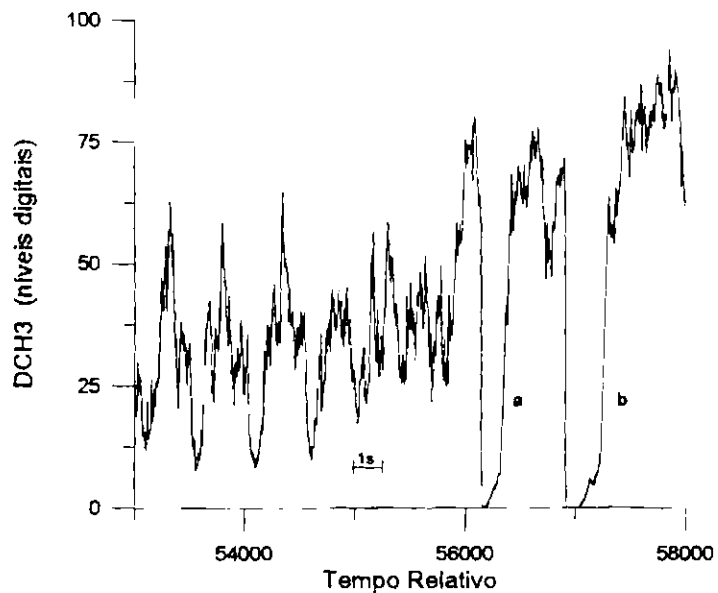


Fig. 3.5 - Registro típico do campo elétrico horizontal para o vôo do dia 23/03/95. Antes da ocorrência dos relâmpagos **a** e **b** é possível observar a modulação do campo elétrico horizontal devido ao giro da experiência.

A técnica de Tempo de Relaxação para medidas de condutividade

Aplica-se uma voltagem conhecida entre a esfera superior e a placa terra via um relê de alta impedância. Após alguns segundos para a estabilização da voltagem, as fontes de voltagem são desconectadas abrindo-se o relê. A esfera carregada atraindo cargas de sinal contrário do meio, retornará ao potencial ambiente. Este retorno, dependerá apenas da condutividade do meio se a impedância do relê for suficientemente alta. Assim a curva de retorno ao potencial ambiente será praticamente uma exponencial cuja constante de tempo, ou tempo de relaxação, τ , pode ser encontrada através de um ajuste exponencial (Figura 3.6).

A constante de tempo τ é simplesmente a constante RC do circuito,

$$\tau = (C_s + C_{in}) \cdot R_{atm} R_{in} / (R_{atm} + R_{in}) \quad (3.1)$$

onde C_s e C_{in} são respectivamente as capacitâncias da sonda e da entrada do circuito eletrônico. Tendo-se o cuidado de que $R_{in} \gg R_{atm}$, e $C_{in} \ll C_s$, a Equação 3.1 pode ser escrita como,

$$\tau = C_s \cdot R_{atm} = 4\pi\epsilon_0 a / 4\pi\sigma a$$

onde a é o raio da esfera, σ a condutividade do meio e ϵ_0 a permissividade do meio, assim,

$$\sigma = \epsilon_0 / \tau \quad (3.2)$$

Para que essa técnica seja precisa, é preciso portanto que o relê seja de alta impedância. Além disso, deve-se levar em conta que o efeito fotoelétrico aumenta o valor da condutividade positiva, já que a carga negativa aplicada será neutralizada rapidamente, ao retirar elétrons da sonda. O mesmo não ocorre com

a condutividade negativa, uma vez que os elétrons retirados por efeito fotoelétrico retornam à superfície da esfera carregada positivamente.

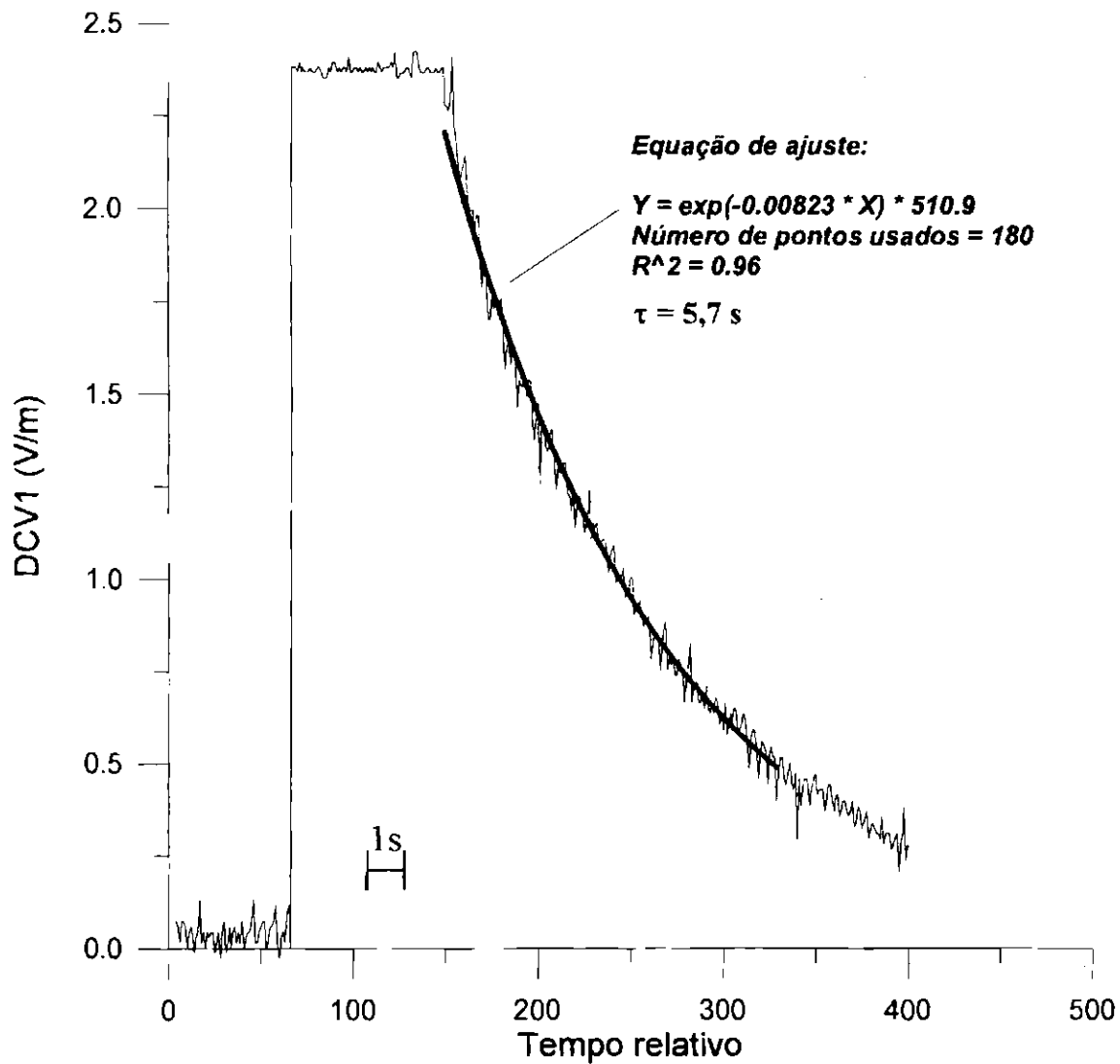


Fig. 3.6 - Exemplo de ajuste para determinação do tempo de relaxação (τ). Dados do voo do dia 26/01/94.

Câmara fotográfica

A câmara fotográfica utilizada foi uma CANON EOS-1000 com filme Kodacrome, KODAK, ASA 100. O ajuste de abertura da câmara era automático com foco fixo no infinito. Um circuito elétrico foi construído para o disparo eletrônico do diafragma a cada 20 minutos. As fotos obtidas ao longo do vôo foram de grande utilidade para o reconhecimento do tipo de nuvens sobrevoadas e também para a determinação da altura do balão nos vôos de 1994. Na Figura 3.7, são apresentadas duas fotos utilizadas para estas duas finalidades.

Na foto da direita o traçado de um rio foi utilizado para saber a distância entre dois pontos no solo. Conhecendo-se o ângulo de abertura da máquina fotográfica, pôde-se determinar a altura do balão, e comparar com os dados do sensor de pressão a bordo. As fotos que se seguem representam retângulos com lados de 17 km por 29 km ao nível do solo.

Na foto da esquerda observa-se o topo de uma das nuvens tipo cumulonimbus, sobrevoada pelo balão. A altura do topo desta nuvem estimada pelo radar de São Paulo é de aproximadamente 8 km.

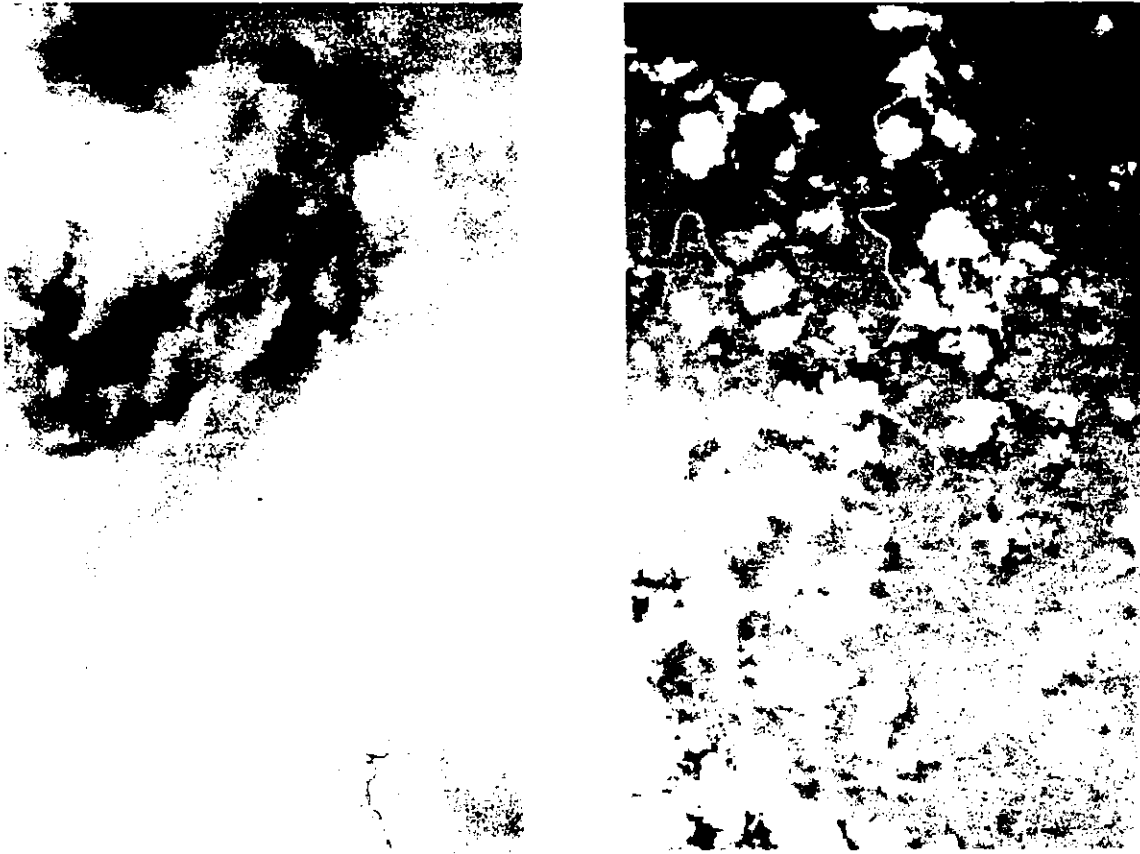


Fig. 3.7 - Amostras de fotos obtidas em 26/01/94.

A câmara de vídeo

A câmara de vídeo utilizada nos vôos foi uma câmara modelo PV-700, da Panasonic. Nela todo o vôo pôde ser registrado através da opção oferecida pela máquina de filmar um segundo a cada minuto. O foco foi previamente fixado no infinito para todo o vôo.

Para que a baixa temperatura e pressão ambiente não prejudicassem o funcionamento da eletrônica da máquina fotográfica e da filmadora, estas foram acondicionadas em uma caixa de alumínio. Esta caixa possuía uma parede com 5 mm de espessura para suportar a baixa pressão externa, e, uma janela com vidro em sua parte inferior para a observação do solo e das nuvens. Uma possível condensação do vapor de água do ar interno à caixa sobre o vidro da mesma poderia prejudicar as imagens. Para evitar que isto ocorresse, antes do vôo teve-se o cuidado de substituir o ar dentro da caixa por nitrogênio.

Uma simulação das condições que seriam encontradas durante o vôo pôde ser feito com o auxílio de câmaras climáticas e de vácuo do Laboratório de Integrações e Testes do INPE.

Colocou-se ainda nesta caixa um termômetro de máxima e de mínima para uma avaliação posterior do condicionamento térmico da caixa. A dissipação térmica da filmadora manteve a temperatura interna da caixa dentro dos valores aceitáveis recomendados pelo fabricante. Na Figura 3.8, apresenta-se uma seqüência de imagens obtidas pela filmadora quando o balão se encontrava sobre uma nuvem de tempestade no vôo do dia 26 de janeiro de 1994. Estas e outras imagens semelhantes obtidas neste dia, foram úteis na definição precisa do horário em que o balão passava sobre as nuvens estudadas.

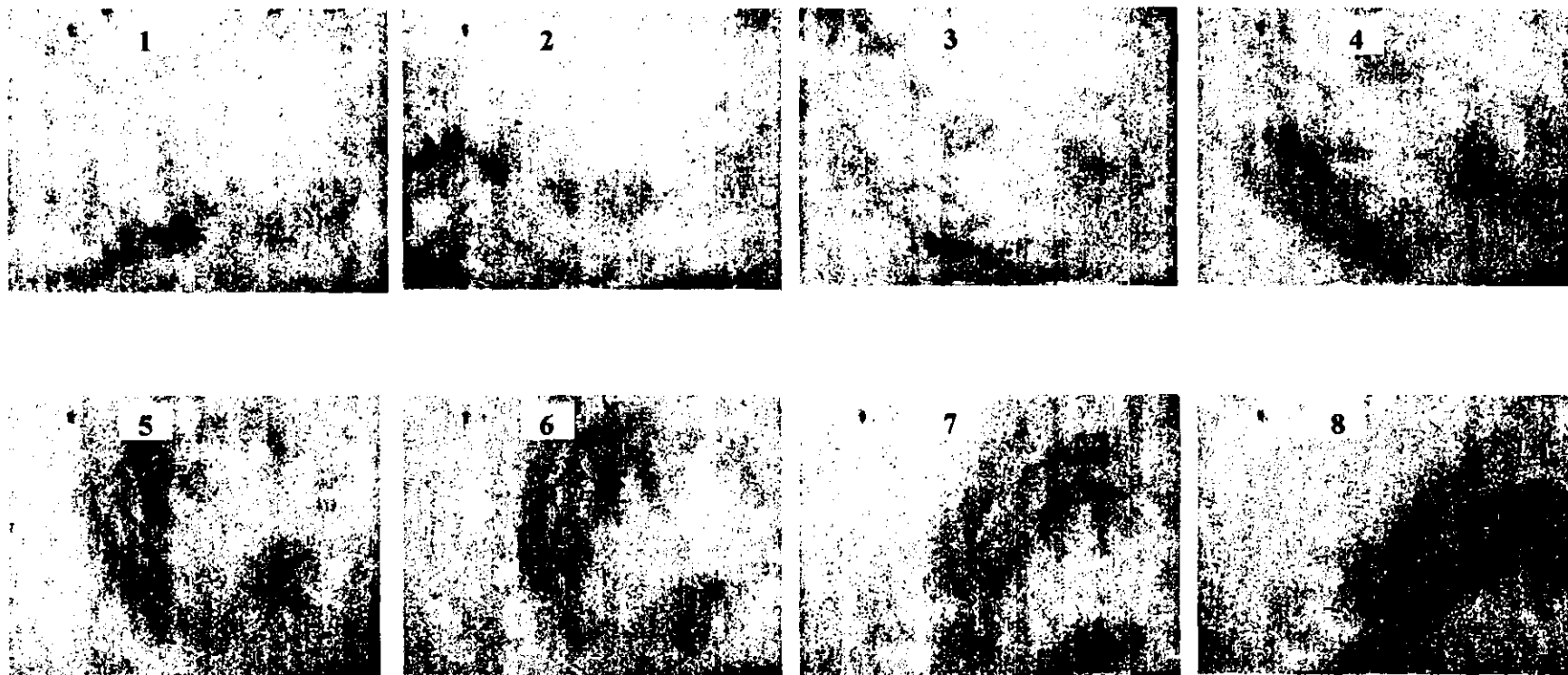


Fig. 3.8 - Amostras de imagens obtidas pela filmadora. O intervalo entre as imagens é de 1 minuto.

3.1.2 - Imagens de Satélite

As imagens do satélite Meteosat, foram úteis tanto na escolha do dia propício para o lançamento dos balões quanto na análise posterior das condições atmosféricas durante o voo.

Essas imagens foram obtidas no centro de recepção de imagens em Cachoeira Paulista e analisadas utilizando-se o sistema SITIM (Sistema Interativo de Tratamento de Imagens Meteorológicas). A Figura 3.9 exemplifica uma imagem típica obtida por satélite.

As imagens obtidas para o ano de 1994 tinham uma resolução espacial maior (aproximadamente 5 km), enquanto que as imagens obtidas em 1995 tinham uma resolução espacial de apenas 10 km. Assim, somente através das imagens de satélite de 1994 pôde-se também utilizar as imagens de satélite para a localização das nuvens estudadas. Uma localização mais precisa das mesmas, foi feita para os dois anos, com o auxílio das imagens de radar.

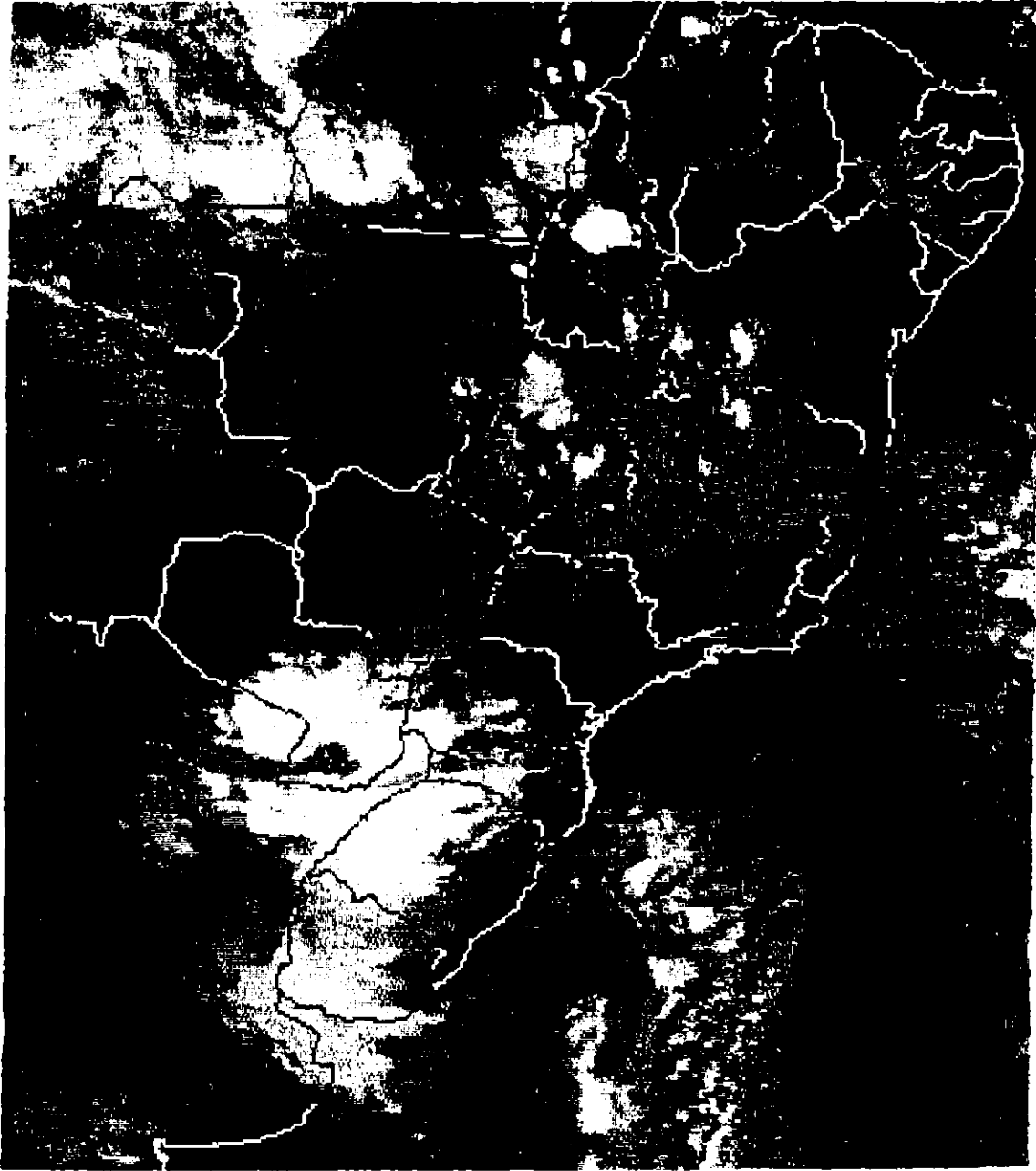


Fig. 3.9 - Imagem obtida por satélite para o dia 23/03/95.

3.1.3 - Imagens de Radares Meteorológicos

Os radares utilizados neste estudo foram os radares meteorológicos de São Paulo e de Bauru, já que as trajetórias dos vôos e as nuvens de interesse estavam no raio de alcance dos mesmos. O radar de São Paulo e o radar de Bauru são radares que operam na banda S (comprimento de onda de aproximadamente 10 cm).

Os radares meteorológicos geram sinais eletromagnéticos que são dirigidos para os alvos através de uma antena parabólica. Os alvos existentes na atmosfera refletem parte dos sinais de volta à antena. Através do processamento dos sinais recebidos estes radares meteorológicos podem fornecer (até um raio de aproximadamente 200 km):

- a localização e o valor da altura do topo das nuvens (imagens *Echo Top*),
- um corte vertical da nuvem em um azimuth fixo (imagens *Cross Section*).

Na Figura 3.10 e na Figura 3.11 temos 2 tipos de imagens do radar de Bauru.

Na Figura 3.12 temos uma imagem do radar de São Paulo.

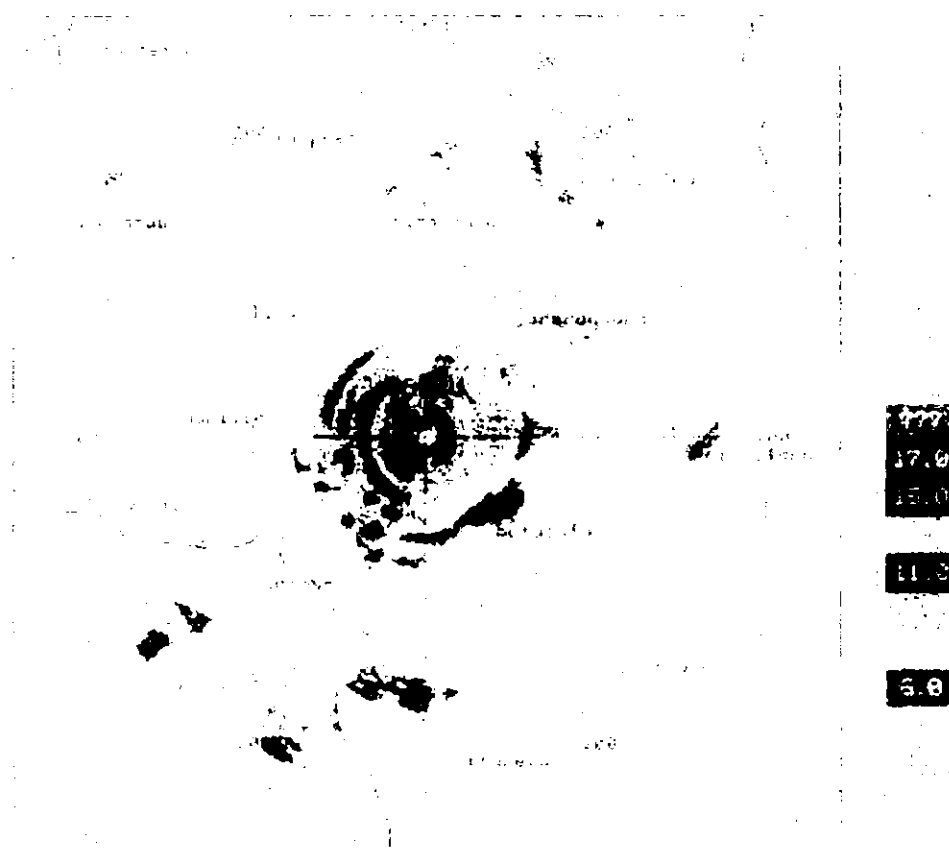


Fig. 3.10 - Imagem tipo *Echo Top* (5 dBZ) do radar de Bauru dia 23/03/95 - 18h32min (hora local).

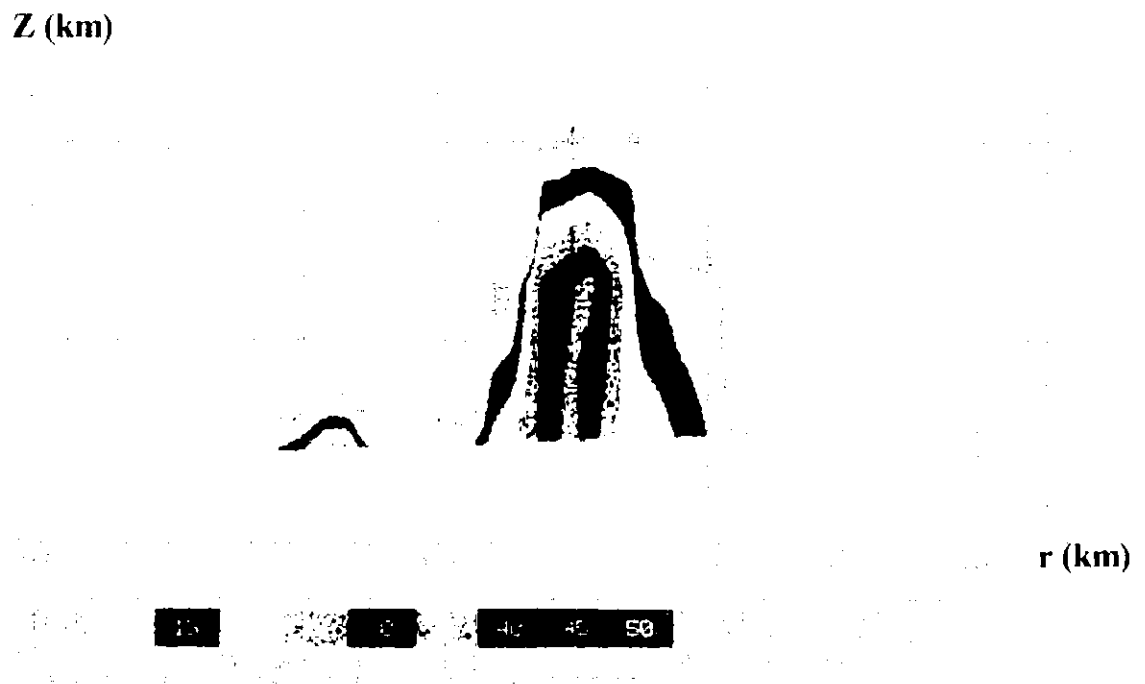


Fig. 3.11 - Imagem tipo *Cross Section* feita pelo radar de Bauru da nuvem sobre Rio Claro da imagem anterior. Z é a altura; r é a distância horizontal a partir do radar.

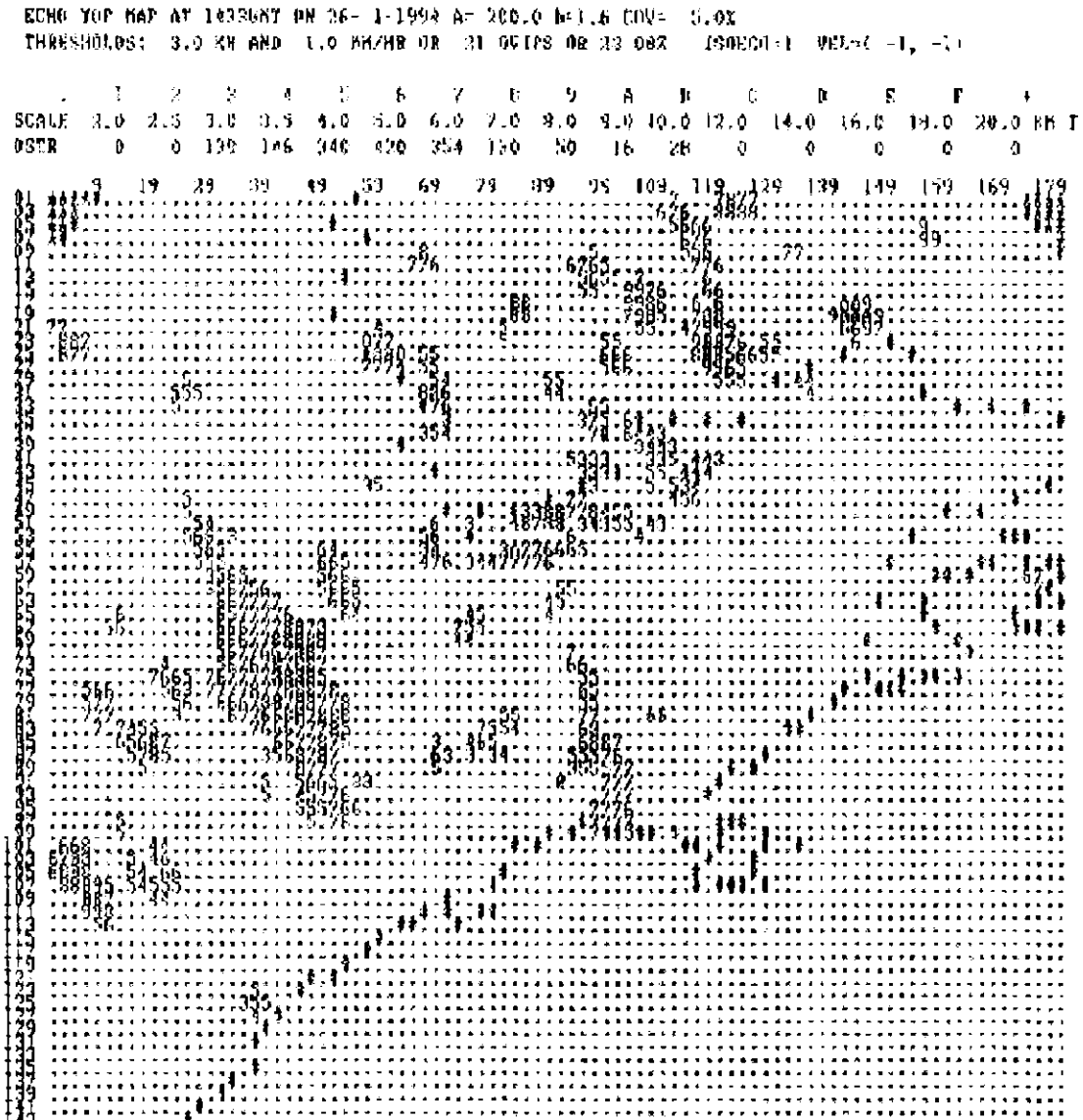


Fig. 3.12 - Imagem tipo *Echo Top* (23dBZ) do radar de São Paulo
dia 26/01/94 - 11h33min (hora local).

3.1.4 - A Radiossonda

Os dados de variação de temperatura com a altitude são de grande interesse na determinação da altura do centro de carga negativa de uma nuvem de tempestade. Para a obtenção destes dados contou-se com a técnica de radiossondagem. Esta consiste em um lançamento de um balão pequeno que subindo até aproximadamente 35 km, registra e transmite à estação receptora valores de temperatura, pressão e umidade. Tendo-se o valor da pressão pode-se achar altitude correspondente e a sua temperatura.

A Figura 3.13 apresenta um perfil de temperatura com a altitude obtido para o dia 23/03/95, no Rio de Janeiro.

Ainda que esta radiossondagem tenha sido obtida para uma localidade distante da região da nuvem estudada em 1995, uma comparação com a radiossondagem obtida para o mesmo dia em Curitiba mostrou diferenças de temperatura inferiores a $0,5^{\circ}\text{C}$ nas altitudes de interesse (acima de 4 km).

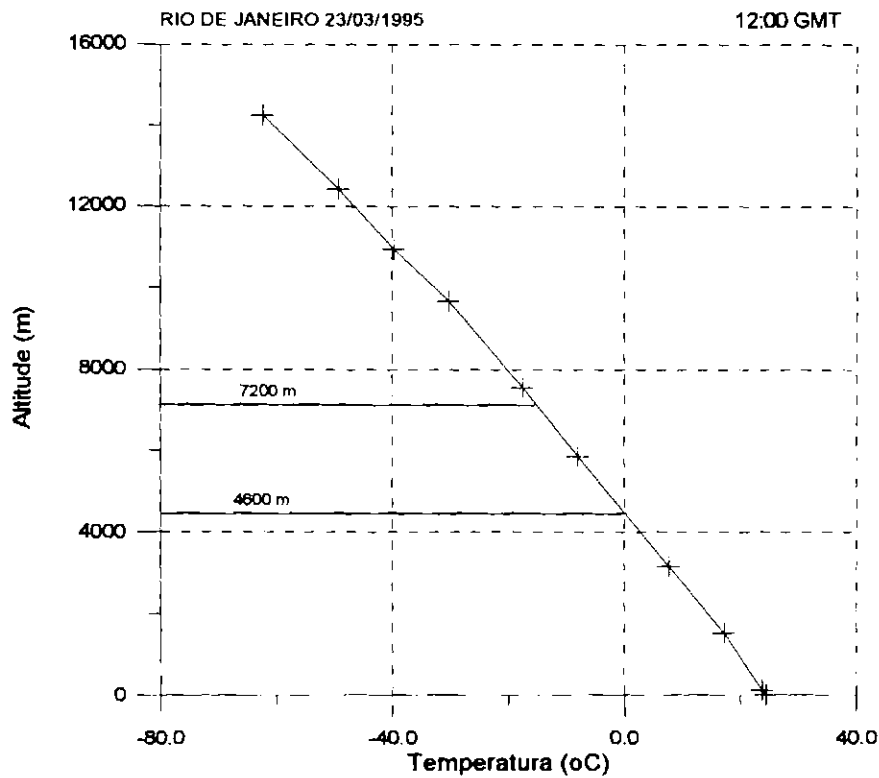


Fig. 3.13 - Perfil de temperatura com a altitude. As temperaturas de 0 °C e -15 °C correspondem às altitudes 4600 m e 7200 m respectivamente. Dentro deste intervalo deverá estar o centro de cargas negativas das nuvens de tempestade.

3.2 - CAMPANHA DE 1994

A campanha de 1994 contou com dois vôos, o primeiro ocorreu no dia 26 de janeiro e o segundo no dia primeiro de fevereiro.

Somente o primeiro vôo contribuiu para a análise da condutividade e dos relâmpagos, já que problemas na instrumentação no segundo vôo mantiveram o campo elétrico saturado ininterruptamente. Portanto, toda a descrição que se segue diz respeito ao primeiro vôo.

3.2.1 - Descrição do Vôo

O lançamento da carga útil se fez através de um balão estratosférico de 7.500 m³. O início do vôo se deu às 7h20min (hora local) no dia 26/1/1994 na base de lançamento de Cachoeira Paulista.

O balão realizando sua trajetória em direção ao oeste do Estado de São Paulo (Figura 3.14), passou por cima de 3 nuvens de tempestades (a, b e c).

Uma visão esquemática completa do vôo é apresentada na Figura 3.15.

Acima destas nuvens o campo elétrico vertical saturou-se. Não foi possível, portanto obter dados de variação de campo elétrico e condutividade sobre tais nuvens, mas sim nas chamadas fases **A**, **B** e **C** do vôo, períodos em que o campo não estava saturado.

Obteve-se na Fase A do vôo um perfil de condutividade com a altura (o primeiro perfil obtido na América do Sul), e várias medidas de condutividade na estratosfera (em torno de 28 km de altura), o que possibilitou um melhor entendimento dos fatores que causaram a sua variação nesta altura. Também

foram registrados 21 relâmpagos dos quais 18 foram gerados pela nuvem **b**. A análise destes relâmpagos permitiu um estudo interessante sobre a relação entre as amplitudes e constantes de decaimento das perturbações no campo elétrico medido pelo balão.

Graças à máquina fotográfica e à filmadora instaladas pela primeira vez em um balão estratosférico pôde-se avaliar quais eram as condições atmosféricas abaixo do balão (Tabela 3.1).

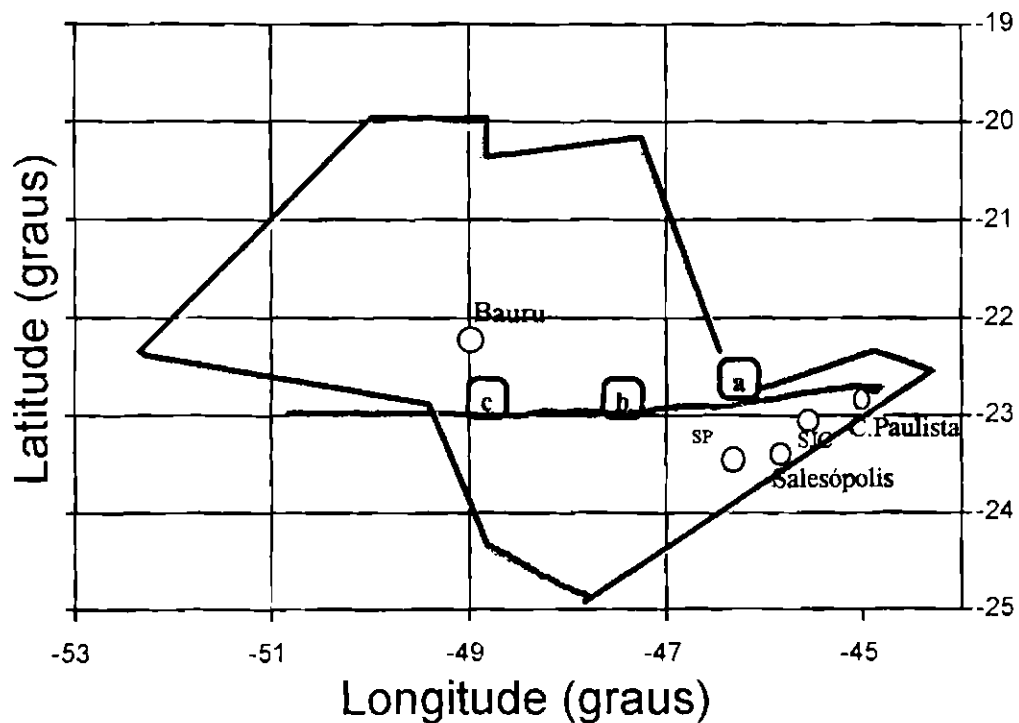


Fig. 3.14 - Trajetória do voo de 26/01/94. Início: 07h20min;
término: 15h25min.

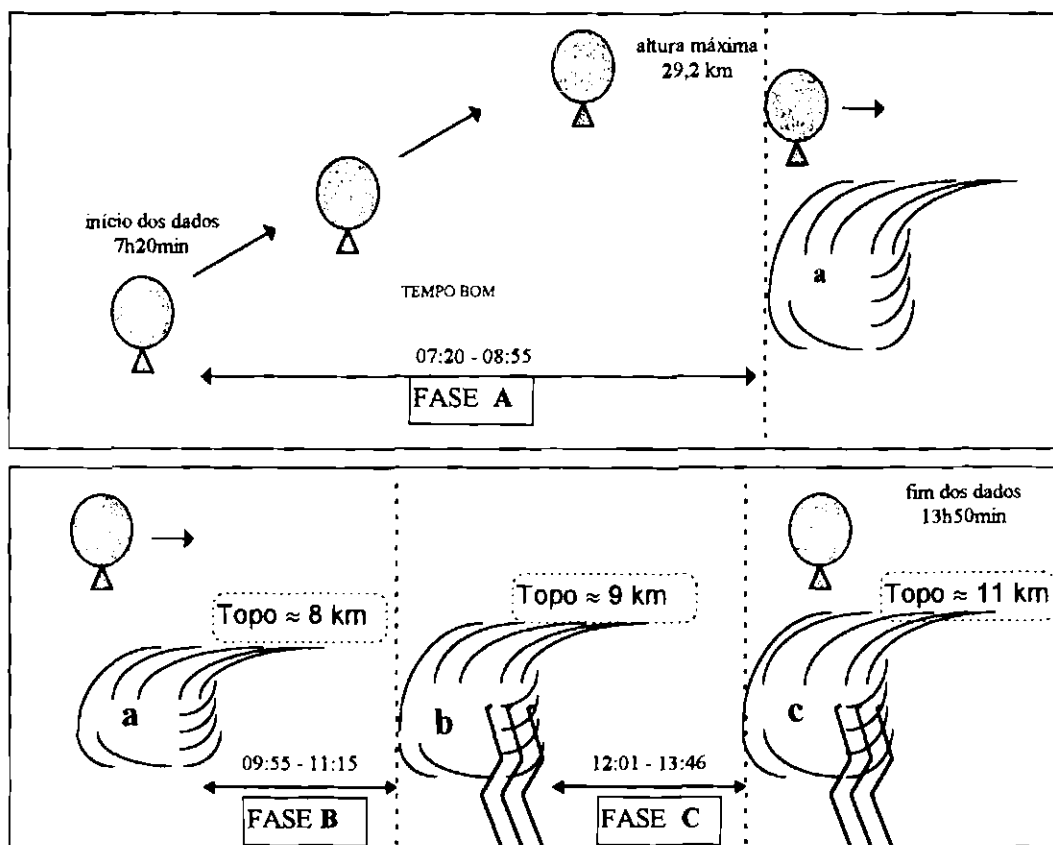


Fig. 3.15 - Representação esquemática do voo de 26/01/94.

TABELA 3.1 - LOCALIZAÇÃO DO BALÃO DURANTE O VÔO

Hora local (hh:mm)	Latitude (graus)	Longitude (graus)	Comentários	
			Lançamento	Início dos dados
07:20	-22,70	-45,02	Lançamento	Início dos dados
07:35	-22,72	-44,95		FASE A
07:45	-22,74	-44,90		FASE A
07:55	-22,76	-44,87		FASE A
08:05	-22,74	-44,87		FASE A
08:15	-22,71	-44,83		FASE A
08:25	-22,70	-44,85		FASE A
08:35	-22,71	-44,96		FASE A
08:45	-22,70	-45,06	Fim da ascensão	FASE A
08:55	-22,72	-45,21	Nuvem a	FASE A
09:05	-22,74	-45,37	Nuvem a	<u>E saturado</u>
09:15	-22,76	-45,52	Nuvem a	<u>E saturado</u>
09:25	-22,78	-45,68	Nuvem a	<u>E saturado</u>
09:35	-22,82	-45,85	Nuvem a	<u>E saturado</u>
09:45	-22,85	-46,00	Nuvem a	<u>E saturado</u>
09:55	-22,88	-46,20	Nuvem a (tênue)	FASE B
10:05	-22,90	-46,33	Nuvem a (tênue)	FASE B
10:15	-22,91	-46,49	Nuvem a (tênue)	FASE B
10:30	-22,90	-46,67	Nuvem a (tênue)	FASE B
10:45	-22,91	-46,88		FASE B
11:00	-22,94	-47,12		FASE B
11:15	-22,96	-47,21	Nuvem b	<u>E saturado</u>
11:30	-22,98	-47,41	Nuvem b	<u>E saturado</u>
11:45	-22,98	-47,60	Nuvem b	<u>E saturado</u>
12:01	-22,96	-47,75		FASE C
12:15	-22,95	-47,89		FASE C
12:30	-22,97	-48,04		FASE C
12:45	-22,95	-48,20		FASE C
13:00	-23,00	-48,44		FASE C
13:15	-23,00	-48,64		FASE C
13:30	-23,00	-48,88		FASE C

Tabela 3.1 - Conclusão.

14:01	14:18	14:30	14:45	14:50	15:05	15:25	<u>E saturado</u>
14:01	14:18	14:30	14:45	14:50	15:05	15:25	Fim dos dados
14:01	-22,98	-49,42					
14:18	-22,98	-49,70					
14:30	-22,98	-49,91					
14:45	-22,98	-50,15					
14:50	-22,98	-50,23					
15:05	-22,98	-50,48					
15:25	-22,98	-50,82	Término do voo				

Outros detalhes acerca do voo de 26/01/1994:

- as fotos e as imagens da filmadora mostram que o balão sobrevoou as nuvens **a**, **b** e **c**;
- através destas imagens, percebe-se que a nuvem **a** se apresenta muito tênue no horário das 10h05min até as 10h45min, não ocasionando a saturação do campo elétrico.

3.2.2- Resultados

3.2.2.1 - Imagens de Satélite, Radar e Câmara Fotográfica

Satélite

A imagem do satélite Meteosat do dia 26 de janeiro de 1994 mostra uma parte de uma frente fria passando pela região Sul-Sudeste (Figura 3.16). Nela pode-se notar a presença de aglomerados de cumulonimbus. As nuvens de tempestades registradas pela filmadora e máquina fotográfica aparecem com um contorno preto nesta imagem.

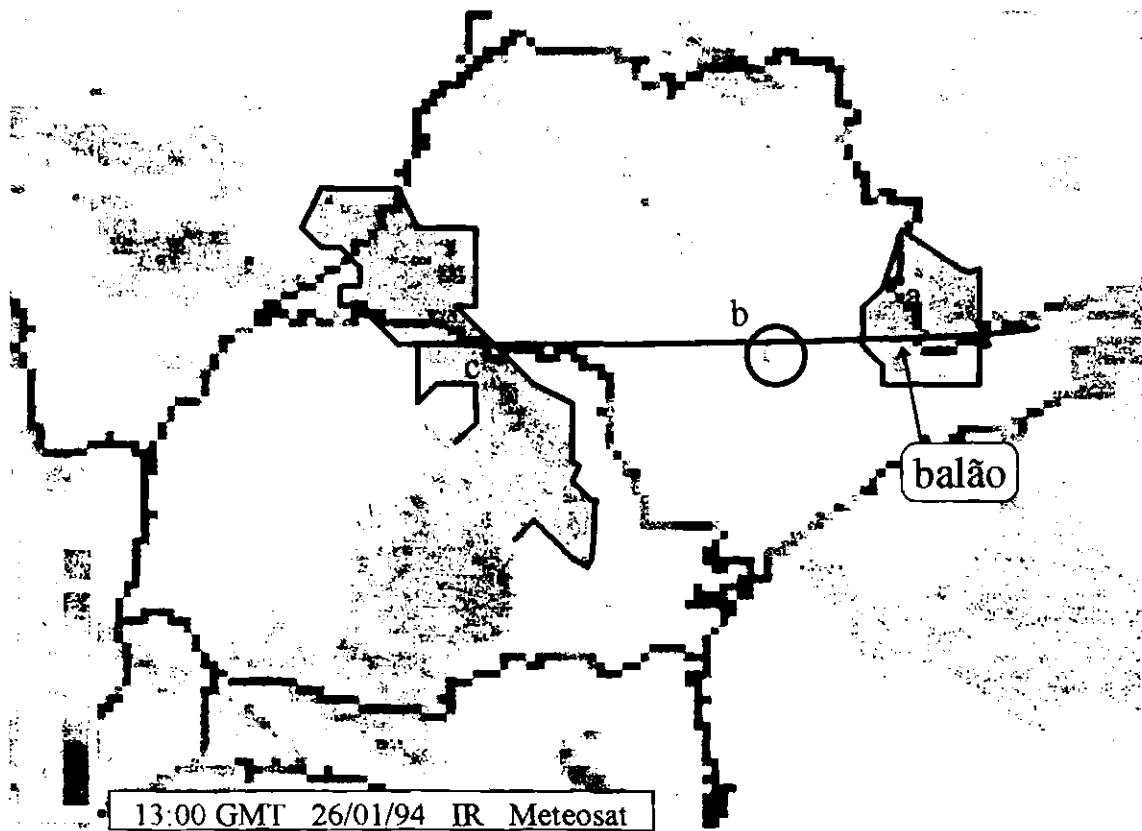


Fig. 3.16 - Imagem de satélite do dia 26/01/1994, horário: 13:00 GMT

A linha horizontal sobre o estado de São Paulo indica a trajetória do balão, e a seta mostra a sua localização neste momento.

radar

As imagens de radar que registram a altura do topo das três nuvens de tempestades sobrevoadas são na sequência mostradas nas Figuras 3.17, 3.18 e 3.19.

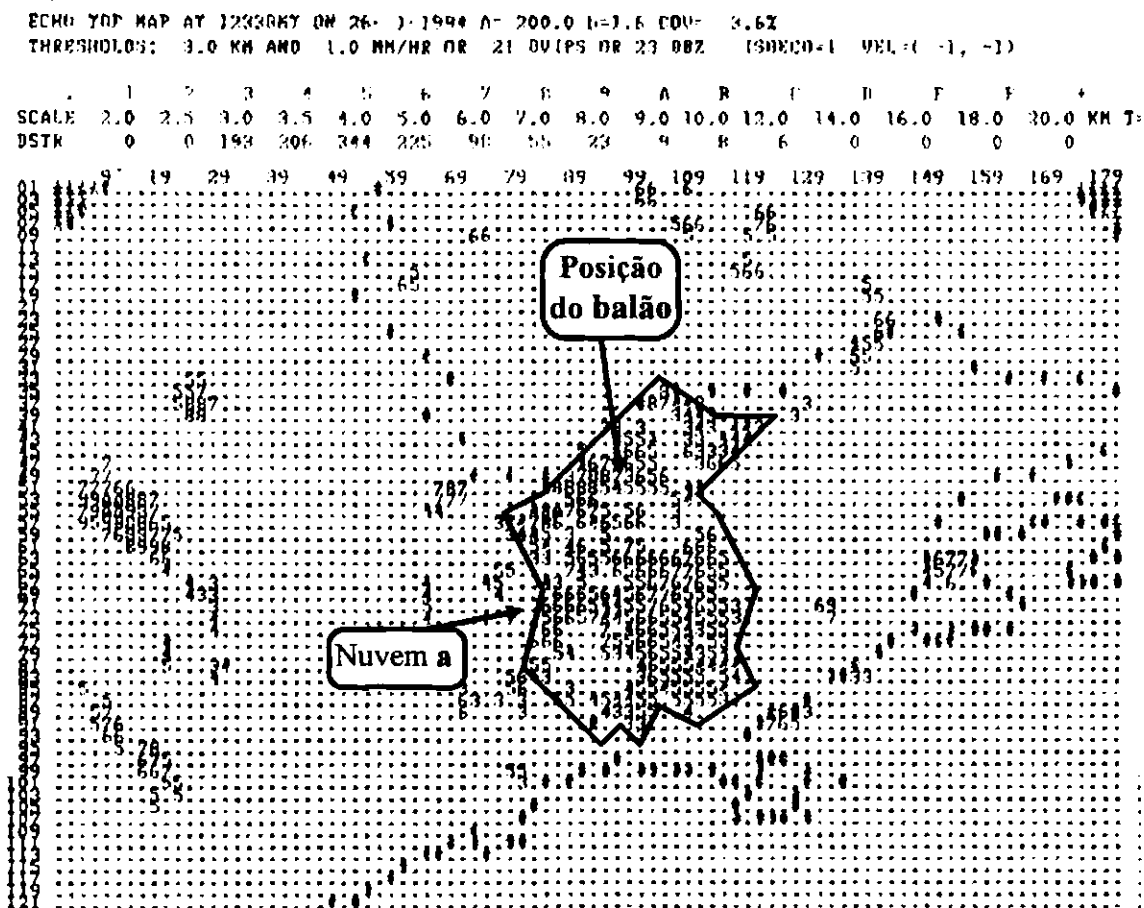


Fig. 3.17 - Imagem *Echo Top* do radar de São Paulo do dia 26/01/1994 - 9h33min (hora local) - e a localização do balão no momento.

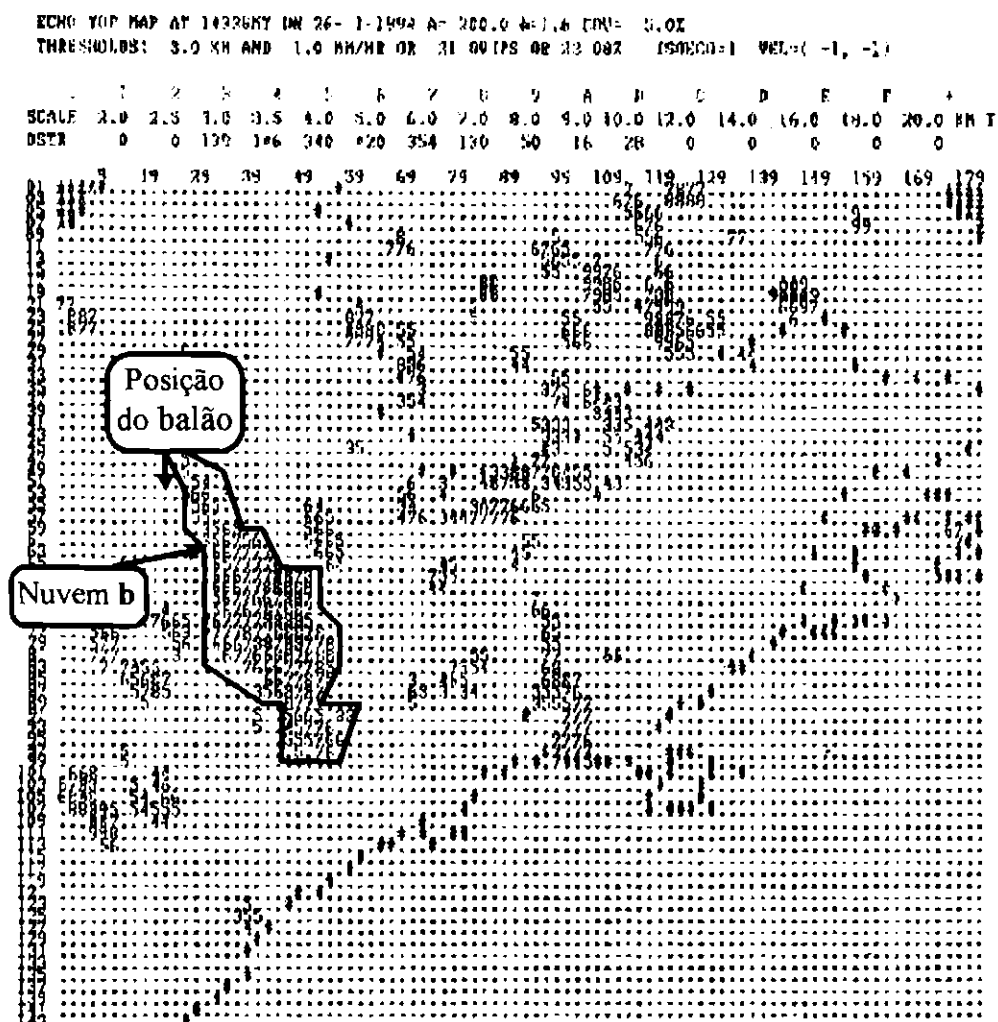


Fig. 3.18 - Imagem *Echo Top* do radar de São Paulo do dia 26/01/1994 - 11h33min (hora local) - e a localização do balão no momento.

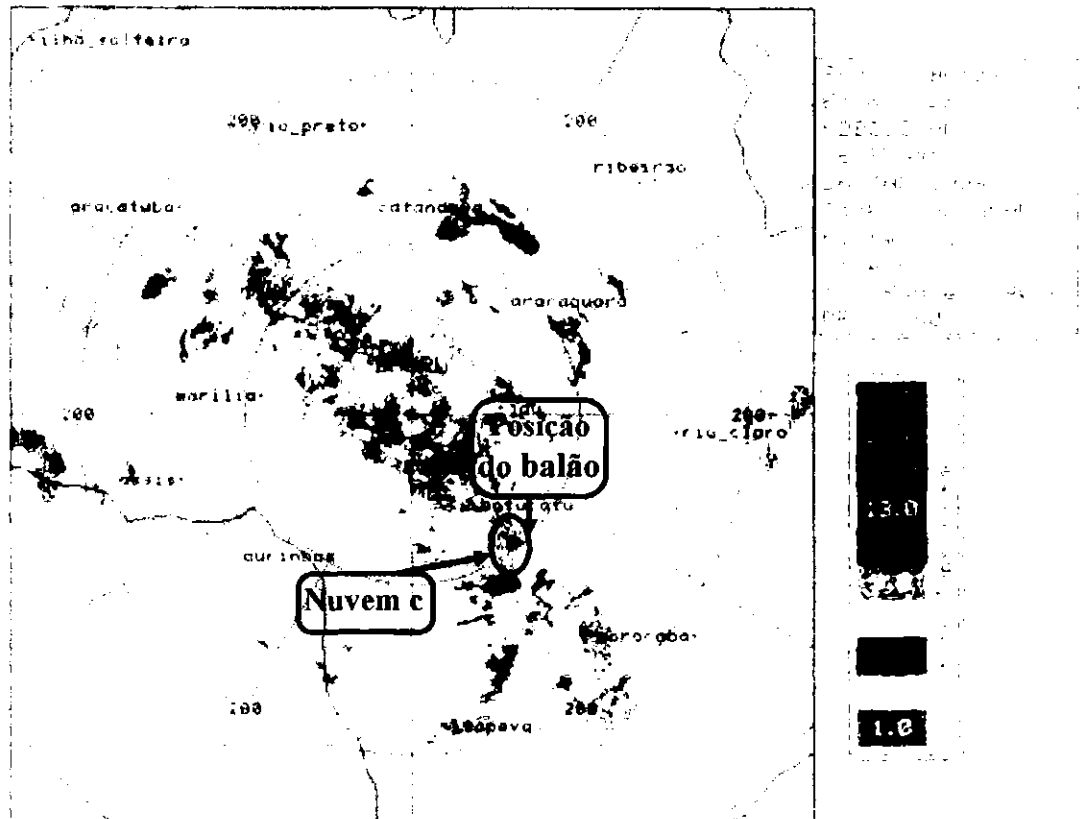


Fig. 3.19 - Imagem *Echo Top* do radar de Bauru do dia 26/01/1994 - 13h32min (hora local) - mostra-se a localização do balão no momento, e da nuvem de tempestade *c*, inserida no sistema de nuvens associado a uma frente fria.

câmara fotográfica

As fotos dispostas abaixo - todas na mesma escala - ilustram de forma ímpar as fases **A**, **B** e **C** do vôo, bem como as nuvens cumulonimbus, **a**, **b** e **c** sobrevoadas. São as primeiras fotos obtidas por um balão estratosférico (altitude média de 28 km).



Fig. 3.20 - Fase **A** (esquerda) e nuvem **a** (direita).

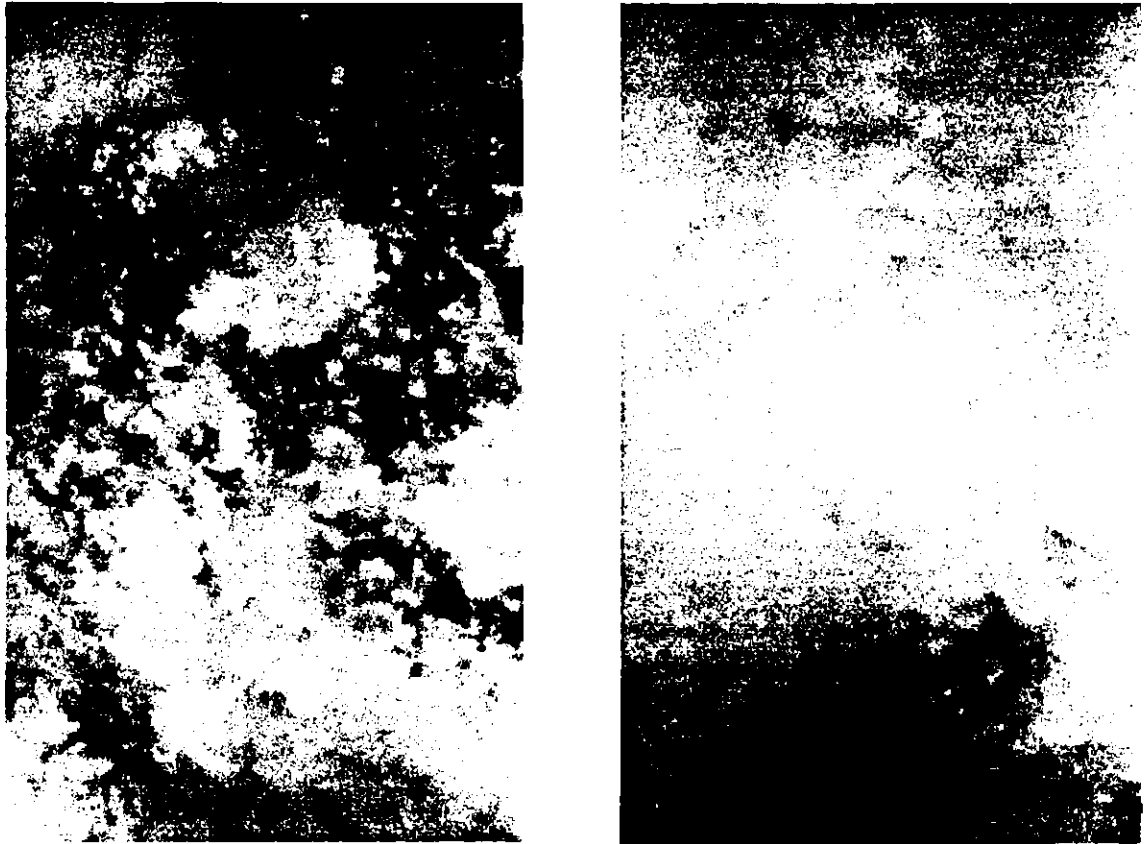


Fig. 3.21 - Fase **B** (esquerda) e nuvem **b** (direita).

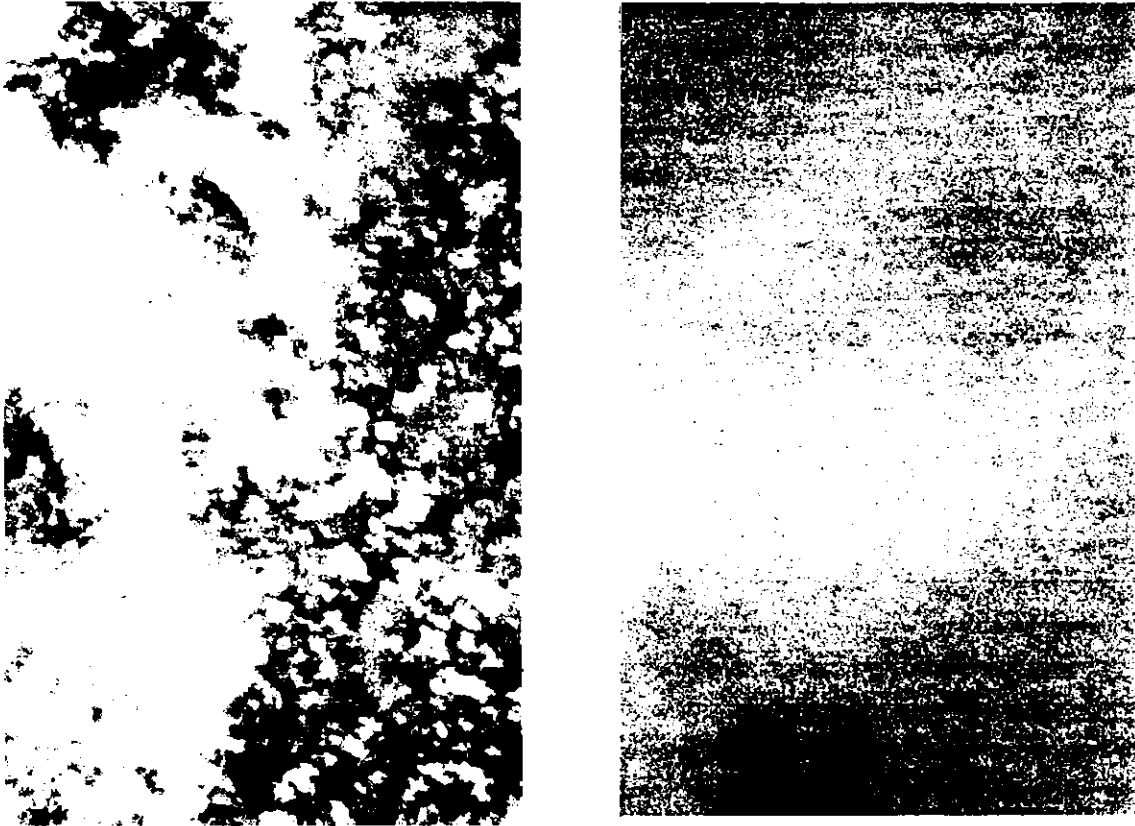


Fig. 3.22 - Fase C (esquerda) e nuvem c (direita).

3.2.2.2 - Perfil Vertical da Condutividade

Medidas de condutividade segundo o método descrito na Seção 3.1 do Capítulo 3, foram realizadas ao longo de todo o vôo. Entre a medida da condutividade negativa e da condutividade positiva havia um intervalo de 1 minuto; e entre este par de medidas e o próximo, um intervalo de aproximadamente 10 minutos.

Nas primeiras medidas de condutividade logo após o lançamento, as curvas de retorno ao potencial ambiente não se ajustaram a uma exponencial e foram portanto desconsideradas. Próximo ao solo a falta de homogeneidade do ar e a alta impedância atmosférica até aproximadamente 10 km de altura, dificultam as medidas de condutividade (Byrne et al., 1988). Obteve-se então 3 pares de condutividades para a determinação do perfil.

Na Figura 3.23 pode-se observar a variação da condutividade positiva e negativa com a altura do experimento. As linhas retas são os ajustes lineares feitos para a determinação das escalas de altura (H). As barras de erro são definidas a partir dos valores máximo e mínimo para cada condutividade, consequentes da flutuação do campo elétrico ambiente.

Nota-se que o último valor medido do perfil de condutividade positiva apresenta um valor maior do que o correspondente valor da condutividade negativa. Isto pode ser devido ao fato de que as placas metálicas utilizadas para as medidas de condutividade, serem grandes e sofrerem a influência do efeito fotoelétrico. Este efeito age apenas sobre as medidas de condutividade positiva, aumentando-lhes o valor. Portanto o perfil real da condutividade positiva deve ser aproximadamente igual ao da condutividade negativa. Assim em análises posteriores (vôo de 1995), utilizaremos como valor da escala de altura da

condutividade total, $H = 5,2 \pm 0,5$ km, que é o valor encontrado para a condutividade negativa.

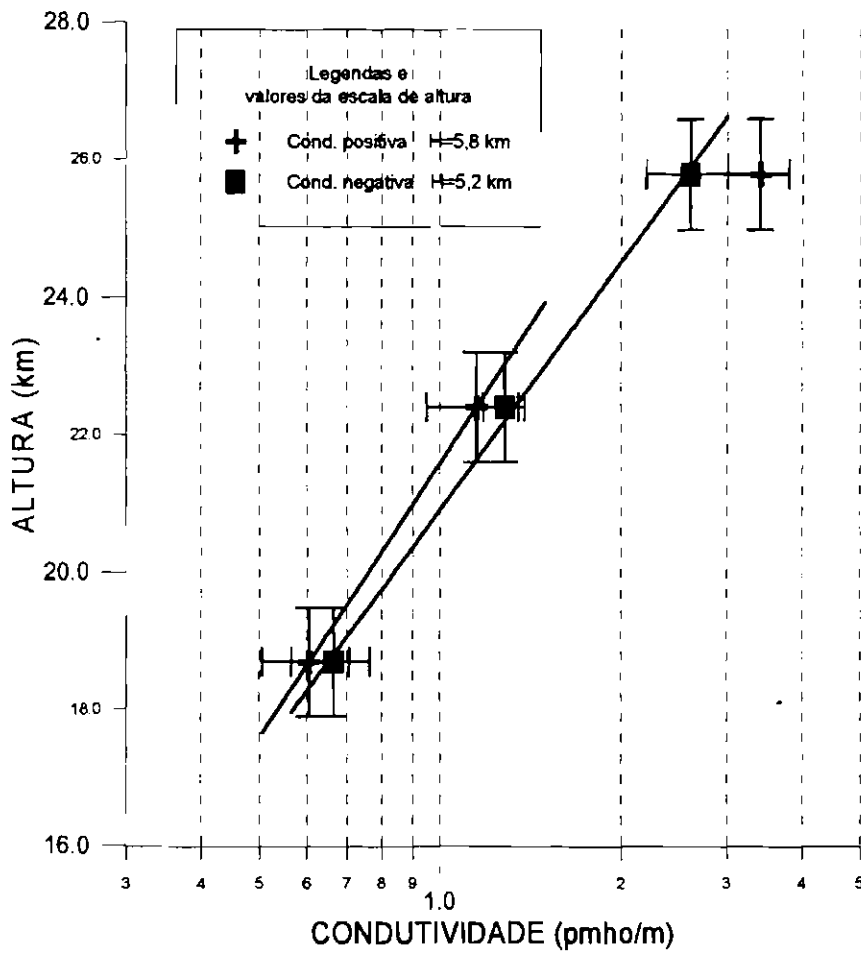


Fig. 3.23 - Perfis verticais da condutividade negativa e positiva para o dia 26/01/94.

3.2.2.3 - Variações de Condutividade na Estratosfera

Medidas de condutividade

A condutividade do meio atmosférico varia com a altura; portanto para analisar outros fatores de influência é necessário eliminar esta variável. Para isso reduzimos as condutividades medidas para uma mesma altura (25,8 km) mediante a equação:

$$\sigma_{25,8} = \sigma \cdot \exp\left\{ (25,8 - Z)/H \right\}$$

onde H é a escala de altura da condutividade, $\sigma_{25,8}$ é a condutividade em 25,8 km e σ é a condutividade na altura Z.

Obteve-se assim os resultados mostrados na Tabela 3.2.

A Figura 3.24 mostra os valores das condutividades (normalizados para 25,8 km) durante o voo. Este será estudado em 3 fases:

Fase **A** - mostra 2 medidas que precederam a saturação do campo elétrico causada pela nuvem **a**;

Fase **B** - mostra 7 medidas realizadas entre a nuvem **a** e a nuvem **b**;

Fase **C** - mostra 10 medidas realizadas entre a nuvem **b** e a nuvem **c**.

Para cada fase apresenta-se também a altura em que o balão se encontrava.

TABELA 3.2 - CONDUTIVIDADES EM DIFERENTES ALTURAS E NORMALIZADAS PARA 25,8 km. OS ERROS NOS VALORES DAS CONDUTIVIDADES SÃO DE $\pm 0,3$ pmho/m.

FASE	ALTURA (km)	σ_{-} (pmho/m)	σ_{+} (pmho/m)	$\sigma_{25,8-}$ (pmho/m)	$\sigma_{25,8+}$ (pmho/m)
A	25,8	2,6	3,4	2,6	3,4
A	29,2	1,6	-	0,8	-
B	27,2	1,5	3,5	1,2	2,7
B	25,1	1,4	3,3	1,6	3,8
B	25,0	1,0	3,3	1,2	3,9
B	26,3	1,3	3,3	1,2	3,0
B	25,1	1,3	3,4	1,5	3,9
B	25,5	1,2	3,1	1,3	3,3
B	25,1	1,2	3,0	1,3	3,4
<i>MÉDIA DA FASE B =</i>				<u>1,3</u>	<u>3,4</u>
C	28,5	1,5	2,0	0,9	1,2
C	28,7	1,6	1,9	0,9	1,1
C	29,2	2,1	2,2	1,1	1,1
C	30,3	2,3	2,3	1,0	1,0
C	30,7	2,2	2,3	0,9	0,9
C	31,1	2,3	2,4	0,8	0,9
C	31,3	2,4	1,9	0,8	0,7
C	30,3	2,4	1,8	1,0	0,8
C	31,4	2,1	2,0	0,7	0,7
C	31,1	1,1	-	0,4	-
<i>MÉDIA DA FASE C =</i>				<u>0,9</u>	<u>0,9</u>

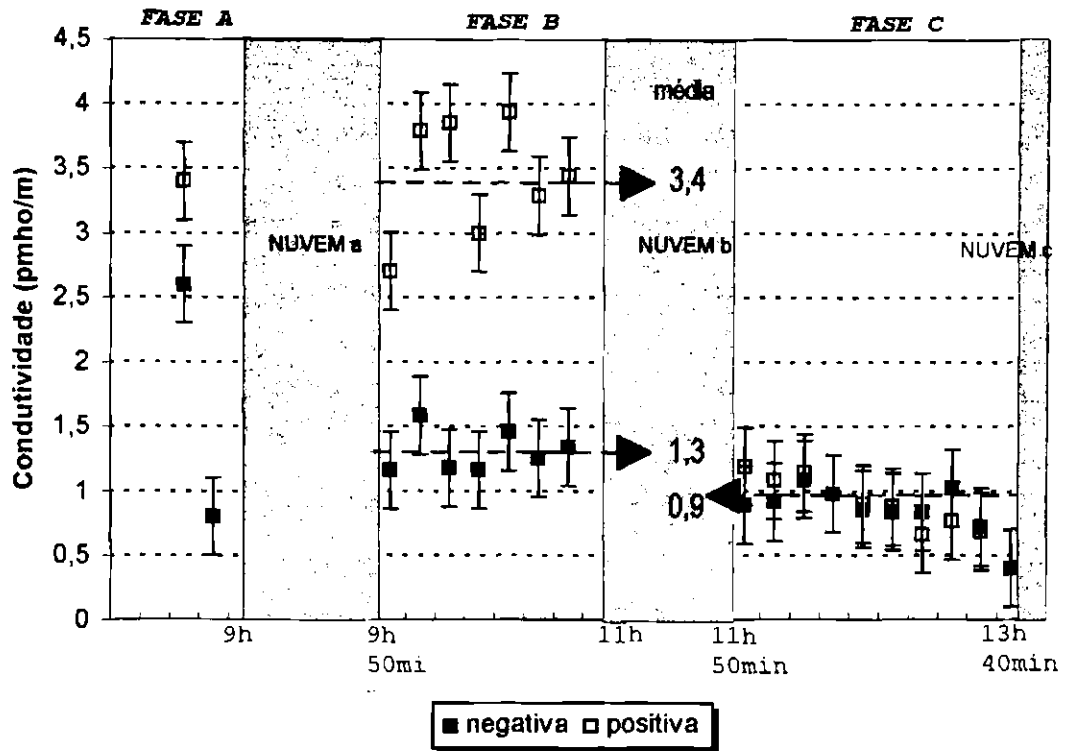


Fig. 3.24 - Condutividade positiva (□) e negativa (■), normalizada para 25,8 km, ao longo do vôo do dia 26/01/94. As setas tracejadas indicam as médias das condutividades nas Fases B e C.

3.2.2.4 - Relâmpagos

Um *sferic* produzido por um dos relâmpagos é apresentado na Figura 3.25. A curva de ajuste exponencial e os dados deste ajuste também são apresentados. A partir destes dados, determina-se a constante de decaimento do mesmo.

A Tabela 3.3 apresenta as características principais de 12 dos 21 relâmpagos medidos pelo balão ao se afastar da nuvem b e ao se aproximar da nuvem c. Os números dos relâmpagos da Tabela 3.3 se referem a numeração dada a cada um dos 21 relâmpagos na ordem de ocorrência.

Oito relâmpagos detectados, por serem de pequena intensidade e um por ter acontecido durante o período de saturação do campo elétrico, não puderam ter as suas curvas de decaimento ajustadas por uma exponencial, e portanto não aparecem nesta tabela.

Na primeira coluna temos o número de ordem do relâmpago, na segunda a amplitude da perturbação do campo elétrico vertical produzido pelo *sferic* gerado pelo relâmpago, nas outras colunas a constante de decaimento do *sferic* e a polaridade do relâmpago.

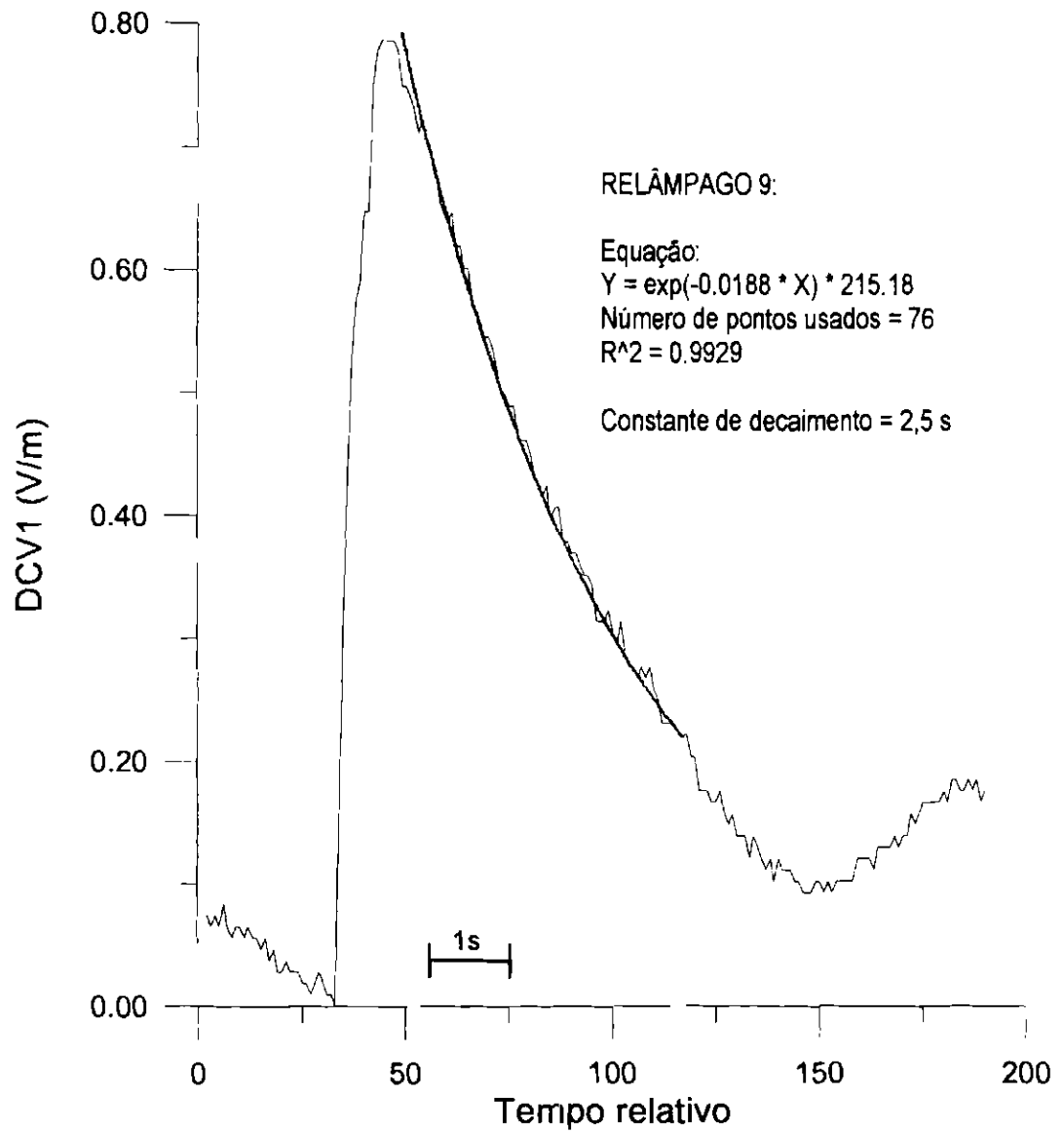


Fig. 3.25 - Ajuste exponencial para um "sferic".

**TABELA 3.3 - CARACTERÍSTICAS PRINCIPAIS DOS RELÂMPAGOS
OBSERVADOS NO VÔO DO DIA 26/01/94.**

Relâmpagos	ΔE_v (V/m)	Constante de Decaimento (s)	Polaridade
2	4,24	3,8	Negativo
3	0,90	1,8	Negativo
4	3,64	4,0	Negativo
5	1,50	3,4	Positivo ou Intranuvem
6	2,38	3,6	Negativo
8	3,80	3,5	Negativo
9	0,80	2,5	Positivo ou Intranuvem
10	2,28	3,2	Negativo
12	0,52	2,9	Positivo ou Intranuvem
13	1,74	3,3	Negativo
14	1,50	2,1	Negativo
18	0,88	2,2	Negativo

3.3 - A CAMPANHA DE 1995

A campanha de 1995 contaria com 2 vôos em seqüência. Porém condições meteorológicas adversas impediram o resgate imediato da carga útil do primeiro vôo. Durante várias semanas buscou-se, sem sucesso, localizar esta carga útil. Assim, forçosamente, não se pode realizar o segundo vôo, nem fazer a análise das imagens de vídeo do primeiro.

3.3.1 - A Descrição do Vôo

O lançamento da carga útil se fez através de um balão estratosférico de 54.000 m³. O início do vôo se deu às 13h35min (hora local) do dia 23 de março de 1995 na base de lançamento de Cachoeira Paulista.

O balão em sua trajetória em direção ao oeste do Estado de São Paulo, passou por cima de 2 nuvens de tempestades isoladas (a e b) encontrando ao final um sistema convectivo de nuvens (c) em Bauru (Figura 3.26). As coordenadas do balão ao longo do vôo, obtidas pelo sistema GPS, são apresentadas na Tabela 3.4.

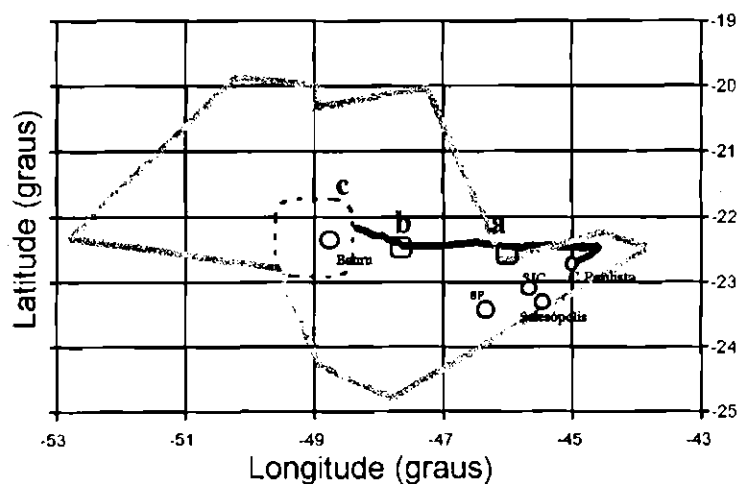


Fig. 3.26 - Trajetória do vôo do dia 23/03/95.

TABELA 3.4 - LOCALIZAÇÃO DO BALÃO DURANTE O VÔO

Hora local (hh:mm)	Latitude (graus)	Longitude (graus)	Comentários
13:39	-22,68	-44,98	Lançamento
13:44	-22,68	-44,97	
13:50	-22,68	-44,93	
13:55	-22,68	-44,90	
14:00	-22,65	-44,85	
14:05	-22,62	-44,77	
14:10	-22,58	-44,72	
14:15	-22,50	-44,62	
14:20	-22,47	-44,58	
14:29	-22,45	-44,60	
14:34	-22,45	-44,63	
14:40	-22,47	-44,67	
14:45	-22,45	-44,72	
14:50	-22,47	-44,77	
14:55	-22,47	-44,78	
15:00	-22,48	-44,82	
15:06	-22,48	-44,87	
15:10	-22,45	-44,93	
15:15	-22,45	-44,82	
15:20	-22,47	-45,03	
15:26	-22,47	-45,10	
15:29	-22,47	-45,13	fim da ascensão (Z = 37,4 km)
15:35	-22,47	-45,20	
15:40	-22,45	-45,25	
15:45	-22,45	-45,32	
15:51	-22,45	-45,38	
15:57	-22,45	-45,45	
16:08	-22,45	-45,58	
16:18	-22,45	-45,70	inicia a trans- missão dos dados
16:24	-22,47	-45,77	
16:35	-22,45	-45,92	
16:46	-22,45	-46,07	
16:51	-22,43	-46,13	
17:01	-22,42	-46,25	

Tabela 3.4 - Conclusão.

17:07	-22,42	-46,32	
17:12	-22,40	-46,38	
17:18	-22,38	-46,45	reversão de E_v
17:23	-22,38	-46,53	
17:33	-22,40	-46,67	
17:44	-22,42	-46,82	
17:55	-22,43	-46,98	
18:06	-22,45	-47,13	
18:12	-22,45	-47,20	
18:22	-22,43	-47,33	pôr do sol
18:34	-22,45	-47,50	ocorre N1 (Z = 34,2 km)
18:44	-22,43	-47,63	
18:49	-22,40	-47,70	ocorre P1 e P2 (Z=32,2 km)
18:54	-22,38	-47,75	
18:59	-22,35	-47,80	
19:05	-22,33	-47,85	
19:10	-22,30	-47,92	
19:16	-22,28	-47,95	
19:21	-22,28	-48,02	
19:27	-22,27	-48,08	
19:31	-22,25	-48,13	
19:37	-22,22	-48,20	
19:51	-22,17	-48,33	término da transmissão

Os primeiros dados só começaram a ser transmitidos às 16h17min quando o balão já havia alcançado uma altura máxima de subida (37,4 km). Na ausência de nuvens, o campo elétrico vertical (-300 mV/m) neste horário era de tempo bom (Figura 3.28).

A partir das 17h00min, uma nítida reversão do campo elétrico vertical foi gerada pelo aparecimento de nuvens isoladas, algumas eletrificadas ao ponto de

gerarem um relâmpago que não pôde ser atribuído a uma nuvem em particular. Também o campo elétrico horizontal aumentou e alcançou um máximo por volta das 17h55min, quando o balão se aproximou e passou sobre a nuvem **a** (Figura 3.27) com topo em aproximadamente 9 km (radar de São Paulo). Provavelmente uma nuvem do tipo cumulonimbus bastante eletrificada. Nenhum relâmpago foi detectado.

Esta nuvem dissipou-se e na trajetória do balão, mais precisamente sobre a cidade de Rio Claro, outra nuvem (**b**) iniciou sua formação às 18h00min. Às 18h34min o balão se encontrava próximo da mesma, a uma altura de 34,2 km.

A partir das 18h34min até as 18h54min, começa a registrar uma série de 7 relâmpagos (Figura 3.27).

Após se afastar da nuvem **b**, o balão se dirigiu a Bauru onde encontrava-se um sistema de nuvens (**c**) com aproximadamente 100 km de diâmetro e com topo em aproximadamente 9 km. Notou-se uma intensificação do campo elétrico vertical a partir das 18h49min, mas os instrumentos de bordo somente registraram um relâmpago às 19h47min, quando o balão se encontrava sobre o sistema. Este relâmpago também não pôde ser atribuído a uma nuvem em particular do sistema.

Alguns minutos depois terminou a transmissão de dados.

Uma característica marcante deste vôo, foi a pequena quantidade de nuvens presentes sob o balão; sendo que dos 9 relâmpagos medidos 7 foram provenientes da nuvem **b**. Esses 7 relâmpagos foram atribuídos a esta nuvem já que: a) não haviam outras nuvens de tempestade dentro de um raio de aproximadamente 70km que pudessem gerar um sinal com a intensidade registrada; e b) ao dirigir-se em direção ao sistema de nuvens **c** nenhum outro

relâmpago foi detectado pelo balão durante um intervalo de quase 1 hora, o que mostra a impossibilidade de se detectar um relâmpago a grandes distâncias.

Teve-se assim uma ocasião propícia para o estudo da eletrificação desta nuvem isolada (nuvem b, Figura 3.27).

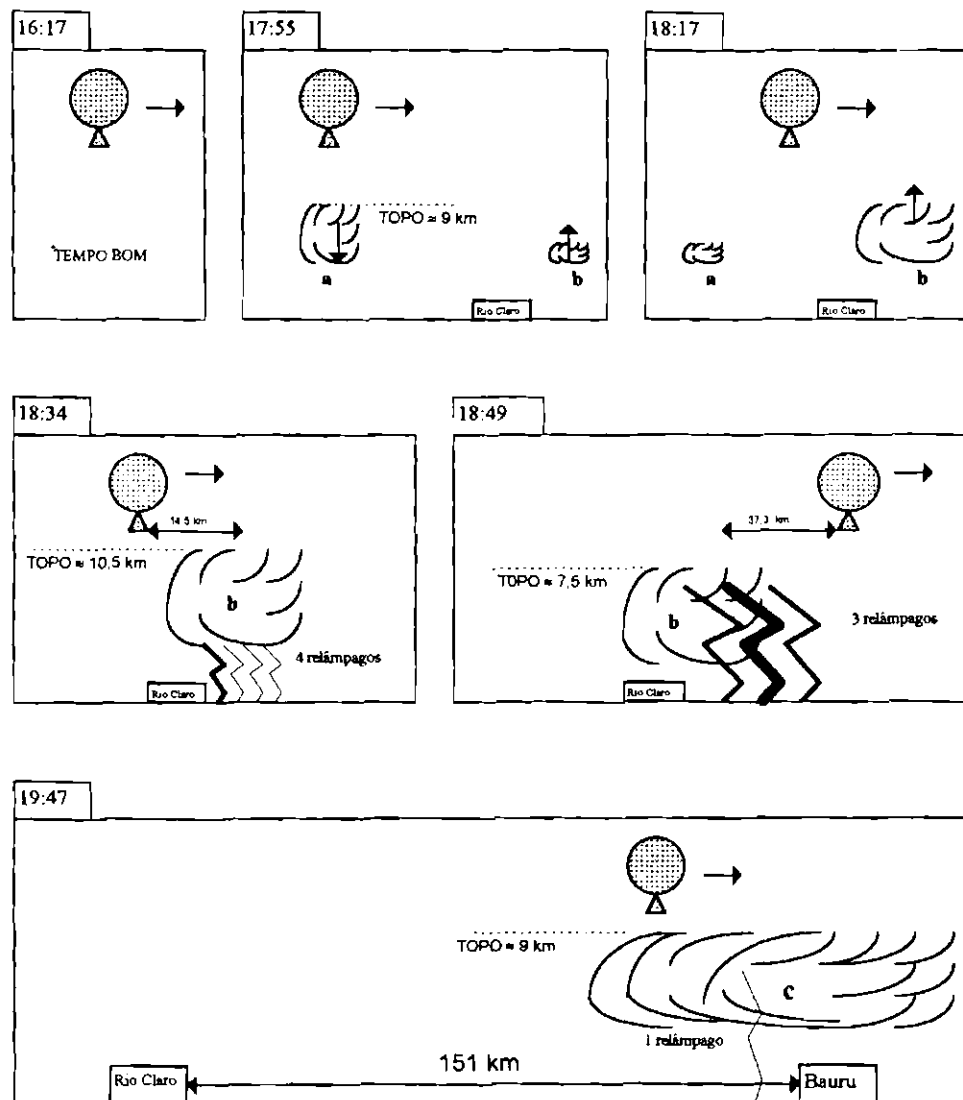


Fig. 3.27 - Evolução temporal das nuvens principais e da posição do balão durante os relâmpagos medidos em 23/03/1995.

3.3.2 - Resultados

3.3.2.1 - Campos Elétricos Horizontal, Vertical, Temperatura e Altura.

A Figura 3.28 ilustra a variação do campo elétrico vertical e horizontal com o tempo. São mostradas ainda as mudanças de altitude e de temperatura ao longo do vôo. Como a diferença no registro da altitude entre o sensor de pressão e o sistema GPS era de no máximo 5% adotou-se os valores deste último para todo o vôo.

Pode-se observar a inversão do campo elétrico vertical (explicada na seção anterior) e também, como na maioria dos vôos, uma diminuição de altitude com o decorrer do vôo. Um decréscimo mais acentuado na temperatura a partir das 18h24min pode ser explicado pelo pôr do sol ocorrido às 18h15min neste dia.

Medidas de condutividade não foram obtidas devido a um mal funcionamento na eletrônica responsável por este parâmetro.

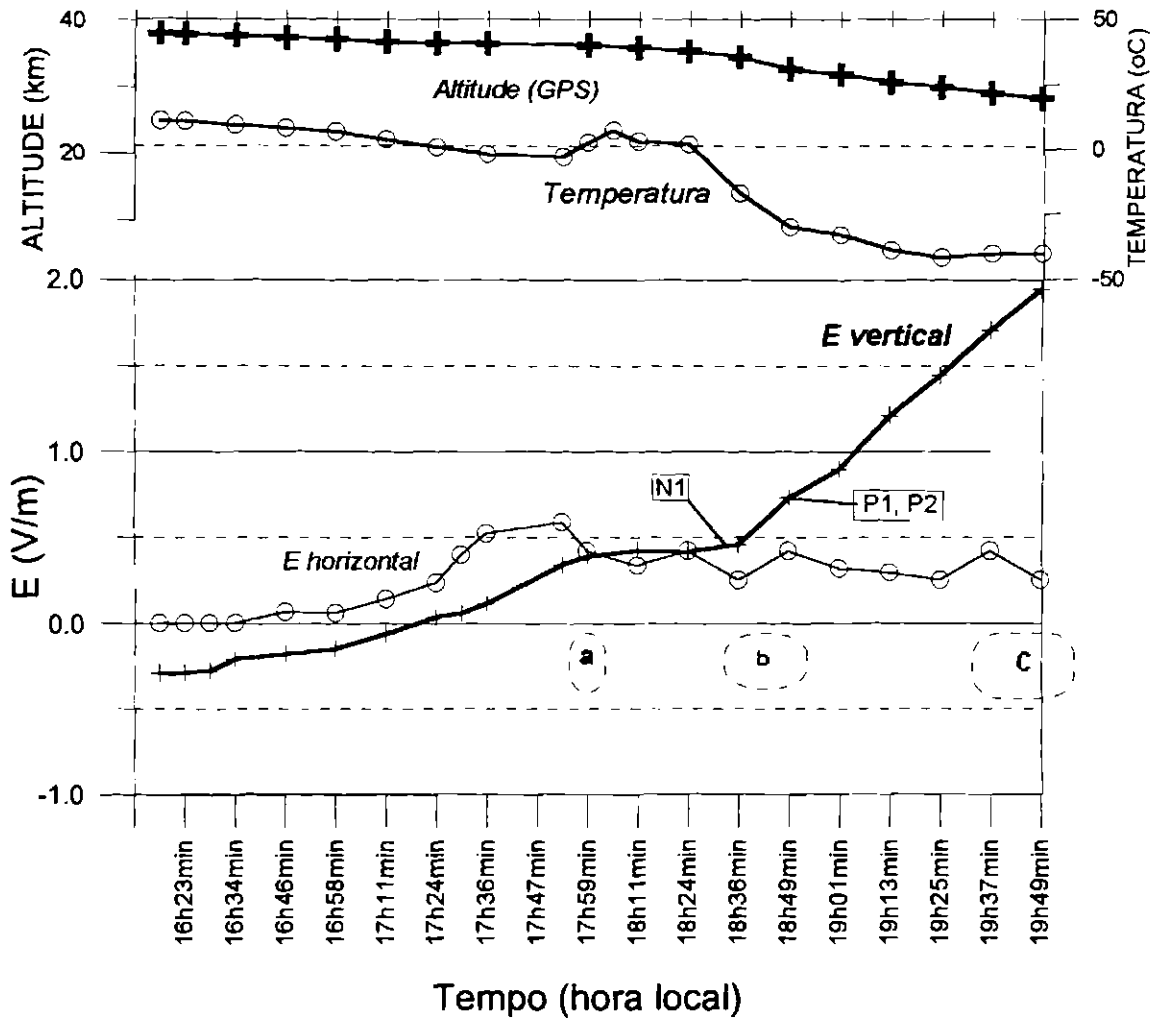


Fig. 3.28 - Evolução do campo elétrico horizontal, vertical, temperatura e altitude do balão ao longo do voo do dia 23/03/1995.

O campo elétrico de tempo bom apresenta valores negativos.

3.3.2.2 - Imagens de Satélite e de Radar.

A imagem do satélite Meteosat mostrada na Figura 3.29 é de grande valia para uma visão macroscópica da cobertura de nuvens na região de São Paulo no dia 23 de março de 1993.

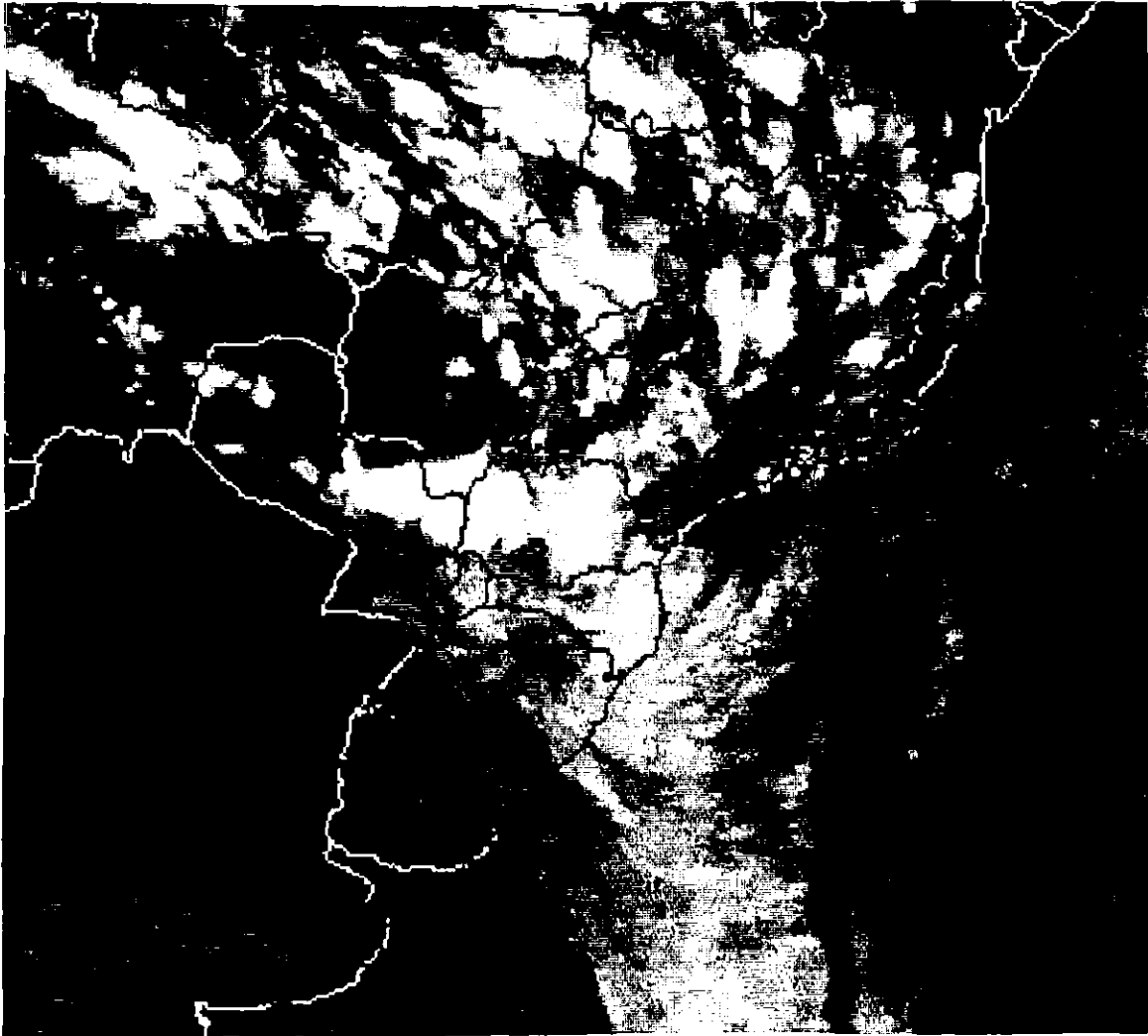


Fig. 3.29 - Imagem de satélite do dia 23/03/1995, horário:
12:00 GMT.

Como pode-se observar, na região onde estava o balão no momento dos relâmpagos, existem nuvens cumulonimbus que a imagem do satélite não tem

resolução suficiente para registrar. Uma análise detalhada requer um estudo das imagens de radar.

As imagens do radar de Bauru das 18h32min e 18h47min apresentadas na seqüência (Figuras 3.30 a 3.33) permitem a determinação de alguns parâmetros importantes da nuvem **b** (responsável pelos 7 relâmpagos) nos dois horários em questão:

- a localização exata da nuvem,
- a altura de seu topo,
- a altura provável do centro de cargas positivas,
- a fase evolutiva em que se encontrava,
- a distância horizontal nuvem - balão.

Para os dois horários, as imagens *Echo Top* mostram a localização da nuvem, e a região da mesma com maior desenvolvimento vertical (maior altura de topo). As imagens *Cross Section* correspondentes mostram um corte transversal desta região.

As Figuras 3.30 e 3.31 mostram a nuvem **b** dois minutos antes do primeiro relâmpago da série gerada por esta nuvem. Nessa ocasião o radar mostra que o topo desta nuvem atingia uma altura de aproximadamente 10,5 km. Neste estágio de evolução da nuvem (estágio 1) o balão se encontra a uma altura $Z=34,2$ km e a uma distância horizontal média da nuvem $r=14,5$ km.

As Figuras 3.32 e 3.33 mostram a nuvem **b** em um estágio dissipativo (a nuvem desaparece 15 minutos mais tarde), com o seu topo em aproximadamente 7,3 km (estágio 2). Nesse momento o balão se encontra a uma altura $Z=32,2$ km, e a uma distância horizontal média da nuvem de $r=37,3$ km.

18h32min

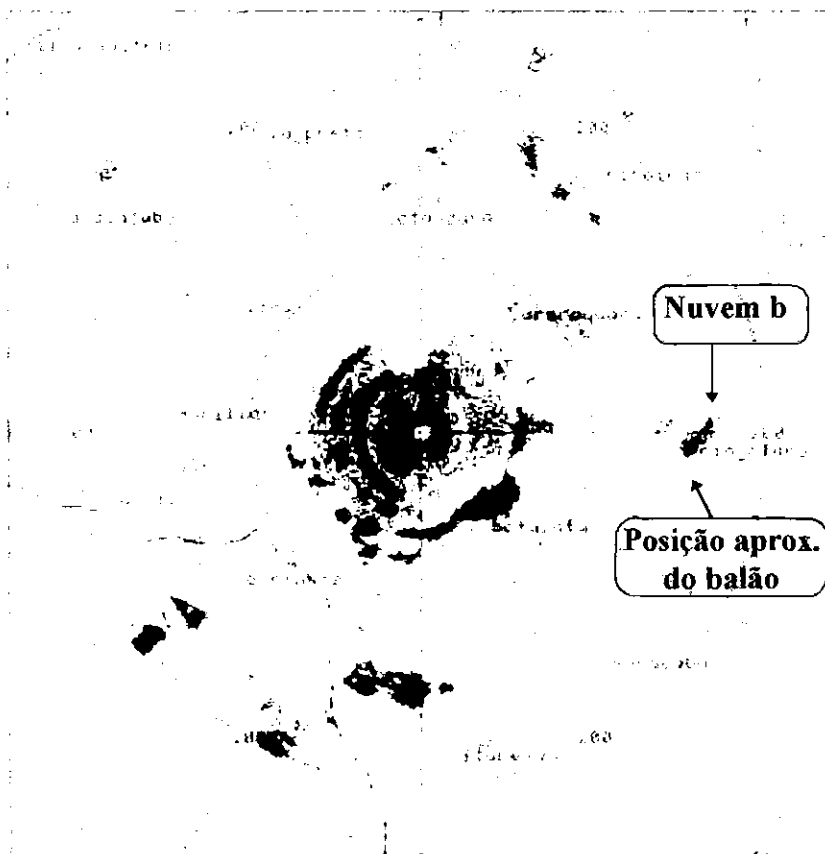
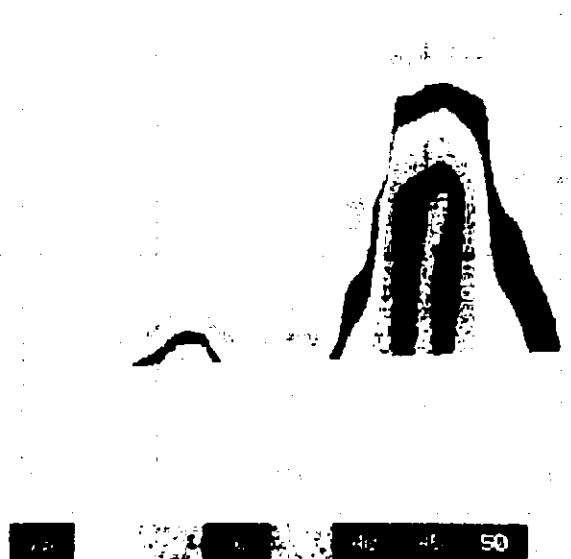


Fig. 3.30 - Imagem *Echo Top* das 18h32min (hora local) do dia 23/03/95.

Z (km)



r (km)

Fig. 3.31 - Imagem *Cross Section* das 18h32min (hora local) do dia 23/03/95.

18h47min

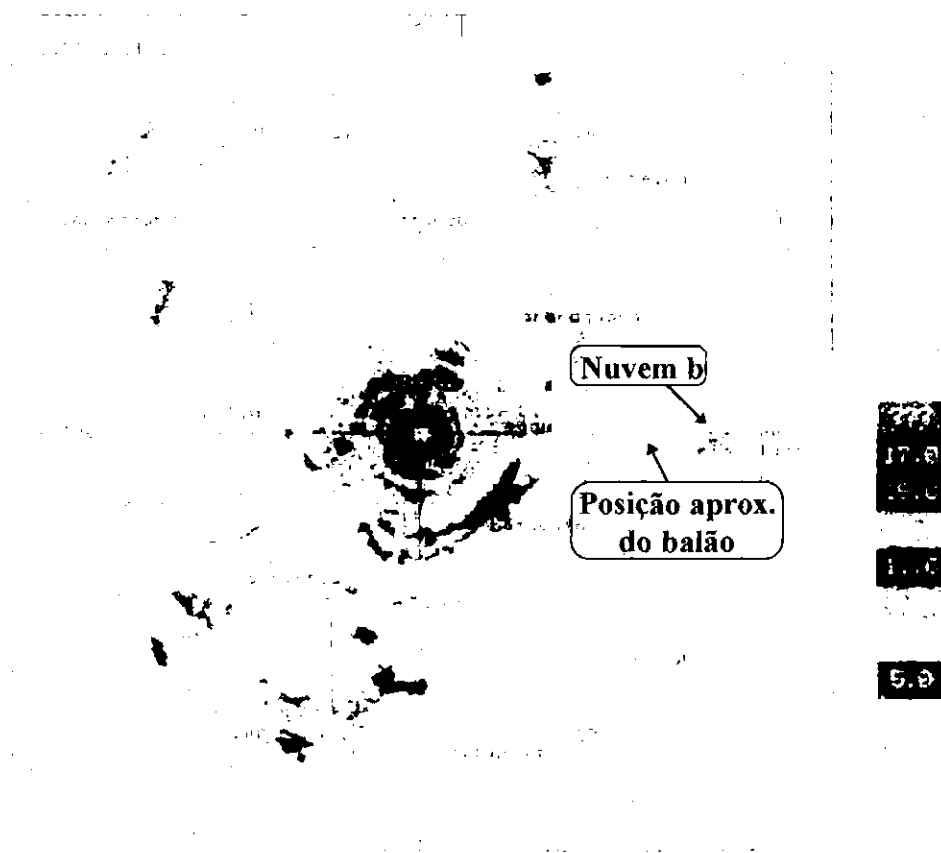


Fig. 3.32 - Imagem *Echo Top* das 18h47min (hora local) do dia 23/03/95.

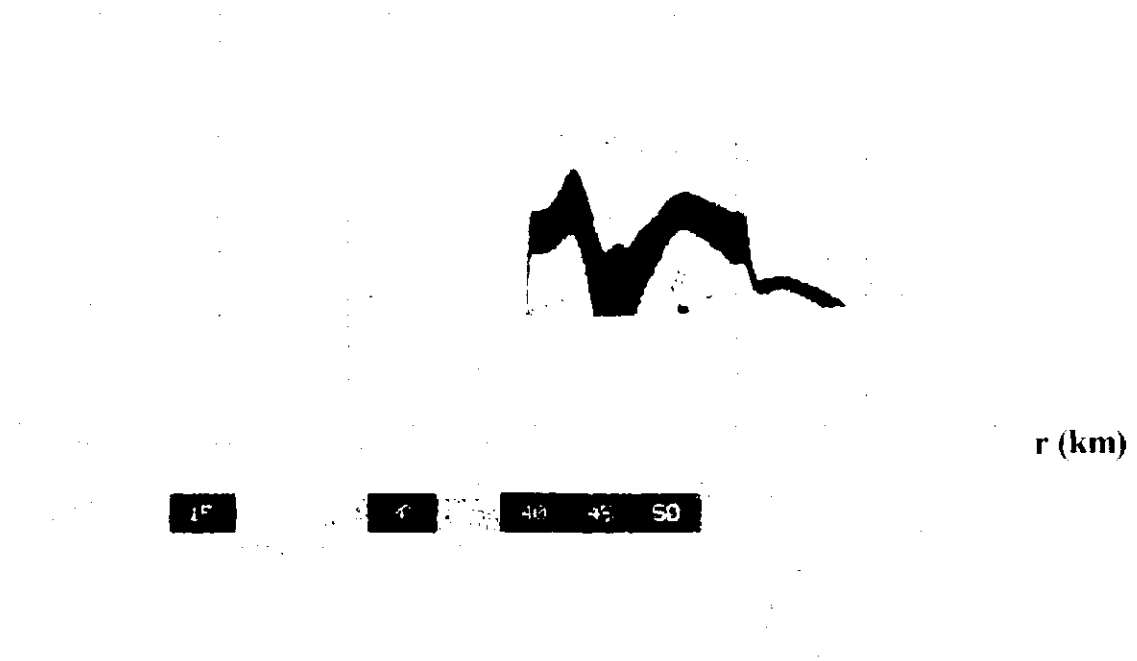
Z (km)

Fig. 3.33 - Imagem *Cross Section* das 18h47min (hora local) do dia 23/03/95.

3.3.2.3 - Relâmpagos

Como dito na descrição do vôo uma série de 7 relâmpagos foi observada entre as 18h34min e 18h54min. Na Tabela 3.5 são mostradas as principais características destes relâmpagos (os que aparecem em negrito são os mais intensos e os mais estudados na compreensão dos processos de eletrificação de nuvens). A primeira parte desta série é constituída de 4 relâmpagos negativos. O primeiro deles, mais intenso, será nomeado N1, os outros, N2, N3 e N4. A segunda parte é formada por 3 relâmpagos, P1, P2 e I. Sendo o relâmpago P2 o mais intenso. Nomeou-se estes relâmpagos de N_n e P_n porque conforme critérios estabelecidos no próximo capítulo, a polaridades deles é negativa e positiva respectivamente. O relâmpago I não pôde ter sua polaridade identificada. Conforme visto no final do capítulo anterior, a simples constatação da direção da perturbação (Figura 3.34) não determina univocamente a polaridade do relâmpago.

A Figura 3.34 mostra os *sferics* dos relâmpagos mais intensos, e a Figura 3.35 a posição do balão (Z e r) em relação ao núcleo da nuvem **b** nos estágios de evolução 1 e 2 (Obs.: nomeia-se aqui, como núcleo da nuvem, a região de maior extensão vertical. Esta região será, para a modelagem feita no Capítulo 4, a região mais provável de ocorrência dos relâmpagos).

**TABELA 3.5 - CARACTERÍSTICAS PRINCIPAIS DOS RELÂMPAGOS
OBSERVADOS.**

Relâmpagos	Horário (h:min:s)	$E_{v_{max}}$ (V/m)	Constante de Decaimento (s)
N1	18:34:17	1,46	4,1
N2	18:38:27	0,37	x
N3	18:39:32	0,17	x
N4	18:41:02	0,16	x
P1	18:49:25	2,70	4,0
P2	18:50:00	6,30	4,9
I	18:53:22	0,52	x

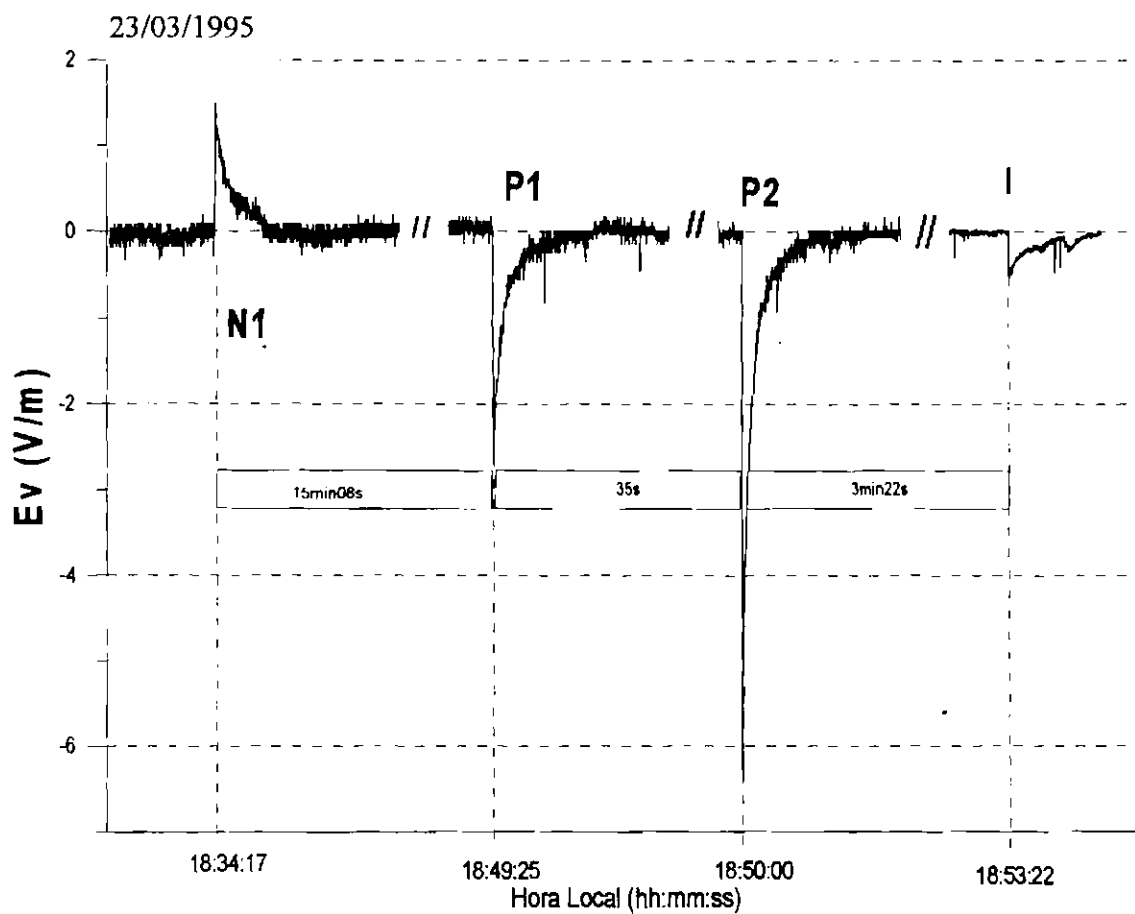


Fig. 3.34 - Os 4 relâmpagos mais intensos e o tempo entre eles.

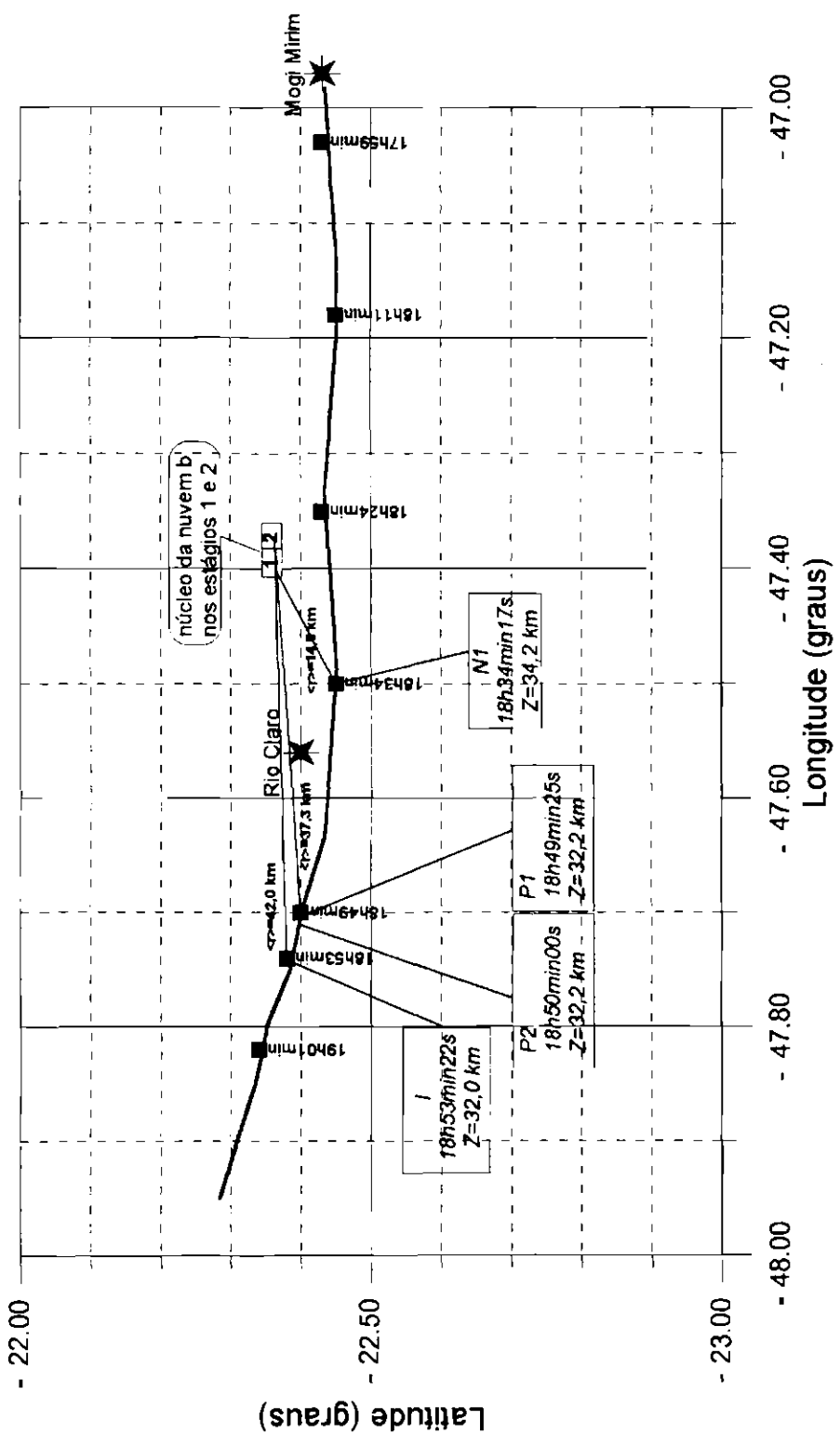


Fig. 3.35 - Posição do balão em relação à nuvem b nos seus 2 estágios evolutivos.

CAPÍTULO 4

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

4.1 - CONDUTIVIDADE

Perfis de condutividade com a altura e variações de condutividade na estratosfera têm muita importância no entendimento do circuito elétrico atmosférico global e na sua modelagem. Também os fatores associados a tempestades que mudam a condutividade na estratosfera estão por serem melhor compreendidos. A discussão dos resultados obtidos nestas campanhas tentam ilustrar melhor esses estudos.

4.1.1 - O Perfil de Condutividade

O perfil de condutividade apresentado na Figura 3.23 do Capítulo 3, como foi dito, é o primeiro feito na América do Sul.

Apesar de terem sido medidas as condutividades negativa e positiva, esta última sofreu um nítida influência do efeito fotoelétrico.

Pelo efeito fotoelétrico, uma superfície metálica iluminada pela luz visível ou ultravioleta libera elétrons se a frequência da radiação exceder um limite crítico, ou seja, se a energia do fóton exceder a função trabalho do material. Na altura do vôo de balões a intensidade da luz UV, com fótons de energia próximo à energia da função trabalho do alumínio (material utilizado nas placas e esferas), é suficientemente grande para causar uma emissão significativa de elétrons (Byrne et al., 1990).

Esta emissão de fotoelétrons produz um decaimento mais rápido do potencial negativo aplicado à esfera para a medida da condutividade positiva. Ou

seja, a neutralização do potencial negativo não é feita somente pelos íons positivos do meio mas também pelo efeito fotoelétrico. Portanto a condutividade positiva medida aparece maior que a real e a condutividade negativa mantém-se inalterada. Como a fotoemissão depende da função trabalho da superfície do material, o seu recobrimento com um material com maior função trabalho diminui este efeito. Assim, as esferas e as placas foram pintadas com uma solução de carbono chamada Aquadag. Apesar desta precaução o efeito fotoelétrico fez-se notar impossibilitando uma medida precisa do perfil de condutividade positiva.

De fato, observa-se que a condutividade positiva cujos valores eram um pouco menores do que os da condutividade negativa durante a ascensão do balão, apresenta-se 30% maior quando o balão se encontra a 25,8 km de altura. Ainda que se tenha observado (na ausência de efeito fotoelétrico) valores de σ_+ em média 10 a 15% maiores que os valores de σ_- na estratosfera (Gringel et al., 1986; Hu, 1994), tal diferença não foi observada nos momentos em que o efeito fotoelétrico não agiu (no começo da ascensão e provavelmente na fase C). Assim o valor de σ_+ (em 25,8 km) 30% maior que σ_- deve ser atribuído ao efeito fotoelétrico.

O fato do efeito fotoelétrico agir apenas a partir de uma determinada altura foi observado também por Chakrabarty et al. (1994). Balões estratosféricos perceberam o efeito fotoelétrico a partir de 34 km durante o inverno em Hyderabad, 17,5°N. O autor afirma que este efeito acontece em altitudes menores (26 km) para médias e altas latitudes como também observou Byrne et al. (1988) para vôos durante o verão em Siple, 76°S. O autor atribui a causa desta diferença à redução da radiação solar pela maior presença de aerossóis, vapor de água ou ozônio em baixas latitudes. No entanto, vemos pelo resultado do presente trabalho que a influência da latitude não deve ser preponderante já que a altura a

partir da qual se inicia a ação do efeito fotoelétrico é similar à encontrada em altas latitudes.

Excluindo-se o último valor de σ_+ (em 25,8 km), a escala de altura - variação necessária para mudar a condutividade de um fator de e - dos dois perfis são muito próximas (5,8 km para a positiva e 5,2 km para a negativa).

O valor adotado para a escala de altura (H) da condutividade polar (positiva e negativa) e total nos próximos cálculos será o valor encontrado para a escala de altura da condutividade negativa, $5,2 \pm 0,5$ km, já que esta última está isenta do efeito fotoelétrico.

Como na ausência do efeito fotoelétrico, a condutividade negativa e a positiva eram aproximadamente iguais, a condutividade total (σ) será o dobro da condutividade negativa ($\sigma = 2\sigma_-$). A equação da condutividade total (σ) em função da altura (Z) será, então:

$$\sigma = \sigma_0 e^{Z/H}$$

onde $H = 5,2$ km é o valor encontrado para a escala de altura e $\sigma_0 = 0,053$ pmho/m é a condutividade total para $Z = 2$ km (altura a partir da qual pode-se considerar válida a equação). Note-se que esta variação exponencial não pode ser extrapolada até o solo, onde outros fatores influenciam a condutividade. Portanto,

$$\sigma = 0,053 e^{(Z-2)/5,2}$$

Comparação com outros perfis

A Tabela 4.1 mostra valores de condutividade em 15, 20, 25 e 30 km de altura segundo alguns modelos teóricos e medidas experimentais.

TABELA 4.1 - VALORES DE CONDUTIVIDADE USADOS NAS FIGURAS 4.1 E 4.2.

MODELOS	CONDUTIVIDADE TOTAL (pmho/m)				
ALTURA (km)	1. Dejnakintra (1974)	2. Volland (1984)	3. Cole and Pierce (1965)	4. Hays and Roble (1979)	Este trabalho
15	0,48	0,96	3,88	1,56	0,64
20	1,12	1,86	10,40	3,59	1,68
25	2,58	3,47	21,30	8,27	4,42
30	5,94	6,38	43,60	19,06	11,55

MEDIDAS	CONDUTIVIDADE TOTAL (pmho/m)					
ALTURA (km)	1. Holzworth (1991)	2. Rosen et al. (1982)	3. Gringel et al. (1986)	4. Stergis et al. (1955)	5. Byrne et al. (1988)	Este trabalho
15	1,2	1,9	1,8	1,2	1,2	0,64
20	2,4	4,5	3,7	2,8	2,8	1,68
25	4,7	8,6	6,7	5,4	8,1	4,42
30	9,3	14,8	14,0	10,0	12,0	11,55

FONTE: Modificada de Holzworth (1991), p. 12863.

Valores aceites para a escala de altura variam entre 4,0 km (Ogawa e Sakaguchi, 1983), 6 km (Hays e Roble, 1979) ou até mesmo 7,9 km (Volland, 1984). No entanto, a maioria dos modelos utiliza uma escala de altura 6 km, valor próximo ao encontrado neste trabalho.

Na Figura 4.1 uma comparação com valores previstos por modelos teóricos é apresentada. Na Figura 4.2 são mostrados os valores medidos por outros autores junto com os deste trabalho.

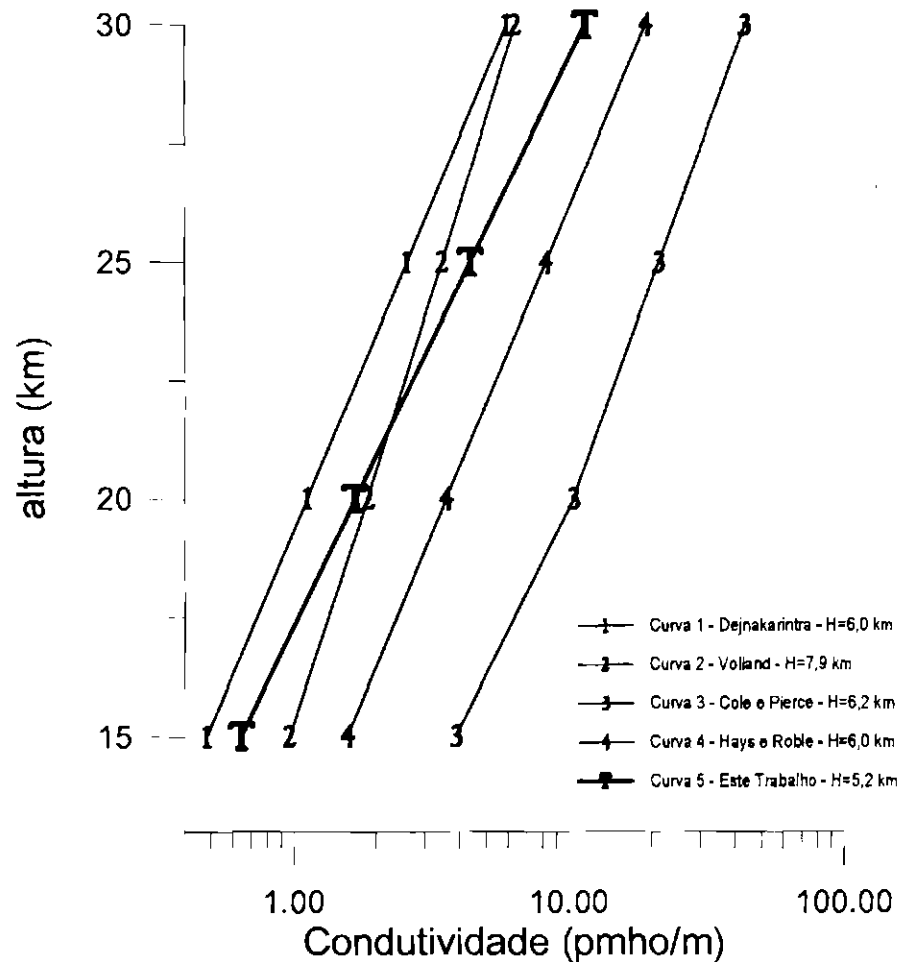


Fig. 4.1 - Comparação com perfis de condutividade elétrica gerados por modelos.

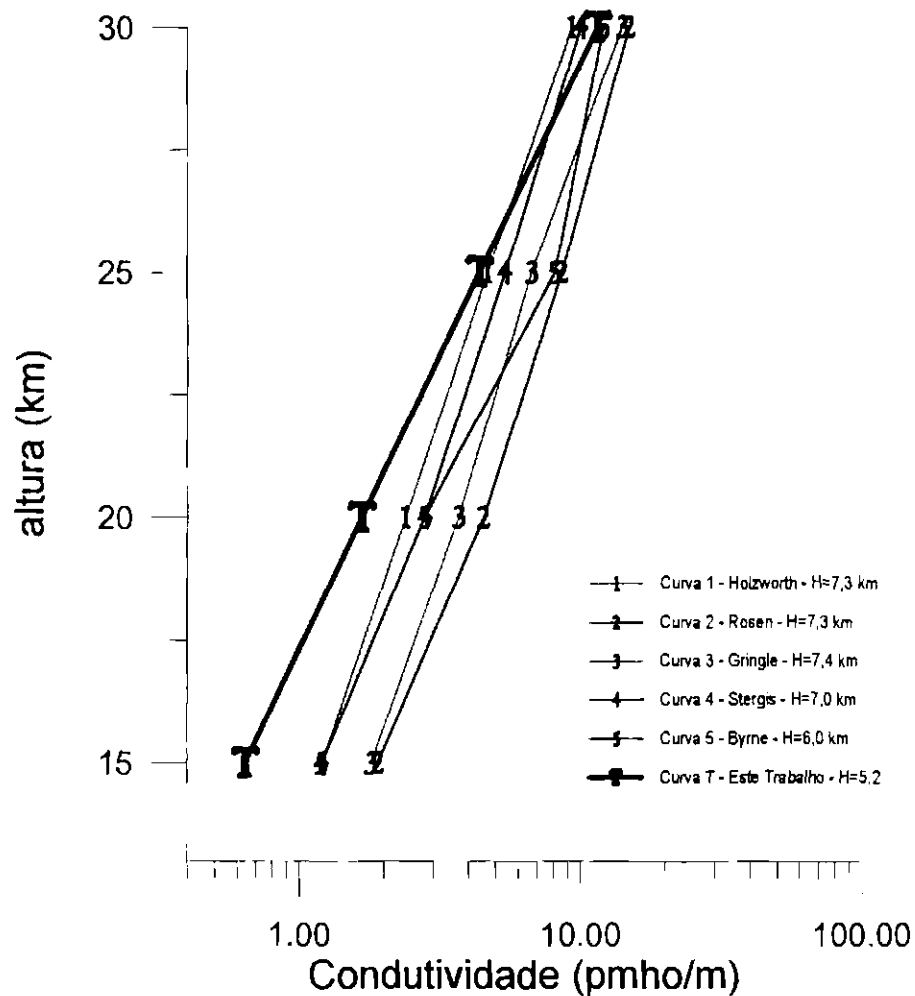


Fig. 4.2 - Comparação com perfis de condutividade elétrica medidos.

Pode-se observar na Figura 4.1 que os modelos 1, 3 e 4 apresentam valores de escala de altura semelhantes ao medido neste trabalho (com exceção do modelo apresentado por Volland). Há, no entanto, uma dispersão grande nos valores das condutividades (quase uma ordem de grandeza).

Outros 5 modelos não apresentados nesta figura mas com escala de altura similares ($H=6$ km) são: Greifinger e Greifinger (1976); Holzworth e Chiu (1982); Volland (1982); Hu et al. (1989); Ogawa (1985).

Já os valores de condutividades medidas por outros autores (Figura 4.2) são aproximadamente o dobro dos valores medidos neste trabalho para alturas superiores a 20 km, abaixo desta altura, o triplo. Tais diferenças são aceitáveis, visto que, o período do ano, a latitude em que foram medidas, entre outros fatores, podem gerar diferenças de ordem superior a estas.

Segundo Volland (1982), a presença de aerossóis pode reduzir a concentração de íons pequenos através de um processo de captura desses íons pelos aerossóis. Também afirma que a concentração de aerossóis sobre os continentes depende das condições meteorológicas, hora do dia, estação do ano e também de fatores antropogênicos.

Para a altitude de 26 km Pinto et al. (1988) encontraram para uma situação de tempo bom, na mesma região de estudo do presente trabalho, um valor de condutividade total $\sigma = 7$ pmho/m. Este valor se comparado com o valor dado pelo perfil obtido para uma altitude de 26 km ($\sigma = 5,3$ pmho/m) mostra-se, no entanto, muito similar.

Varição da escala de altura com a latitude

Byrne et al. (1988, 1991) verificam valores crescentes da escala de altura da condutividade (H) para latitudes maiores. Esta observação é contestada por Holzworth (1991) com base em dois vôos realizados em latitudes diferentes ainda que próximas: o primeiro, chamado EMA 3, com $H = 7,4$ km, para latitudes entre $48,5^\circ$ S e 72° S; e o segundo EMA 6, com $H = 7,52$, para uma latitude próxima a 50° S. Segundo Holzworth a escala de altura para EMA 6 deveria ser menor do que a do EMA 3.

Uma comparação da escala de altura ($H=5,2$ km) encontrada neste trabalho para a latitude 23° S com outros valores medidos em baixas latitudes

concorda e enfatiza ainda mais essa ausência de correlação entre escala de altura e latitude (Figura 4.3). Observe que valores obtidos em latitudes baixas (Palestina, TX, e Hyderabad, Índia) possuem escalas de altura bem distintas da obtida no presente trabalho e comparáveis aos valores obtidos por Holzworth em latitudes mais altas.

Pode-se supor portanto que outros fatores temporais e locais (concentração de aerossóis, perfil de temperatura, ...) devem atuar de maneira mais preponderante do que a latitude na definição da escala de altura. De fato, Meyerott et al. (1983) mostram que variações nas características elétricas da atmosfera se correlacionam melhor com as variações na concentração de aerossóis do que com as variações latitudinais da ionização por raios cósmicos.

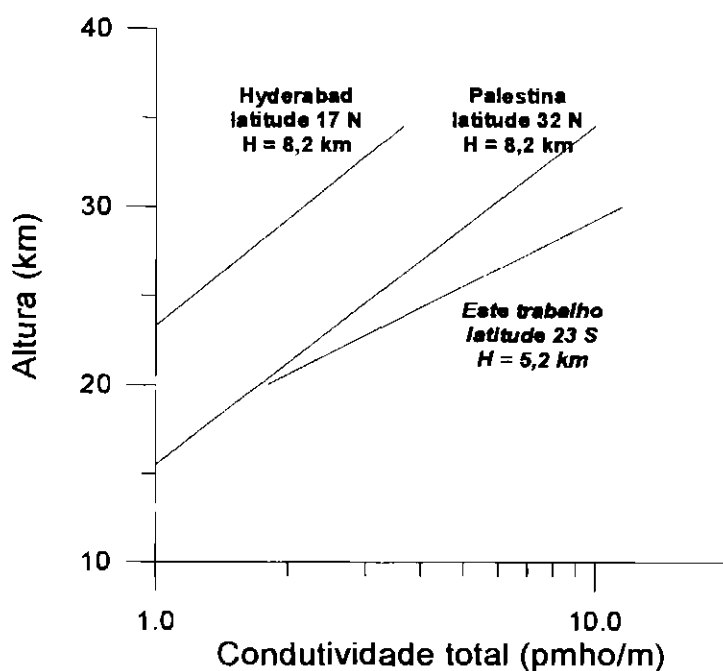


Fig. 4.3 - Perfil de condutividade para diferentes latitudes.

4.1.2 - Variações de Condutividade na Estratosfera

Na Figura 3.24 do Capítulo 3, mostra-se a variação da condutividade na estratosfera. Como a condutividade aumenta com a altura, para se analisar os outros fatores que influenciam a condutividade foi preciso normalizá-las todas para uma mesma altura. A altura escolhida foi de 25,8 km que corresponde à altura da primeira condutividade feita ainda em situação de tempo bom. No texto que se segue as condutividades normalizadas em 25,8 km, serão representadas simplesmente por σ_- e σ_+ e não mais por $\sigma_{25,8-}$ e $\sigma_{25,8+}$.

Como afirmou-se na seção anterior, pôde-se notar, por causa do efeito fotoelétrico, um aumento no valor da condutividade positiva nas medidas feitas após a ascensão do balão. Assim na fase A e B do vôo, as condutividades positivas encontram-se maiores.

Na Fase B temos uma relação $\sigma_+/\sigma_- = 2,4$. Este resultado é compatível com o observado por Byrne et al. (1988) que diz ter encontrado uma σ_+ duas a três vezes maior que σ_- .

Na Fase C o valor médio de σ_+ iguala-se ao valor médio de σ_- . Dado que neste horário o sol estava quase a pino (declinação $9^\circ 20'$), é possível que o balão tenha projetado a sua sombra sobre as sondas que mediam a condutividade, suprimindo nelas o efeito fotoelétrico.

Não foi possível nenhuma medida de condutividade sobre as nuvens a, b e c, já que o campo elétrico medido pela carga útil apresentou-se saturado. Provavelmente ao sobrevoá-las a intensa refletividade da luz solar pelas nuvens gerou um efeito fotoelétrico muito intenso nas placas metálicas. Sabe-se que o topo de grandes tempestades pode refletir grande parte da radiação incidente. Kreith (1975) estima que o albedo (razão entre a radiância refletida e a radiância

incidente) destas nuvens é de 70%, enquanto que Rao et al. (1990) afirma ser ainda mais alto, aproximadamente 92%.

A condutividade negativa estando isenta de perturbações causadas pelo efeito fotoelétrico terá as causas de suas variações em outros fatores que são agora discutidos.

Percebe-se na Fase A da Figura 3.24 uma queda na condutividade negativa (σ) quando o balão se aproxima da nuvem **a**. Após a nuvem **a**, σ assume um valor médio de 1,3 pmho/m, ou seja, 50% menor que o valor inicial quando o balão estava ainda em uma região de tempo bom.

Após a nuvem **b** a condutividade negativa sofre um novo decréscimo, desta vez de 30%. O valor médio de σ cai de 1,3 na Fase B para 0,9 na Fase C. De modo similar à Fase A, a condutividade negativa na Fase C apresentou também um decréscimo quando o balão se aproximava da nuvem.

Outros autores observaram mudança nos valores de condutividade sobre nuvens de tempestades. Bering et al. (1980) relata diferenças de um fator de 2 a 4 entre as condutividades medidas sobre uma tempestade e em tempo bom, na faixa de 25 a 35 km de altura. Holzworth et al. (1986) descreve variações com um fator de 2 na altura de 26 km.

Deve-se notar que enquanto os resultados dos autores citados anteriormente mostram apenas uma variação da condutividade quando o balão se encontra sobre a nuvem, este trabalho observa uma queda na condutividade que se prolonga por mais de uma hora após a passagem do experimento sobre a nuvem. Este resultado é muito semelhante ao observado por Pinto et al. (1988) (Figura 4.4) em medidas de condutividade para a altura de 26 km na mesma região de vôo deste trabalho.

Na Figura 4.4 observa-se que a condutividade medida em tempo bom cai de um fator de 2 ao passar próximo de 2 nuvens eletrificadas com topo em aproximadamente 8,5 km. Note-se que pelo gráfico do campo elétrico o novo valor de condutividade persiste por mais de uma hora após o campo elétrico voltar ao estado inicial de tempo bom.

Pela comparação entre os campos elétricos verticais e horizontais, a autora pôde estimar que o balão passou a uma distância horizontal de 5 km do núcleo de carga da primeira nuvem e a uma distância horizontal de 15 km do núcleo da segunda nuvem. Dada a grande extensão horizontal destas nuvens (imagem de satélite) pode-se afirmar que o balão passou também sobre regiões ativas da nuvem.

Assim o prolongamento temporal na queda da condutividade parece estar relacionado com o fato de que as nuvens sobrevoadas se encontravam imediatamente abaixo do balão.

Apesar de não ter sido possível medir os valores de condutividade sobre as nuvens de tempestade, temos valores nas regiões imediatamente anteriores e imediatamente posteriores à passagem do balão sobre as nuvens. É interessante notar também que neste caso pôde-se garantir que o balão sobrevoou nuvens de tempestade por meio das fotografias e das imagens da filmadora. Em outros trabalhos que versam sobre a variação de condutividade devido a nuvens de tempestade, a simples variação do campo elétrico não garante que o balão tenha passado **sobre** as nuvens, mas simplesmente **próximo** delas. Holzworth et al. (1986), para confirmar a existência de nuvem de tempestade abaixo da carga útil utiliza um sistema de detecção da luz dos relâmpagos. No entanto este recurso, que emprega fotodiodos, só funciona razoavelmente em vôos noturnos se a nuvem apresentar relâmpagos.

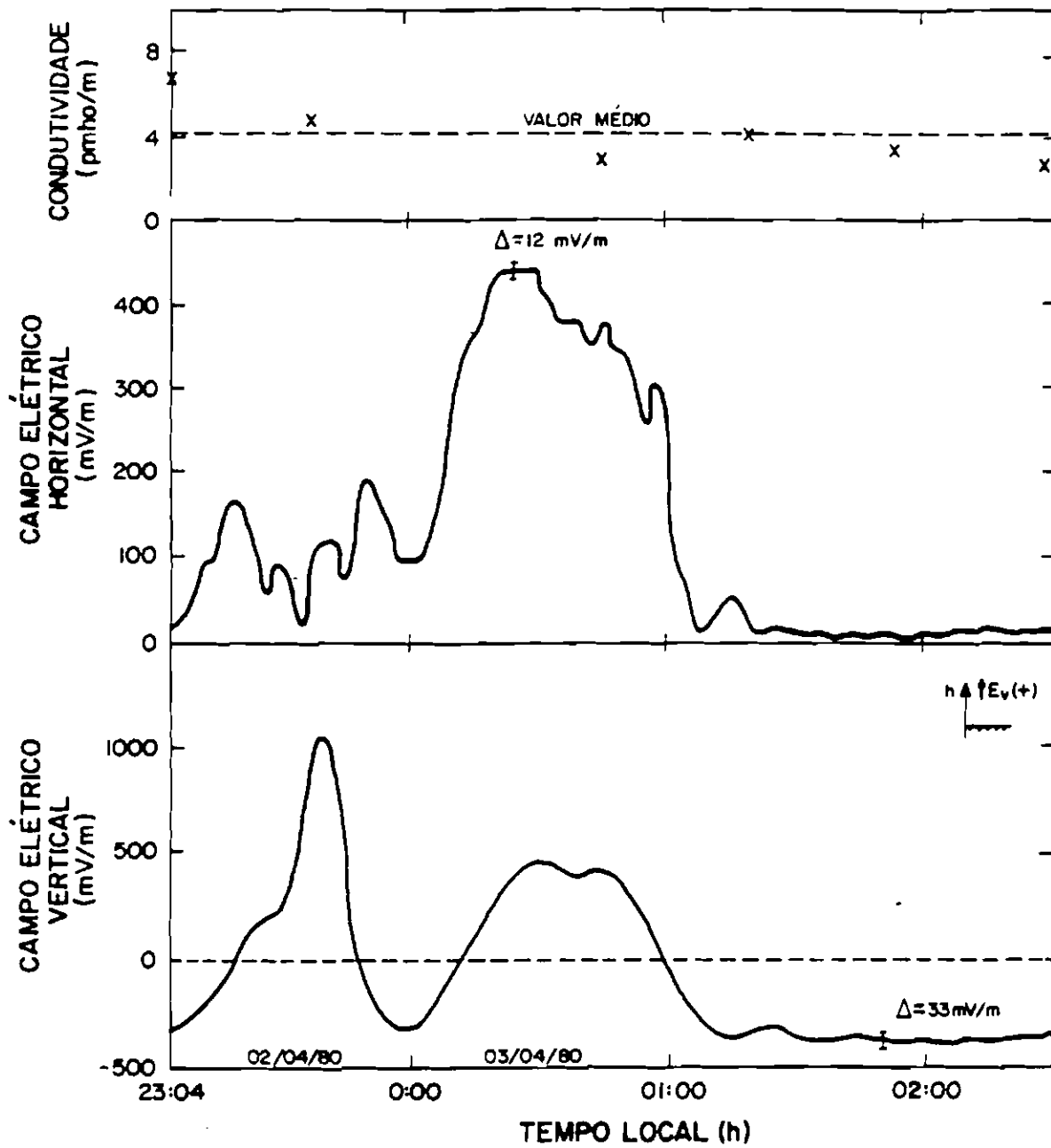


Fig. 4.4 - Variações de condutividade associadas a uma nuvem eletrificada.

FONTE: Pinto et al. (1988), p. 711.

Fatores que podem gerar variações no valor da condutividade elétrica

Muitos são os fatores que podem variar a condutividade elétrica da estratosfera, no entanto pouco se conhece a respeito dos mecanismos que podem associar estas variações com a presença de nuvens de tempestade.

Efeito eletrodo

Como afirma Holzworth et al. (1986), uma possível crítica ao método da constante de tempo de relaxação para a medida da condutividade se deve ao “efeito eletrodo”. Por este efeito, a densidade iônica nas vizinhanças da sonda seria afetada pela voltagem aplicada na sonda. Uma camada de cargas de sinal contrário ao da sonda reduziria o campo elétrico produzido pela sonda diminuindo a velocidade dos íons em direção à sonda. Consequentemente aumentaria o tempo de relaxação e diminuiria o valor da condutividade.

Na ascensão do balão este efeito seria atenuado devido ao fluxo de ar sobre a superfície da sonda que evitaria assim a formação da camada de cargas. No entanto após atingir o teto de vôo este fluxo cessaria. Há portanto discussões em torno da validade do método de relaxação nesta fase do vôo. Afirma-se também que o giro da carga útil do balão poderia proporcionar um fluxo de ar suficiente para que o decréscimo da condutividade seja de apenas 30% no valor da condutividade (Byrne et al., 1988).

Uma contribuição a este estudo pode ser inferida ao comparar-se a condutividade negativa média da Fase B com a Fase C.

Pela observação das imagens da filmadora pode-se afirmar com certeza que durante a Fase B a carga útil não girou. Na fase C pelo contrário, a carga útil girou normalmente. A suposta ausência de fluxo de ar sobre a superfície das sondas na Fase B acarretaria uma diminuição na condutividade. No entanto a média da condutividade nesta fase é 46% maior do que a da Fase C. Deve-se ainda observar que as condições atmosféricas nas duas fases são parecidas (ausência de cumulonimbus embaixo do experimento) e não há aparentemente nenhum fator tão intenso a ponto de mascarar tal “efeito eletrodo”. Assim podemos concluir que este efeito não prejudica a técnica de relaxação mesmo quando o balão atinge o teto de vôo. Talvez como afirma Holzworth et al. (1986), uma coluna termal de ar gerada pela presença do balão (ascendente durante o dia e descendente durante a noite) seja realmente suficiente para provocar um fluxo de ar mínimo para anular o “efeito eletrodo”.

Variações na mobilidade e na concentração dos íons pequenos

A condutividade elétrica é proporcional ao produto da concentração pela mobilidade dos íons pequenos ($\sigma = e.n.\mu$). Assim variações na condutividade podem ser geradas tanto pela mudança na concentração ou variações na mobilidade dos íons pequenos.

Variações na mobilidade

A mobilidade dos íons depende de variações na pressão e na temperatura da atmosfera, segundo a equação:

$$\mu = \mu_0 (p_0/p) (T/T_0)$$

onde, μ_0 é a mobilidade reduzida ($\mu_0 = 1,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$), e p_0 e T_0 são respectivamente a pressão e temperatura ao nível do mar de uma atmosfera padrão (*U.S. Standard Atmosphere 1976*).

Para uma altura constante e portanto uma pressão constante, a mobilidade dependerá apenas da temperatura local ($\mu \propto T$). E para uma concentração de íons pequenos constante tem-se $\sigma \propto T$.

No entanto, a variação observada na condutividade negativa foi de 2,6 pmho/m na Fase A para 0,9 pmho/m na Fase C; um fator de 2,9. Para que uma diminuição na temperatura pudesse explicar essa variação observada, considerando que a temperatura em 26 km de altura está em torno de 240 K, esta teria de ser reduzida a aproximadamente 80 Kelvin, o que é impraticável.

Pinto et al. (1992) mediram um aumento da ordem de 10 K na temperatura a 27 km de altura.

Portanto, ainda que se tenha constatado que uma nuvem de tempestade afete a temperatura em níveis mais altos (Hu et al., 1989; Pinto et al., 1992), a variação na condutividade seria desprezível.

Variações na concentração

Em situações de equilíbrio, a taxa de produção de íons pequenos é igual à taxa de aniquilamento pela recombinação de pares de íons e pela captura por aerossóis. Assim a concentração de íons pequenos (n_{\pm}) pode ser determinada pela conhecida relação:

$$q = \alpha n_{\pm}^2 + \beta n_{\pm} Z_a \quad (4.1)$$

onde α é o coeficiente de recombinação de pares de íons, β é o coeficiente de captura por aerossóis, e Z_a é a concentração de aerossóis.

Exceto em condições especiais (erupções vulcânicas), o efeito da captura dos íons por aerossóis, em pequena escala temporal, é, normalmente desprezível na estratosfera (Hu, 1994). Assim, considerando somente o primeiro termo, e sendo o valor de q constante para uma mesma latitude, tem-se:

$$n_{\pm} \propto \alpha^{-1/2} \quad (4.2)$$

mas como o coeficiente de recombinação de pares de íons depende da temperatura segundo a equação:

$$\alpha(T) = \alpha(T_0) (T_0/T)^{2,35} \quad (4.3)$$

então,

$$n_{\pm} \propto T^{1,17} \quad (4.4)$$

Assim a concentração de íons pequenos varia também com a temperatura. No entanto de maneira análoga ao que se afirmou sobre a variação da mobilidade com a temperatura, a variação da temperatura deve ser também muito grande para justificar a observada variação de um fator de 2,9 na condutividade. A temperatura na estratosfera deveria ser reduzida, neste caso, de 100 K e nenhum mecanismo conhecido pode variar tanto a temperatura nesta região.

Sabe-se porém que uma nuvem de tempestade do tipo cumulonimbus possui fortes correntes de convecção para cima que podem penetrar a parte estável inferior da estratosfera e causar oscilações na região da tropopausa. Estas oscilações podem gerar ondas que se propagam até a termosfera (Röttger, 1981).

Como a concentração de íons pequenos dentro das nuvens de tempestade é muito menor que fora, devido à captura destes pelas partículas que constituem as nuvens (Makino e Ogawa, 1985), pode-se supor que movimentos intensos de convecção possam injetar parcelas com menor concentração de íons pequenos na estratosfera e assim explicar a diminuição da condutividade observadas nas Fases B e C.

Esta hipótese explica também porque foi possível observar a persistência desta diminuição por horas. Só no caso de um balão passando por cima das nuvens de tempestade o fluxo de ar que o acompanha possuiria uma menor concentração de íons pequenos por um longo período.

Outros fatores

Descartados o efeito fotoelétrico (que atua apenas sobre o valor da condutividade positiva) e o efeito eletrodo, não existem razões de caráter apenas experimentais que pudessem justificar a variação da condutividade negativa. Mesmo o fato de haver uma saturação nas medidas de condutividade sobre as nuvens a e b não seria prejudicial à técnica de medida de condutividade por sonda dupla. Deve-se ainda notar que, o prolongado decréscimo da condutividade está muito provavelmente associado com o fato de o balão ter neste vôo passado com certeza *sobre* as nuvens de tempestades.

A presença de um medidor de densidade iônica a bordo da carga útil, seria necessário para a comprovação de tais hipóteses. No entanto, nenhum outro fator conhecido pode explicar a variação observada na condutividade.

4.2 - RELÂMPAGOS

Na Campanha de 1995 foram detectados poucos *sferics*. No entanto, com o auxílio das medidas de campo elétrico a bordo do balão e os dados fornecidos pela radiossonda e as imagens de radar, pôde ser feito um estudo inédito e detalhado de cada relâmpago (Seção 4.2.1) e também da estrutura elétrica da nuvem (Seção 4.3).

Já na Campanha de 1994 foram detectados vários *sferics* gerados por relâmpagos. Assim pode ser traçada uma correlação importante entre dois parâmetros chaves na compreensão deste fenômeno atmosférico: a amplitude de um *sferic* e sua constante de decaimento (Seção 4.2.2).

4.2.1 - Cálculo da Carga Destruída (Q_d)

4.2.1.1 - Considerações Iniciais

Por carga destruída de um relâmpago entende-se neste trabalho não a carga *total* destruída pelas múltiplas descargas que um relâmpago possa ter, mas apenas a carga destruída pela primeira descarga. Devido à resolução de medida, somente esta contribui para a amplitude da perturbação do campo elétrico que é detectado no balão. Cabe ainda notar que Pinto et al. (1992), em um recente estudo na região do voo, mostram que 93% dos relâmpagos positivos e 53 % dos negativos possuem uma só descarga.

Para o cálculo da carga elétrica destruída, os seguintes parâmetros são necessários (Figura 4.5):

1. Amplitude do campo elétrico vertical do *sferic* medido no balão (ΔE_v).

2. Altura da carga útil (Z).
3. Distância horizontal da nuvem ao balão (r).
4. Altura do centro de carga positiva Z_+ (negativa, Z_-), no caso de um relâmpago positivo (negativo). No caso de um relâmpago intranuvem são necessárias as alturas dos dois centros de carga.
5. A polaridade do relâmpago.

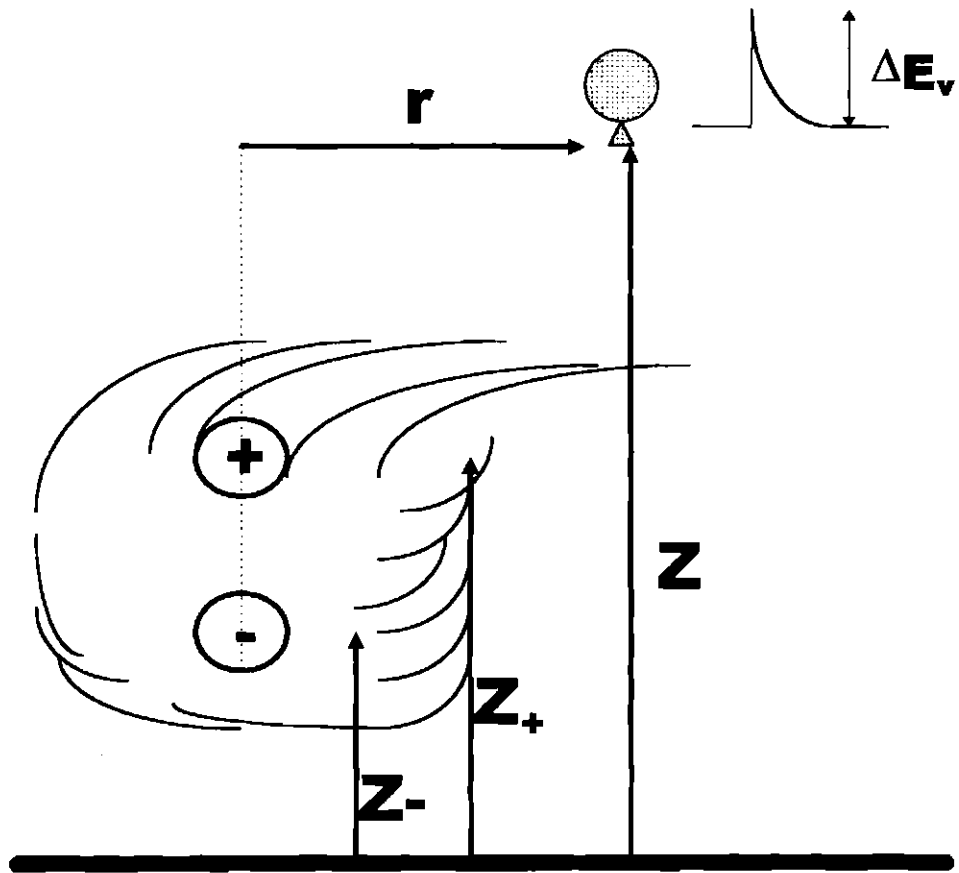


Fig. 4.5 - Parâmetros usados no cálculo da carga destruída (Q_d).

A altura da carga útil é dada pelo sistema de localização a bordo (GPS).

A amplitude do campo elétrico vertical do *sferic* é medido pelo sensor de campo elétrico vertical do experimento (Tabela 3.3 e 3.5 do Capítulo 3).

A distância horizontal da nuvem ao balão é determinada através da localização do balão (sistema GPS) e da localização da nuvem (imagem Echo Top do radar).

A altura do centro de carga negativa estará aproximadamente entre as isotermas de 0 °C e -15 °C (Volland, 1984). As alturas correspondentes às isotermas serão obtidas pelos dados de radiossondagem que fornece o perfil da temperatura com a altura. A altura do centro positivo estará a aproximadamente 1 km abaixo da altura de topo da nuvem (Magono, 1980); esta será aproximadamente a altura da camada da nuvem com refletividade de 5 dBZ nas imagens *Cross Section* do radar.

Para o cálculo da carga destruída as seguintes considerações são fundamentais:

1. A carga destruída de um relâmpago positivo (*negativo*) será de intensidade equivalente à uma carga negativa (*positiva*) isolada, colocada na altura do centro de carga correspondente que provoque um campo elétrico na altura de balão igual à amplitude do campo elétrico do *sferic* observado.

2. A carga destruída por um relâmpago intranuvem será de intensidade equivalente à carga de um dipolo invertido que produza um campo elétrico na altura de balão igual à amplitude do campo elétrico do *sferic* .

3. É sabido que o campo elétrico gerado por uma carga é atenuado com a distância devido à condutividade atmosférica. No entanto no caso de um

relâmpago o tempo de destruição das cargas é muito pequeno (da ordem de $10 \mu\text{s}$). Portanto a perturbação gerada por essa destruição (*sferics*) se propaga até o balão sem atenuação perceptível. Pelo perfil de condutividade determinado no Capítulo 3, o tempo de relaxação na altura do balão (32,2 km) seria da ordem de 1 segundo, muito superior ao tempo de destruição das cargas. Assim no cálculo das cargas destruídas não será levada em conta o aumento da condutividade com a altura e portanto a Equação 2.18 terá $H=\infty$ (ou $K=0$). Assim a Equação 2.18 converte-se em uma equação de Coulomb para um dipolo.

4.2.1.2 - Determinação da Polaridade dos Relâmpagos

Um cuidado que deve ser tomado ao se utilizar as equações de Coulomb para o cálculo da carga destruída de um relâmpago está no fato de que para uma dada altura, a partir de um determinado valor da distância horizontal $r = R_i$, o campo elétrico gerado pela destruição de cargas inverte a sua componente vertical (Figura 4.6).

Essa distância R_i será chamada distância de inversão.

Assim se o experimento estiver situado a uma distância horizontal $r > R_i$, o registro do *sferic* será invertido, e um relâmpago negativo poderá ser tido como positivo ou intranuvem. Note que o mesmo ocorre para o relâmpago positivo ou intranuvem.

No caso dos relâmpagos N1, P1 e P2 o balão estava a uma distância r inferior a R_i que no caso era superior a 45 km.

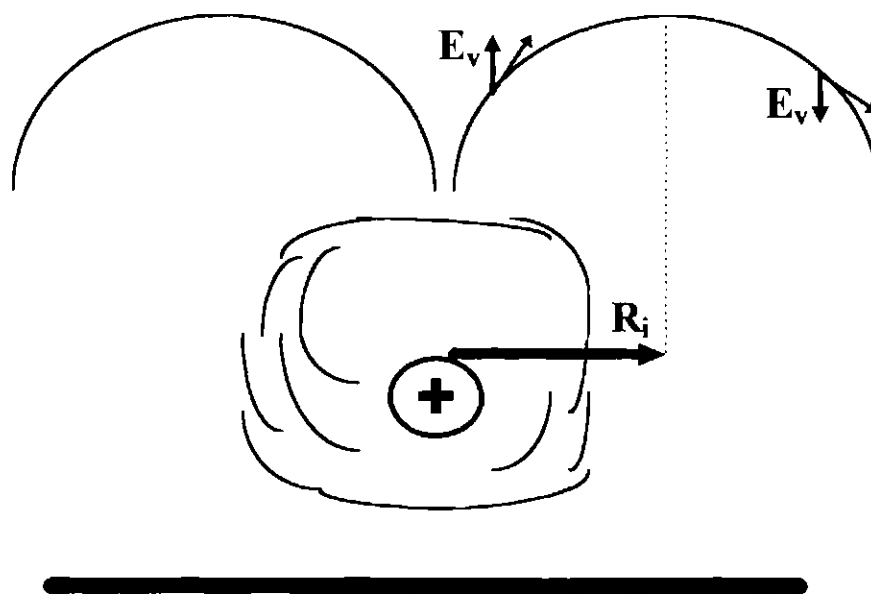


Fig. 4.6 - Campo dipolar de um relâmpago negativo e a distância de inversão R_i .

Essa distância é determinada calculando-se o campo elétrico vertical para várias distâncias. Quando este se anular, teremos a distância de inversão R_i (Tabela 4.3). Ela depende da altura do balão e da altura do centro de carga no qual se originou o relâmpago.

No gráfico do campo elétrico vertical vemos às 02h25min (UT) um *sferic* registrado em balão o qual, a primeira vista, seria gerado por um relâmpago negativo, já que, o seu sentido é contrário ao do campo elétrico de tempo bom. Porém, como o balão estava neste caso a uma distância horizontal $r = 50$ km maior que $R_i = 40,5$ km (Tabela 4.2), o relâmpago que o gerou é positivo ou intranuvem.

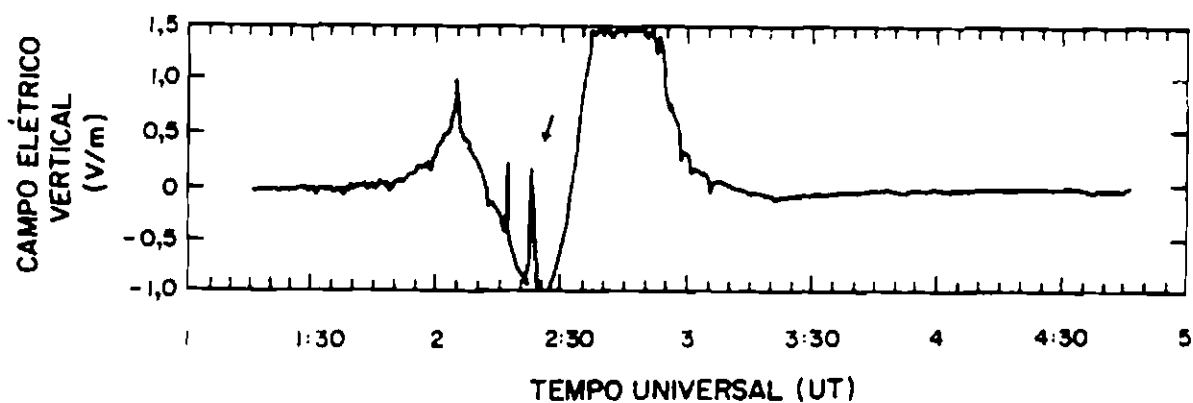


Fig. 4.7 - Gráfico do campo elétrico vertical onde se pode notar um *sferic* de um relâmpago aparentemente negativo, mas na realidade, positivo ou intranuvem.

FONTE: Hu et al. (1989), p. 16431.

TABELA 4.2 - DISTÂNCIA DE INVERSÃO (R_i) DO CAMPO ELÉTRICO PARA N1, P1, P2, I E UM RELÂMPAGO OBSERVADO POR HU ET AL. (1989).

Relâmpago	ΔE_v (V/m) ($\pm 0,1$ V/m)	Z (km) ($\pm 0,2$ km)	Altura do centro de carga		r (km)		R_i (km)	Comentários
			mín.	máx.	mín.	máx.		
N1	1,5	34,2	4,6	10,5	13,0	16,0	$47,6 \pm 0,7$	$r < R_i$
P1	2,7	32,2	4,6	7,5	33,0	41,0	$45,5 \pm 0,5$	$r < R_i$
P2	6,3	32,2	4,6	7,5	33,5	41,5	$45,5 \pm 0,5$	$r < R_i$
I	0,5	32,0	4,6	7,5	38,0	46,0	$45,5 \pm 0,5$	situação indefinida
HU (1989)	1,1	30	8,0	12,0	50		$40,5 \pm 2,0$	$r > R_i$

Conhecidas as distâncias de inversão e a orientação dos *sferics*, podemos afirmar com certeza de que N1 é um relâmpago negativo e que P1 e P2 são com certeza relâmpagos positivos ou intra-nuvem.

Feitas estas observações ignoradas em outros estudos, apresentam-se outros 2 critérios que ajudarão na definição da polaridade dos relâmpagos: *a intensidade da carga destruída e a relação entre a amplitude do campo elétrico ac e dc.*

A intensidade da carga destruída

Através dos dados de radar (18h34min para N1 e 18h49min para P1, P2 e I), radiossondagem, localização (GPS) e da amplitude campo elétrico vertical registrada para cada relâmpago (no Capítulo 3), pôde-se por meio da Equação 2.18 obter os resultados apresentados na Tabela 4.3.

A Figura 4.8 apresenta uma comparação entre os valores mínimos da carga destruída no caso de P1 e P2 serem positivos e os valores mínimos no caso de serem intranuvem.

TABELA 4.3 - PRINCIPAIS DADOS DE CADA RELÂMPAGO E A RESPECTIVA CARGA DESTRUÍDA

Relâmpago	1. ΔE_v (V/m) ($\pm 0,1$ V/m)	2. Z (km) ($\pm 0,2$ km)	3. r (km)		4.				5. Polaridade	CARGA DESTRUÍDA (C) $Q_d \text{ min.}$ $Q_d \text{ max.}$
			min.	máx.	Z ₋ (km) mín.	Z ₊ (km) máx.	mín.	máx.		
N1	1,5	34,2	13,0	16,0	4,6	7,2	-x-		negativa	$0,3 \leq Q_d \leq 0,7$
<i>Na hipótese de que P1 e P2 sejam relâmpagos positivos:</i>										
P1	2,7	32,2	33,0	41,0	-x-		6,0	7,5	positiva	$4,6 \leq Q_d \leq 28,2$
P2	6,3	32,2	33,5	41,5	-x-		6,0	7,5	positiva	$11,8 \leq Q_d \leq 75,6$
<i>Na hipótese de que P1 e P2 sejam relâmpagos intranuvem:</i>										
P1	2,7	32,2	33,0	41,0	4,6	6,0	7,5	intra-nuvem	$13,3 \leq Q_d \leq 156$	
P2	6,3	32,2	33,5	41,5	4,6	6,0	7,5	intra-nuvem	$34,4 \leq Q_d \leq 434$	

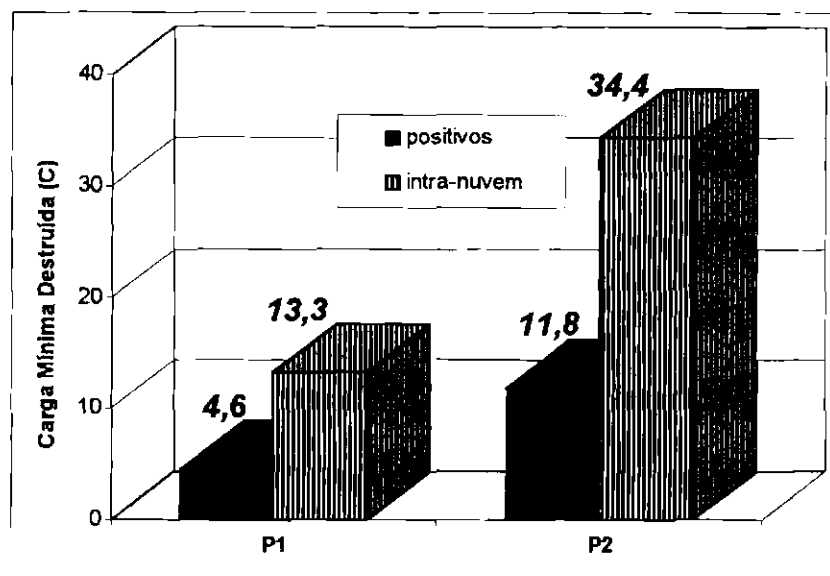


Fig. 4.8 - Comparação da carga mínima destruída entre os casos possíveis de polaridade.

Percebe-se que para produzir uma mesma perturbação em E_v um relâmpago intranuvem deve aniquilar muito mais carga do que um relâmpago positivo.

Como pela literatura (Ogawa, 1982) a carga destruída média de um relâmpago intranuvem é de 1 C, é muito improvável que P1 e P2 sejam intranuvem, já que os valores mínimos de carga que destroem são muito superiores.

Por sua vez, comparando-se os valores mínimos das carga destruídas no caso de serem positivos (4,6 e 11,8 C) com os valores da literatura (Berger et al., 1975) vemos que são da mesma ordem de grandeza. Segundo Berger, 45% dos relâmpagos positivos destroem cargas entre 2 e 16 C.

Note-se ainda que a carga mínima destruída por P2 (11,8 C) é relativamente alta se comparada com outras de *sferics* medidos a bordo de balão. Para realizar esta comparação, foi feito um levantamento de *sferics* publicados, coletando-se os valores necessários para o cálculo da carga destruída pelos mesmos (Tabela 4.4).

TABELA 4.4 - COMPARAÇÃO ENTRE P2 E OUTROS RELÂMPAGOS.

Relâmpago	ΔE_v (V/m)	r (km)	Z (km)	Q_d (C)
1. P2	6,3	$\geq 33,5$	32,2	$\geq 11,8$
2. HU (1989)	1,1	50	30	5
3. GIN (1992)	15	15	27,3	2

É clara a necessidade de se levar em conta, principalmente, as distâncias r e Z para uma comparação efetiva da intensidade de cada relâmpago, já que, pela proximidade do balão à nuvem, o valor do *sferic* medido pode ser muito alto sem que a carga destruída seja também alta. Vide dados do relâmpago na terceira linha da Tabela 4.4.

Deve-se destacar o fato de P2 ter ocorrido quando a nuvem b estava já em um estágio dissipativo. Este fato mostra que uma nuvem de tempestade pode gerar relâmpagos intensos ainda nesta fase.

A relação entre a amplitude do campo elétrico ac e dc

Sabe-se que o conteúdo espectral de frequência dos *sferics* gerados por relâmpagos intranuvem é geralmente maior do que 100 kHz, enquanto que dos relâmpagos nuvem-solo são geralmente inferior a 10 kHz (Volland, 1984). Assim comparando-se a amplitude do *sferic* medido em baixa frequência (dc) com a amplitude do *sferic* medido em alta frequência (ac), podemos saber se o relâmpago que o gerou era intranuvem ou nuvem-solo. Enquanto que o primeiro terá uma relação dc/ac pequena, o último deverá apresentar uma relação dc/ac alta.

A Tabela 4.5 apresenta a relação entre as amplitudes dos sinais ac e dc (dc/ac) dos relâmpagos N1, P1 e P2 e a Figura 4.9 mostra o registro gráfico do sinal dc (parte superior) e ac (parte inferior) dos relâmpagos N1, P1 e P2. O registro do sinal ac do relâmpago I não foi detectado por ser muito pequena a intensidade deste relâmpago.

TABELA 4.5 - RELAÇÃO DC/AC PARA OS RELÂMPAGOS N1, P1 E P2.

Relâmpagos	N1	P1	P2
Relação dc/ac	0,93	1,68	1,66

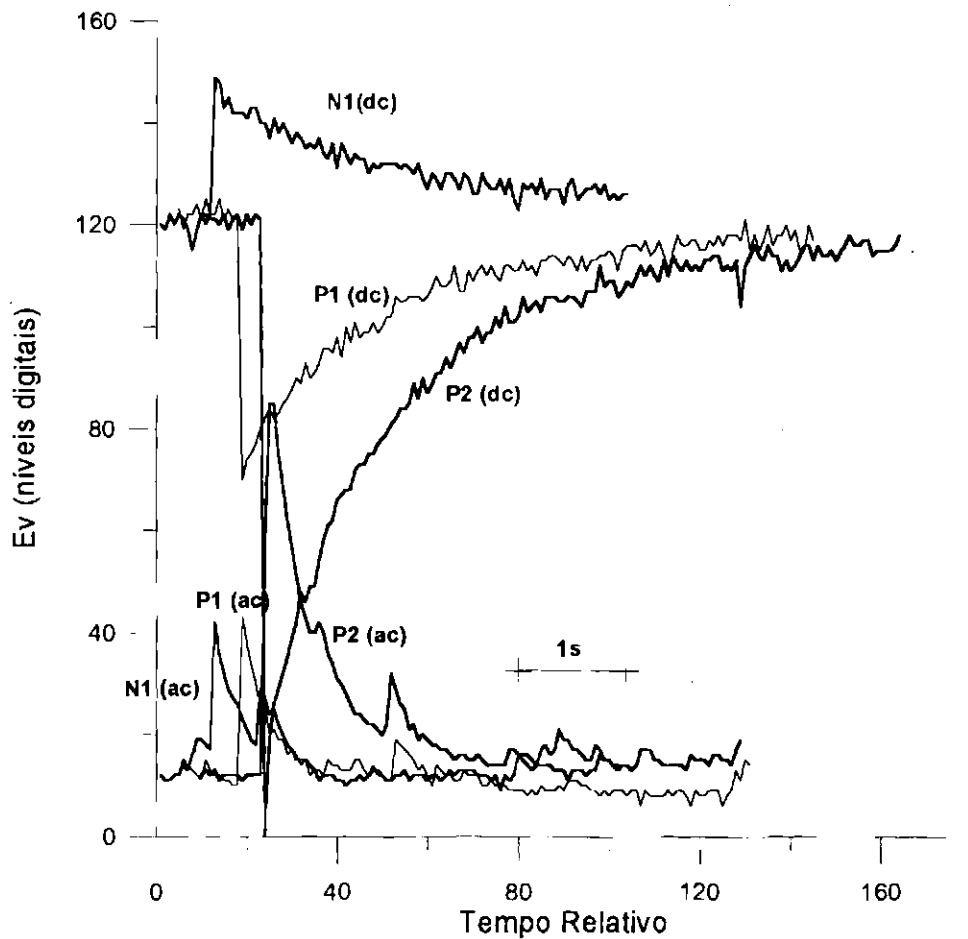


Fig. 4.9 - *Sferics* dos relâmpagos N1, P1 e P2, medidos em alta (ac) e baixa frequência (dc).

É sabido pela orientação do seu *sferic* que o relâmpago N1 é um relâmpago nuvem-solo negativo. Se P1 e P2 fossem relâmpagos **intranuvem**, a relação dc/ac destes seria **menor** do que a razão dc/ac de N1 (0,93) já que, como foi dito antes, os relâmpagos intranuvem tem conteúdo de frequência mais alto.

Como as relações dc/ac de P1 e de P2 são 80% **maiores** do que a de N1, eles não podem ser relâmpagos intranuvem mas relâmpagos nuvem-solo positivos.

É de interesse notar que, como em geral os relâmpagos positivos tem canal maior, visto que o centro de cargas positivo se encontra a uma distância maior do solo, eles contém frequências menores, daí o fato de termos uma relação dc/ac para eles 80% maior do que a do relâmpago negativo N1.

4.2.2 - Relação entre o Máximo Valor da Perturbação do Campo Elétrico Vertical e a Constante de Decaimento do Relâmpago

Ao longo do vôo de 1994 foram observados 21 relâmpagos, sendo 18 provenientes da segunda nuvem cumulonimbus (b) e 3 provenientes da terceira (c). Para cada relâmpago, a amplitude do campo elétrico vertical do *sferic* medido no balão (ΔE_v) e a respectiva constante de decaimento (τ_s) foram calculadas (Seção 3.2.2.4). Para uma análise da relação de ΔE_v (V/m) versus τ_s (s) foram escolhidos 9 relâmpagos produzidos pela mesma nuvem (b), e com a mesma polaridade (negativa). A Figura 4.10 apresenta um ajuste linear para esses valores.

A função do ajuste linear é dada por:

$$\Delta E_v = 1,34 \tau - 1,71$$

O coeficiente de correlação r , para este ajuste foi de $r = 0,86$, o que indica um bom ajuste.

Um estudo similar sobre a relação de ΔE_v com τ foi feito por Burke (1975). Porém, neste trabalho, o ajuste linear é feito para 7 relâmpagos intranuvem. Convém notar que apesar da autora não especificar os critérios pelos quais estes relâmpagos são definidos como intranuvens, assumiu-se como tais

após ter-se verificado que a carga por eles destruída é da ordem de 2 C e de que a sua detecção se fez dentro do raio de inversão.

Na Figura 4.10 mostra-se o gráfico e o valor de r (0,83) para a equação do ajuste, dada por:

$$\Delta E_v = 0,0257 \tau - 0,485$$

Vemos que a relação entre ΔE_v e τ não são semelhantes para relâmpagos nuvem-solo e relâmpagos intranuvem.

No entanto, o que se observa nos dois ajustes, é uma constante de decaimento tanto maior quanto maior for ΔE_v . Se a condutividade atmosférica fosse o único fator responsável na definição do tempo de decaimento da perturbação gerada por um *sferic*, o valor do τ não se alteraria com ΔE_v . Assim, como isto não ocorre, τ deve ser função de outros fatores internos à nuvem, como, por exemplo, a corrente de carga. Apesar de não haver ainda nenhuma teoria satisfatoriamente comprovada a respeito, é possível que a corrente de carga, responsável pela reestruturação das cargas internas da nuvem, esteja relacionada com a constante de decaimento do *sferic* após a destruição das mesmas por um relâmpago.

Ao contrário do que afirma Holzworth e Chiu (1982), a constante de decaimento τ_s nem sempre é menor que a constante de relaxação do meio (τ), já que o valor de τ_s depende de ΔE_v enquanto que τ depende apenas da altura. Assim, para um *sferic* com ΔE_v intenso pode-se ter $\tau_s > \tau$. Tal fato foi observado para o *sferic* gerado por P2 ($\Delta E_v = 6,3$ V/m) no vôo de 1995: $\tau_s = 4,9$ s enquanto que τ (para a altura do balão no momento do relâmpago, 32,2 km) é de aproximadamente 1 s.

Para um estudo mais conclusivo do tema, faz-se necessário portanto, um maior número de medidas destes parâmetros que monitoram manifestações externas de importantes processos internos da nuvem de tempestade. Até o presente momento são muito poucas as medidas dos campos elétricos de *sferics* na estratosfera (Benbrook et al., 1974; Burke, 1975; Holzworth e Chiu, 1982).

O fato de existir uma relação entre ΔE_v e τ_s indica que a quantidade de carga destruída altera o processo de carga da nuvem, tornando τ_s tanto maior quanto maior for ΔE_v . Um maior número de medidas seria de grande valia na maior compreensão dos processos internos de carga das nuvens de tempestade.

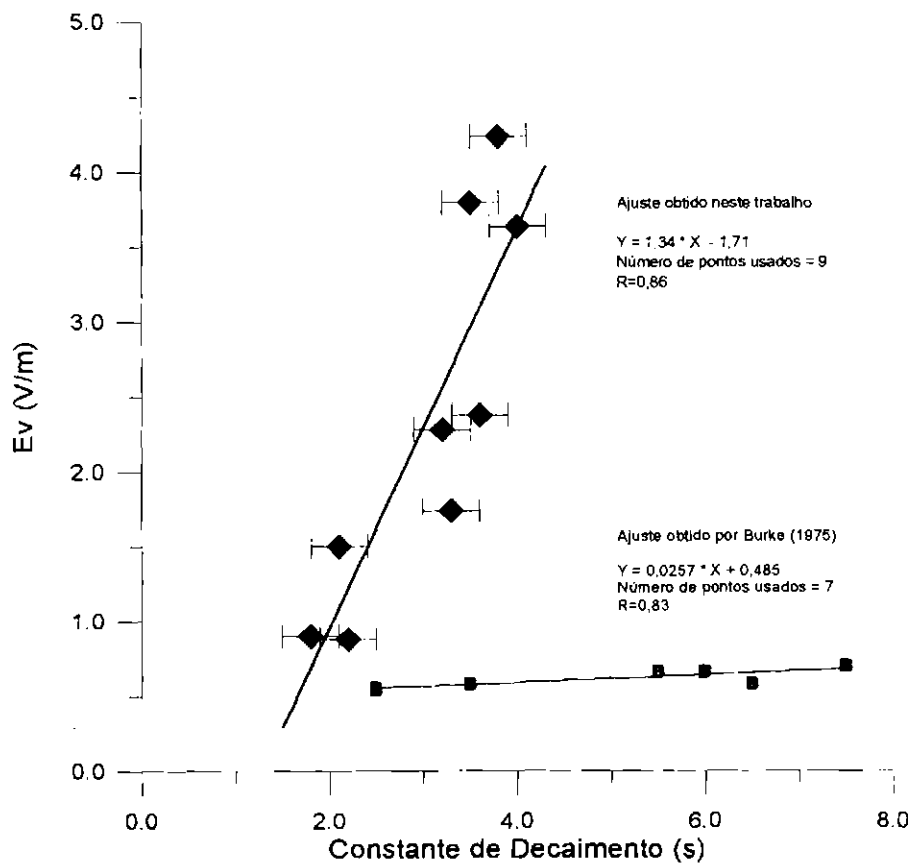


Fig. 4.10 - Ajustes para a relação entre a amplitude do *sferic* e a sua constante decaimento.

4.3 - ESTRUTURA ELÉTRICA DE UM CUMULONIMBUS

Na seção anterior estudou-se uma série de parâmetros importantes sobre os relâmpagos. Agora, utilizando-se as medidas de campo elétrico a bordo do balão, estudar-se-á algumas características típicas de uma nuvem do tipo cumulonimbus.

4.3.1 - Cálculo do Fator de Blindagem

Uma constante nas observações de campos elétricos verticais por balões é o fato de que, mesmo após relâmpagos intensos, não há variações perceptíveis em E_v (Figura 4.11). Ora, é de se esperar que a aniquilação de cargas internas de uma nuvem altere o campo elétrico por ela gerado.

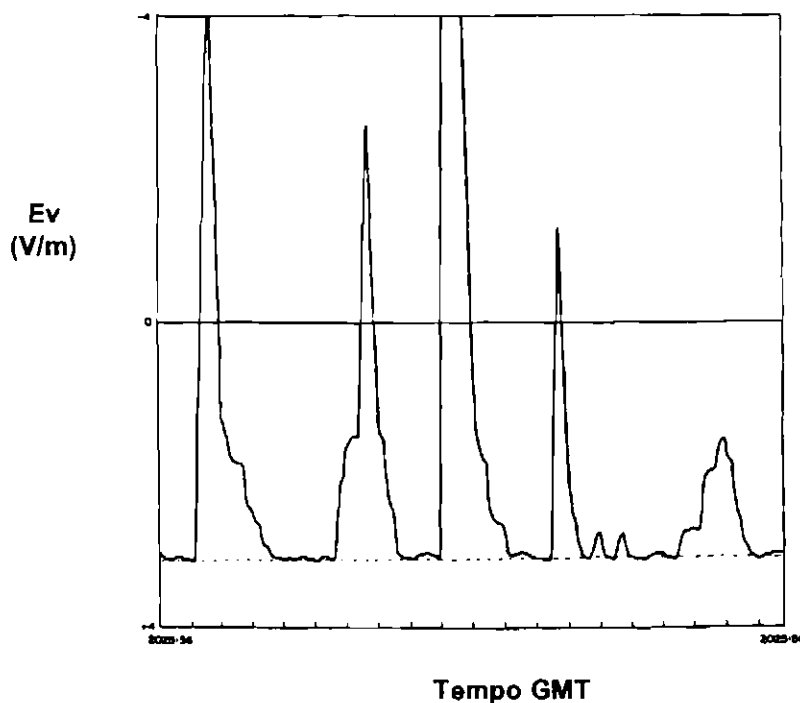


Fig. 4.11 - Registros de *sferics* sem mudança perceptível no campo elétrico ambiente (linha tracejada).

FONTE: Pinto et al. (1992), p. 18210.

Para explicar esta ausência de variações no campo elétrico após a ocorrência de relâmpagos, estimaremos com base no valor de carga destruído pelos relâmpagos, qual seria a perda de carga no centro de carga da nuvem que o gerou e qual a correspondente variação no campo elétrico que deveria produzir.

Sabe-se que a variação do campo elétrico gerado pela destruição de cargas por um relâmpago positivo, será de valor igual ao campo gerado por um monopolo com centro de cargas negativas, de módulo igual ao valor destruído pelos relâmpago e situado na altura do centro positivo do dipolo. No entanto, como o aumento da condutividade com a altura atenua fortemente o campo elétrico, deve-se levar em conta a escala de altura da condutividade que atenua esse campo.

Os parâmetros necessários para o cálculo da variação do campo elétrico após a ocorrência de um relâmpago são:

1. Carga destruída pelo relâmpago (Q_d);
2. A escala de altura da condutividade (H);
3. Altura da carga útil (Z);
4. Distância horizontal da nuvem ao balão (r);
5. Altura do centro de carga de origem do relâmpago (Z_+ ou Z_-).

Todos esses parâmetros, com exceção de H , são obtidos da mesma forma que no cálculo das cargas destruídas por relâmpagos (Figura 4.5). A escala de altura da condutividade (H) será aquela obtida em 1994.

Como havíamos descrito no Capítulo 3, (Figura 3.27), a nuvem **b** gerou 7 relâmpagos em dois estágios diferentes de evolução. Entre estes sete relâmpagos os maiores são P1 e P2, que ocorrem com um intervalo de apenas 35s entre eles.

Também aqui não houve mudança no campo elétrico vertical observado pelo balão antes e depois de P1 e P2. Somados, P1 e P2 aniquilam uma carga de no mínimo 16,4 C no centro de carga positivo. Uma carga de 16,4 C aniquilada deveria produzir uma queda $\Delta E_v \geq 0,43$ V/m. Tal queda não é observada. Uma explicação viável para esse fato seria a existência de uma blindagem externa à nuvem que ocultasse em parte essa perda de cargas internas. De fato, alguns autores sugerem a existência de uma camada de blindagem em torno da nuvem que atenuaria o campo elétrico produzido por ela (Volland, 1984; Marshall e Lin, 1992).

Assim, a carga destruída internamente vista pelo balão não seria Q_d mas Q_d/n , onde n é o fator de blindagem. A carga vista pelo balão será chamada de *carga efetiva*, enquanto que a carga realmente existente dentro da nuvem será chamada de *carga real*.

A resolução máxima do sensor de campo elétrico possibilitou detectar somente mudanças no campo elétrico maiores que 0,15 V/m. Portanto, para que a variação de E_v provocada por P1 e P2 não fosse detectada esta teria de ser reduzida de um fator maior ou igual 3.

Volland (1984), diz que a carga efetiva vista por um observador externo à nuvem, (Q_{ef}), será proporcional à carga real interna (Q_i), sendo o fator de proporcionalidade igual à razão entre as condutividades interna σ_i e externa σ_e , ou seja,

$$Q_{ef} = \frac{\sigma_i}{\sigma_e} Q_i$$

Como o campo elétrico é diretamente proporcional à carga, esta expressão pode ser escrita como:

$$E_{ef} = \frac{\sigma_i}{\sigma_e} E_i$$

Assim, mediante esta equação, sendo $E_{ef} \geq E_i/3$, pôde-se achar a proporção entre as condutividades interna e externa:

$$\sigma_e \geq 3\sigma_i .$$

A condutividade elétrica dentro das nuvens é controlada pelo balanço local de fontes e sumidouros. O sumidouro dominante é formado pelas partículas da nuvem e os aerossóis, que reduzem a condutividade elétrica de um fator de 10 ou mais se comparado com a condutividade de tempo bom. A condutividade também diminui com o aumento do campo elétrico. No entanto, quando a intensidade do campo elétrico interno à nuvem é muito maior do que 300 kV/m, descargas coronas podem aumentar a taxa de produção de íons intensamente e compensar localmente o decréscimo da condutividade (Volland, 1984).

Estas estimativas estão de acordo com fator de blindagem 3 obtido para P1 e P2. Sendo a primeira estimativa de fator de blindagem e uma primeira hipótese para explicar a ausência de variação em E_v , este resultado traz uma contribuição importante no estudo ainda incipiente da camada de blindagem de uma nuvem eletrificada. Seria de grande valia a realização de outros experimentos com uma resolução de medida de campo elétrico maior. No entanto, ainda assim seria

necessária a ocorrência de relâmpagos suficientemente intensos para que a carga destruída possa gerar uma perturbação em E_v detectável.

Convém ainda notar que todo o raciocínio anterior é válido independentemente do modelo de cargas adotado (dipolar ou de continuidade de corrente), já que, o que provoca a variação de E_v é o total de carga destruída, que é de 16,4 C nos dois casos.

4.3.2 - Cálculo do Tempo e da Corrente de uma Blindagem Transitória

Diferentemente da blindagem global de uma nuvem visto na seção anterior, será analisado nesta seção um evento transitório de blindagem associado com a intensificação de campo elétrico antes da ocorrência de P1 e P2.

Tempo da blindagem transitória

Na Figura 4.12 é possível perceber um aumento súbito no valor de E_v alguns segundos antes do relâmpago P1. Este acréscimo permanece por um intervalo de tempo de $T_s = 4,5$ minutos, voltando ao valor anterior de E_v alguns segundos após I.

Este acréscimo $\Delta E_v = 0,28$ V/m, corresponde a um aumento de 25% no campo elétrico vertical (Figura 4.12).

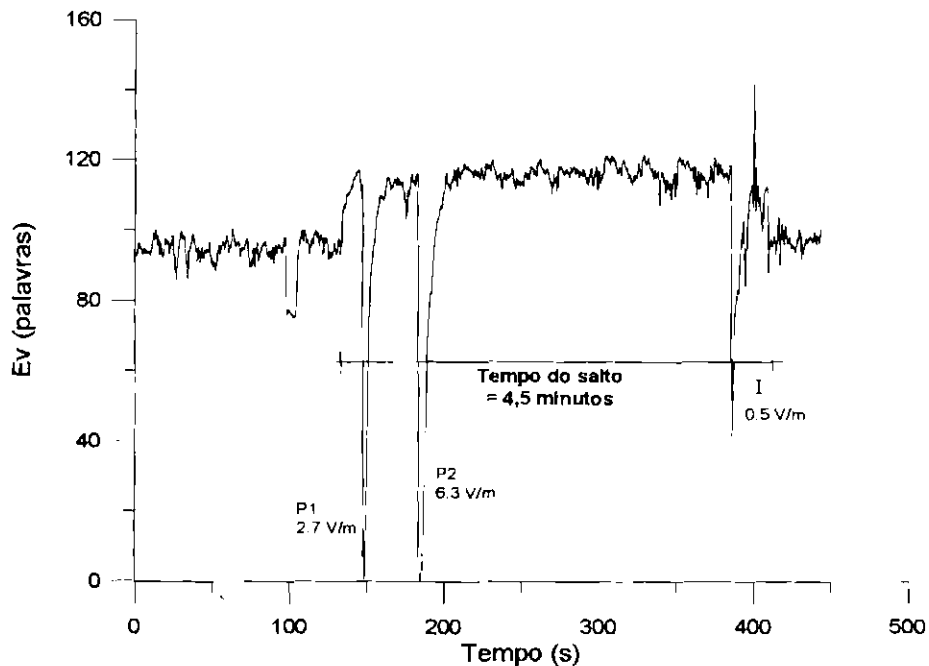


Fig. 4.12 - “Salto” no valor do campo elétrico E_v (o decréscimo no valor de E_v em $t = 100$ s é devido à uma medida de condutividade).

Sabe-se que, imediatamente antes de um relâmpago ocorrer, o campo elétrico interno à nuvem atinge um valor intenso suficiente para romper a rigidez dielétrica do meio. Interpretou-se este “salto” em E_v como uma resposta da atmosfera a esse intenso aumento do campo elétrico. Cargas elétricas negativas provenientes da atmosfera imediatamente acima da nuvem se acumulariam próximo ao topo desta, gerando um dipolo formado pela concentração de cargas negativas próximo ao topo da nuvem e cargas positivas mais acima (Figura 4.13). Cessada a causa da existência deste dipolo pela ocorrência de P1 e P2, uma blindagem completa destas cargas acima da nuvem eliminaria o acréscimo em E_v em $4,5$ minutos.

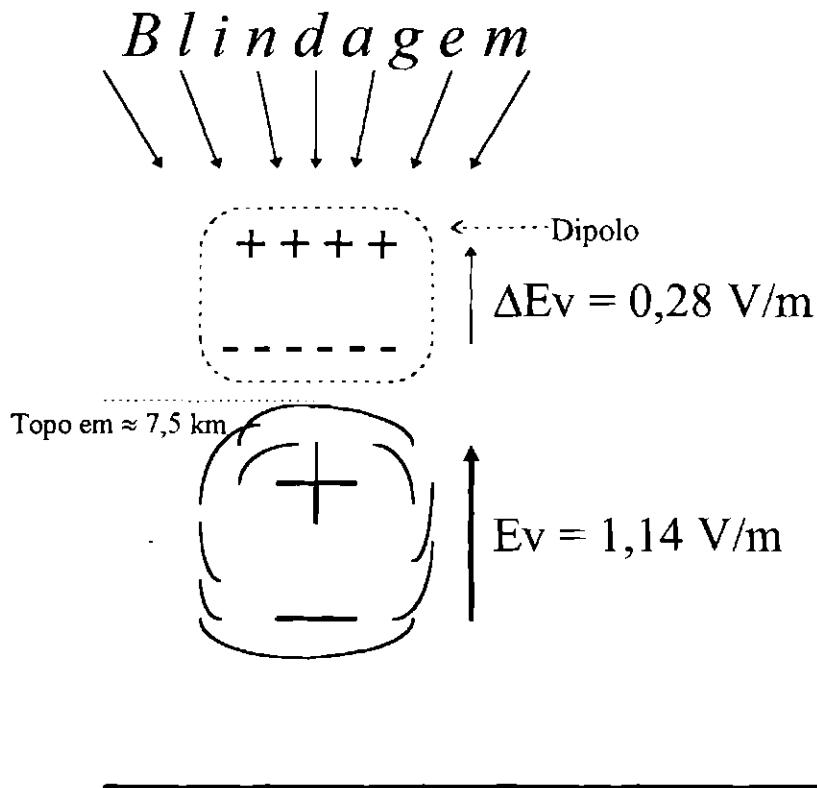


Fig. 4.13 - Ilustração da nuvem com o dipolo e o processo de blindagem que o anula em 4,5 minutos. Desenho fora de escala.

O tempo necessário para o processo de blindagem completa (99%) de uma variação na distribuição de cargas de uma nuvem é 5τ (Brown et al., 1971; Marshall e Lin, 1992). Onde τ é a constante de relaxação do meio, que pode ser obtida dividindo-se ϵ_0 (permissividade do ar = $8,854 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{Nm}^2$), por σ (condutividade da atmosfera para a altura da camada de blindagem).

Assim, para uma altura da blindagem em aproximadamente 8 km (a nuvem na ocasião tinha o seu topo em aproximadamente 7,5 km), temos

$\sigma_{8\text{km}} = 0,17 \text{ pmho/m}$ e portanto, $5\tau = 264 \text{ s}$, ou seja, o tempo necessário para uma blindagem de 99% é de **4,4 minutos**, tempo muito similar aos 4,5 minutos observados.

Um caso semelhante é observado por Holzworth e Chiu (1982), ainda que neste caso, nenhuma explicação tenha sido proposta (Figura 4.14).

ΔE_v , segundo o autor, é da ordem de 0,3 V e, pela figura mostrada, o tempo deste salto, T_s , é da ordem de aproximadamente 3 minutos. Assim, supondo uma escala de altura e altura de topo da nuvem iguais ao deste trabalho, teremos também neste caso, T_s da ordem de 5τ . Note-se ainda, que nesta ocasião, o aumento em E_v associa-se também à ocorrência de uma sequência de relâmpagos.

Corrente da blindagem transitória

É possível fazer uma estimativa da corrente da blindagem transitória. Para isso considera-se que o dipolo formado acima da nuvem tem suas cargas em 7,5 e 8,5 km de altura. Nesse caso, a carga dipolar é de aproximadamente 25 C. Variações nas alturas das cargas não afetam significativamente este valor.

Assim, dado que a atmosfera demorou 4,5 minutos para blindar esta quantidade de carga, pode-se dizer que a corrente de blindagem para este caso é de aproximadamente **0,1 A**.

Este valor de corrente de blindagem ainda que aproximado, contribui para melhorar o conhecimento das correntes que fluem dentro e fora das nuvens de tempestade. Como diz Vonnegut (1955), a contribuição da corrente de blindagem

para o entendimento da teoria convectiva é fundamental e ao mesmo tempo pouco conhecida.

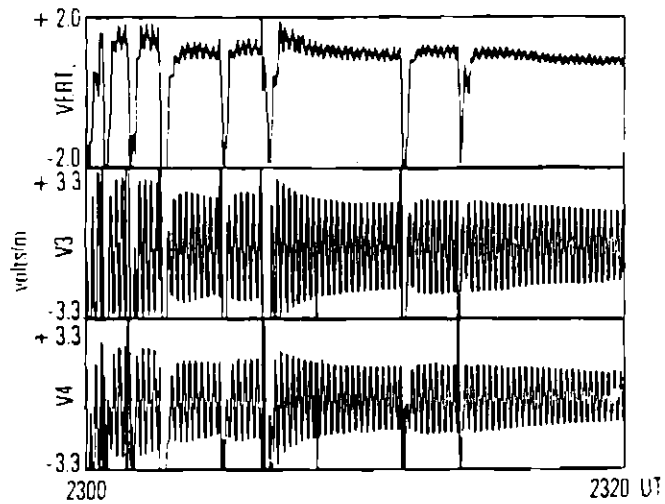


Fig. 4.14 - Salto no campo vertical observado por Holzworth e Chiu, 1982 (no início da parte superior da figura).
FONTE: Holzworth and Chiu (1982), p. 8.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

Através da realização de duas campanhas em anos consecutivos (1994 e 1995), foram obtidos dados de condutividade e campos elétricos registrando situações de tempo bom e de nuvens de tempestade. Estas situações puderam ser determinadas inequivocamente, com o auxílio de uma máquina fotográfica e uma câmera de vídeo, instaladas pela primeira vez a bordo de um balão estratosférico. Imagens de radar (Bauru e São Paulo), imagens de satélite (Meteosat), e dados de radiossondagem foram informações complementares de grande importância na análise dos dados.

Com isso pôde-se analisar variações de condutividade atmosférica com a altura e sob a influência de nuvens de tempestade; calcular diferentes parâmetros de uma nuvem de tempestade e, acrescentar novos dados ao estudo dos relâmpagos na estratosfera, ainda tão incipiente.

Entre as principais conclusões inéditas deste trabalho pode-se citar:

1. O primeiro perfil de condutividade medido na América do Sul ($H=5,2$ Km) apresentou uma escala de altura similar ao suposto pela maioria dos modelos teóricos existentes ($H=6,0$ Km). A determinação deste parâmetro tem grande utilidade na formulação de modelos para a região em questão.

2. O efeito fotoelétrico atua sobre a condutividade positiva somente a partir de uma altura de aproximadamente 23 km. A influência da latitude não parece ser

preponderante, já que, a altura a partir da qual se inicia a ação do efeito fotoelétrico é similar à encontrada em altas latitudes.

3. A condutividade negativa na estratosfera é influenciada pela presença de nuvens de tempestade na região sob o local de medida. Sugere-se que movimentos intensos de convecção destas nuvens possam injetar parcelas de ar com menor concentração de íons pequenos na estratosfera diminuindo o seu valor. Esta influência se estende horizontalmente por dezenas de quilômetros, na direção dos ventos.

4. Alguns critérios foram apresentados para a definição da polaridade dos relâmpagos: a relação entre o sinal ac e dc dos sferics medidos em balão e a quantidade de carga destruída; seguindo estes critérios, mediu-se em balão o primeiro e o maior relâmpago comprovadamente positivo. Trata-se da primeira confirmação por balão de um fenômeno até dez anos atrás tido como raro. Deve-se ainda destacar o fato de que este relâmpago tenha sido gerado por uma nuvem em estágio dissipativo.

5. A relação entre a amplitude do campo elétrico vertical (ΔE_v) e a constante de decaimento de um *sferic* (τ_s) segue uma relação quase linear e é diferente para relâmpagos negativos e relâmpagos intranuvem. A existência desta relação mostra que os processos de carga, e não só a condutividade atmosférica local, definem τ_s . Estes estudos podem auxiliar a compreensão dos processos de carga das nuvens de tempestades.

6. Apresentou-se um cálculo do fator de blindagem de uma nuvem de tempestade. O fator de blindagem deve ser no mínimo igual a 3. O fenômeno de blindagem de uma nuvem de tempestade explica por que E_v medido no balão não se altera após a ocorrência dos relâmpagos.

7. Analisou-se a intensificação do campo elétrico vertical ocorrida antes de uma seqüência de relâmpagos. A partir de sua duração, verificou-se que o tempo de blindagem do fenômeno observado é coerente com valores teóricos publicados; estimou-se ainda qual a sua corrente de blindagem. Este fenômeno pode estar relacionado com eventos *sprites* e *blue jets* que são descargas elétricas que pressupõem campos elétricos intensos excitando moléculas em cima da nuvem.

Outras constatações:

1. Variações na escala de altura não parecem estar preponderantemente ligadas às variações na latitude geográfica.

2. A condutividade positiva é aproximadamente 2,5 vezes maior que a negativa quando sob o efeito fotoelétrico.

3. A análise da polaridade de um relâmpagos não pode ser feita sem que se saiba a distância horizontal do experimento à nuvem.

4. A constante de decaimento de um *sferic* nem sempre é menor que o tempo de relaxação da atmosfera.

Como sugestões para futuros trabalhos que se façam nesta região de intensa incidência de tempestades, propõe-se:

- a inclusão de um detetor de densidade iônica na carga útil para a melhor identificação da causa da variação da condutividade;

- um maior número de vôos sobre nuvens de tempestade isoladas, como os realizados neste trabalho, juntamente com um intenso e simultâneo monitoramento das nuvens de tempestades por radares meteorológicos e redes de detecção de relâmpagos de superfície.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Barcus, J.R.; Iversen, I.; Stauning, P. Observation of the electric field in the stratosphere over an arctic storm system. **Journal of Geophysical Research**, 91(D9):9881-9892, Aug. 1986.
- Benbrook, J. R.; Kern, J.W.; Sheldon, W.R. Measured electric field in the vicinity of a thunderstorm system at an altitude of 37 km. **Journal of Geophysical Research**, 79(34):5289-5294, Dec. 1974.
- Berger, K.; Anderson, R.B.; Kroninger, H. Parameters of Lightning Flashes. **Electra**, 80:23-37, 1975.
- Bering, E.A. et al. Electric fields, electron precipitation, and VLF radiation during a simultaneous magnetospheric substorm and atmospheric thunderstorm. **Journal of Geophysical Research**, 85(A1):55-72, Jan. 1980.
- Brook, M. et al. Positive ground stroke observations in Japanese and Florida storms. **Proceedings in Atmospheric Electricity**, 1983.
- Brown, K.A.; Krehbiel, P.R.; Moore, C.B.; Sargent, G.N. Electrical screening layers around charged clouds. **Journal of Geophysical Research**, 76(12):2825-2835, Apr. 1971.
- Burke, H.K. **Large scale atmospheric electric fields: comparisons with balloon data.** (Ph.D. Thesis) - Rice University, Houston, TX, Nov. 1975.
- Byrne, G.J. et al. Observations of the stratospheric conductivity and its variation at three latitudes. **Journal of Geophysical Research**, 93(D4): 3879-3891, Apr. 1988.

- Byrne, G.J.; Benbrook, J.R.; Bering, E.A.; Oro, D.M. Solar radiation (190-230nm) in the stratosphere: implications for photoelectric emissions for instrumentation at balloon altitudes. **Journal of Geophysical Research**, 95(D5): 5557-5585, Apr. 1990.
- Byrne, G.J.; Benbrook, J.R.; Bering, E.A.; Balloon observations of stratospheric electricity above the south pole: vertical electric field, conductivity and conduction current. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, 53(9):859-868, Sept. 1991.
- Chakrabarty, D.K. et al. Balloon measurements of stratospheric ion conductivities over the tropics. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, 56(9):1107-1115, 1994.
- Cole, R.K., Pierce, E. T. Electrification in the earth's atmosphere at altitudes 0 to 100 km. **Journal of Geophysical Research**, 70(12): 2735-2749, June 1965.
- Dejnakarintra, M. **A theoretical study of electrical coupling between the troposphere, ionosphere, and magnetosphere.** Stanford, CA, Radioscience Laboratory of the Stanford University, 1974. (Tech. Rep. 3454-3).
- Gamma ray flashes add to mystery of upper atmosphere. **EOS** 75 (23):259, June 7, 1994.
- Gin, R.B.B. **Estudo coordenado de um sistema de tempestade sobre América do Sul.** (Dissertação de mestrado em Ciência Espacial/Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. São José dos Campos, INPE, 1991. 149p. (INPE-5388-TDI/477).

- Gish, O.H.; Wait, G.R. Thunderstorms and the Earth's general electrification. **Journal of Geophysical Research**, 55(4):473-474, Dec. 1950.
- Greifinger, C.; Greifinger, P. Transient ULF and magnetic fields following a lightning discharge. **Journal of Geophysical Research**, 81(13):2237-2247, 1976.
- Grenet, G. Essai d'explication de la charge électrique des nuages d'orages, **Annales Geophysicae**, 3:306-307, 1947.
- Gringel, W.; Hofmann, D.J. ; Rosen, J.M. Report No. AP-47, Department of Physics and Astronomy, Univ. of Wyoming, Laramie, Dec. 1978.
- Gringel, W.; Rosen, J.M.; Hofmann, D.J. Electrical structure from 0 to 30 kilometers. In: **The earth's electrical environment**. Washington, DC, National Academy, 1986. p. 183-194. (Studies in geophysics).
- Hake Jr., R.D.; Pierce, E.T.; Viezee, W. **Stratospheric electricity**. Stanford Research Institute, Menlo Park, CA, 1973. (N00014-72-C-0259).
- Hale, L.C. The coupling of ELF/ULF energy from lightning and MEV particles to the middle atmosphere, ionosphere and global circuit. **Journal of Geophysical Research**, 99(D10):21089-21096, Oct. 1994.
- Hays, P.B.; Roble, R.G. A quasi-static model of global atmospheric electricity. 1. The lower atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, 84(A7):3291-3305, July 1979.
- Holzer, R.E.; Saxon, D.S. Distribution of electrical conduction currents in the vicinity of thunderstorms. **Journal of Geophysical Research**, 57(2):207-216, June 1952.

- Holzworth, R.H. High latitude stratospheric electrical measurements in fair and foul weather under various solar conditions. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, 43(11):1115-1125, Nov. 1981.
- Holzworth, R.H. Electric field in the middle atmosphere. **Physica Scripta**, T18:298-308, 1987.
- Holzworth, R.H. Conductivity and electrical field variations with altitude in the stratosphere. **Journal of Geophysical Research**, 96(D7):12857-12864, July 1991.
- Holzworth, R.H.; Chiu, Y. T. Sferics in the stratosphere. In: Volland, H., ed. **Handbook of Atmospherics**. Florida, CRC, 1982. v.2.
- Holzworth, R.H. et al. Electrical measurements in the atmosphere and the ionosphere over an active thunderstorm, 2. Direct current electric field and conductivity. **Journal of Geophysical Research**, 90(A10):9824-9830, Oct. 1985.
- Holzworth, R.H.; Norville, K.W.; Kintner, P.M.; Powel, S.P. Stratospheric conductivity variations over thunderstorms. **Journal of Geophysical Research**, 91(D12):13257-13263, Nov. 1986.
- Hu, H. **Global and local electrical phenomena in the stratosphere**. (Ph. D. Thesis) - University of Washington, Washington, Jan. 1994. 170p.
- Hu, H.; Holzworth, R.H.; Li, Y.Q. Thunderstorm related variations in stratospheric conductivity measurements. **Journal of Geophysical Research**, 94(D13):16429-16435, Nov. 1989.
- Iribarne, J.V.; Cho, H.R. **Atmospheric physics**. Dordrecht, D. Reidel, 1980.

- Kreith, F. Energy balance and a flight model. In: _____, ed. **Scientific Ballooning Handbook**, Boulder, CO, National Center for Atmospheric Research, 1975. (NCAR-TN/IA-99).
- Krider, E.P.; Musser, J.A. Maxwell currents under thunderstorms. **Journal of Geophysical Research**, 87(C13):11171-11176, Dec. 1982.
- Lutgens, F.K.; Tarbuck, J.E. **The Atmosphere**. 2 ed. Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, 1982.
- Magono, C. **Thunderstorms**. Amsterdam, Elsevier, 1980. (Development in Atmospheric Science, 12).
- Makino, M.; Ogawa, T. Quantitative estimation of global circuit. **Journal of Geophysical Research**, 90(D4):5961-5966, June 1985.
- Markson, R. Ionospheric potential variations obtained from aircraft measurements of potential gradient. **Journal of Geophysical Research**, 81(12):1980-1990, Apr. 1976.
- Marshall, T.C.; Lin, B. Electricity in Dying Thunderstorms. **Journal of Geophysical Research**, 97(D9): 9913-9918, June 1992.
- Meyerott, R.E.; Reagan, J.B.; Evans, J.E. On the correlation between ionospheric potential and intensity of cosmic rays. In: **Weather and Climate Responses to Solar Variations**. Boulder, Colorado Associated Univ. Press, 1983.
- Mozer, F.S.; Serlin, R. Magnetospheric electric field measurements with balloons, **Journal of Geophysical Research**, 74(19):4739-4754, Sept. 1969.

- Ogawa, T. The lightning current. In: Volland, H., ed. **Handbook of Atmospheric**. Florida, CRC, 1982, v.1.
- Ogawa, T. Fair-weather electricity. **Journal of Geophysical Research**, 90(D4):5951-5960, June 1985.
- Ogawa, T.; Sakaguchi, F. Electrification of winter minor showerclouds (shigure). **Journal of Meteorological Society of Japan**, 61(3): 313-324, June 1983.
- Pinto, I.R.C.A. **Estudos sobre campos elétricos e condutividade associados a nuvens eletrificadas na região da américa do sul.** (Tese de Doutorado em Ciência Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. São José dos Campos, INPE, 1988. 129p. (INPE-4487-TDL/325).
- Pinto, I.R.C.A.; Pinto Jr., O.; Gonzalez, W.D.; Dutra, S.L.G.; Wygant, J.; Mozer, F.S. Stratospheric electric field and conductivity measurements over electrified convective clouds in the South American region, **Journal of Geophysical Research**, 93(D1):709-715, Jan. 1988.
- Pinto, I.R.C.A.; Pinto Jr., O.; Gin, R.B.B.; Diniz, J.H.; Carvalho, A.M. A coordinated study of a storm over the South American continent: 2. Lightning-related data, **Journal of Geophysical Research**, 97(D16):18205-18213, Nov. 1992.
- Pinto, I.R.C.A.; Pinto Jr., O.; Gin, R.B.B. Relâmpagos. **Ciência Hoje**, 96(95):36-43, Nov 1993.
- Pinto Jr., O.; Pinto, I.R.C.A.; Mendes Jr., O. X ray microbursts in the South Atlantic magnetic anomaly. **Journal of Geophysical Research**, 101(A5):10909-10917, May 1996.

- Pinto Jr., O.; Gin, R.B.B.; Pinto, I.R.C.A.; Mendes Jr., O. ; Diniz, J.H.; Carvalho, A.M. Cloud-to-ground lightning flash characteristics in the southeastern Brazil during the 1992-1993 summer season **Journal of Geophysical Research**, 101(D23):29627-29635, Dec. 1996.
- Pinto Jr., O.; Pinto, I.R.C.A.; Gin, R.B.B.; Mendes Jr., O. Positive storms in Brazil. Aceito para publicação no **Anales Geophysicae**, 1997.
- Rao, P.K.; Holmes, S.J.; Anderson, R.K. Winston, J.S.; Lehr, P.E. eds. **Weather Satellite: Systems, Data, Environmental Applications**. Boston, American Meteorological Society. 1990. 503p.
- Rosen, J.M. et al. Results of an international workshop on atmospheric electrical measurements, **Journal of Geophysical Research**, 87(C2):1219-1224, 1982.
- Röttger, J. Equatorial spread-F by electric fields and atmospheric gravity waves generated by thunderstorms. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, 43:453-462, May/June 1981.
- Sentman, D.D.; Wescott, E.M.; Hampton, D. Upper atmospheric optical flashes observed from an aircraft, **EOS**, 74(43):156, 1993.
- Stergis, C.G.; Rein, G.C.; Kangas, T. Electrical field measurements in the stratosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, 11:72-82, 1955.
- Stergis, C.G.; Rein, G.C.; Kangas, T. Electrical field measurements above thunderstorms. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, 11(2):83-90, June 1957.

- Tzur, I.; Roble, R.G. The interaction of a dipolar thunderstorm with its global electrical environment. **Journal of Geophysical Research**, 90(D4):5989-5999, June 1985.
- Uman, M.A. **Lightning**. New York, Dover, 1984.
- Uman, M.A. **All about lightning**. New York, Dover, 1987.
- Volland, H. Quasi electrostatic fields within the atmosphere. In: _____, ed. **Handbook of Atmospheric**. Florida, CRC, 1982, v.1.
- Volland, H. **Atmospheric Electrodynamics**. New York, N.Y., Springer Verlag, 1984.
- Vonnegut, B. Possible mechanism for the formation of thunderstorm electricity **Bulletin of the American Meteorological Society** 34:378, 1953
- Vonnegut, B. Possible mechanism for the formation of thunderstorm electricity. In: Conference on Atmospheric Electricity. **Proceedings**. Porthsmouth, NH, May 1954. Cambridge, Cambridge Research Center, 1955. Paper 42. p. 168-181.
- Williams, E.R. Large-scale charge separation in thunderclouds. **Journal of Geophysical Research**, 90(D4):6013-6025, June 1985.
- Williams, E.R. The electrification of thunderstorms. **Scientific American**, 259(5): 48-65, Nov. 1988.
- Williams, E.R. The tripole structure of thunderclouds. **Journal of Geophysical Research**, 94(D11):13151-13167, Sept. 1989.

- Williams, E.R.; Heckman, S.J. The local diurnal variation of cloud electrification and the global diurnal variation of negative charge on the earth. **Journal of Geophysical Research**, 98(D3):5221-5234, 1993.
- Wilson, C.T.R. Investigations on lightning discharges and on the electric field of thunderstorms. **Philosophy Transactions of the Royal Society, A**, 221: 73-115, 1920.
- Workman, E.J. Thunderstorms electricity. In: CORONITI, S.C., ed. **Problems of atmospheric and space electricity**. Amsterdam, Elsevier, 1965.

