

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-7238-TDI/691

**ANÁLISE E MODELAGEM DE CURVAS DE CORRENTE DE  
RELÂMPAGOS NEGATIVOS DESCENDENTES ENTRE 1985 E  
1994, NA ESTAÇÃO DE PESQUISA DO MORRO DO  
CACHIMBO-MG**

Moacir Lacerda

Tese de Doutorado em Geofísica Espacial, orientada pelo Dr. Osmar Pinto Júnior e pela  
Dra. Iara Regina Cardoso de Almeida Pinto, aprovada em 24 de junho de 1998.

INPE  
São José dos Campos  
1999

551.594.22 (815.1)

LACERDA, M.

Análise e modelagem de curvas de corrente de relâmpagos negativos descendentes entre 1985 e 1994, na estação de pesquisa do Morro do Cachimbo-MG./ M. Lacerda - São José dos Campos: INPE, 1998.

214p. – (INPE-7238-TDI/691).

1.Raios. 2.Relâmpagos. 3.Corrente elétrica. 3.Descarga elétrica. 4.Condutividade. 5.Morro do Cachimbo (MG).

I.Título.

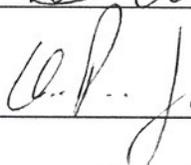
Aprovado pela Banca Examinadora em  
cumprimento a requisito exigido para a  
obtenção do Título de **Doutor** em  
**Geofísica Espacial**

Dr. Antonio Lopes Padilha



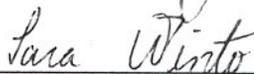
Presidente

Dr. Osmar Pinto Junior



Orientador

Dra. Iara Regina C. de Almeida Pinto



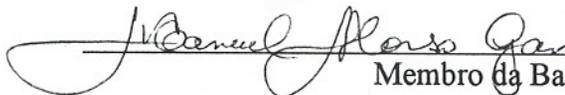
Orientadora

Dr. Polinaya Muralikshna



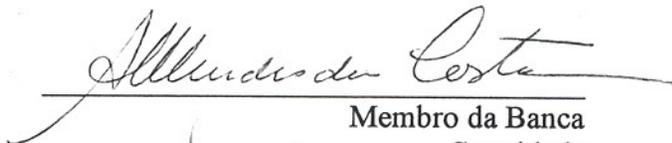
Membro da Banca

Dr. Manoel Alonso Gan



Membro da Banca

Dra. Aracy Mendes da Costa



Membro da Banca  
Convidada

Dr. José Pissolato Filho



Membro da Banca  
Convidado

Candidato (a): Moacir Lacerda



**Janeiro de 1996**  
**Inesquecível fim-de-tarde...**  
**Janaína, Ícaro e Silmara numa tremenda algazarra...**  
**Registraram num instante mágico...**  
**Um...dois...três...quatro...cinco...seis...sete...**  
**Luz...Cabrum!...Luminosa explosão...**  
**Casamento de Céu e Terra...**  
**Constelação de vagalumes...**  
**Miriades de pontos luminosos...**



A Janaína, Ícaro, Anahí e Maria do Socorro



## AGRADECIMENTOS

A Maria do Socorro Santos pelo incentivo e apoio sem os quais esse trabalho não teria sido possível e principalmente por ter me iniciado no *caminho*.

A meu pai Maurício Lacerda e a minha mãe Maria José Lacerda por tudo que fizeram por mim. A meus irmãos Maurício, Mário, Eugênio, Mauricéia e Marcus pela companhia.

A três pessoas muito especiais na minha vida, que têm sido fonte de inspiração e estímulo: minha filha Janaína Gama Lacerda, meu filho Ícaro Gama Lacerda, minha grande amiga-enteada Anahi Santos e a Maria Goreth Gama, Ricardo Ramalho de Oliveira, Luan G.R de Oliveira, Alice G.R. de Oliveira e Mário G.R de Oliveira, pelo companheirismo.

Ao Dr. Osmar Pinto Júnior e à Dra. Iara R.C. A. Pinto, pela orientação, e a todo o pessoal do INPE, que conviveu esses quatro anos comigo, especialmente o grupo de Eletricidade Atmosférica, pelo aprendizado e pelas discussões estimulantes, em especial aos Físicos Odim Mendes Júnior, Rosângela B. Biasi Gin, Marcelo M. F. Saba e Mary Chryssafidis e aos Eng. Wanderli Kabata e Evandro de Carvalho Ferraz.

À Dra. Maria Carolina Nemes por ter me iniciado na pesquisa científica e ao Dr. Luiz Galissa Guimarães pelas discussões em Física Teórica que muito têm me auxiliado.

Ao Dr. Vladimir Rakov da Universidade da Flórida pelos textos técnicos que muito me auxiliaram na elaboração do capítulo 5.

A todo o pessoal técnico da CEMIG, especialmente ao Eng. José Henrique Diniz, ao Eng. André M. Carvalho, ao Sr. José Jacinto Soares Filho, ao Eng. Armando Cazzeta Filho e Eng. Alexandre Meireles do Nascimento, que nos forneceram os dados e todo

suporte “on line” sobre o funcionamento da Estação do Morro do Cachimbo. E, à CAPES e ao CNPQ que financiaram parcialmente esse projeto.

A todos os membros da banca pelo prestimoso auxílio no aprimoramento da tese, especialmente ao Dr. Antônio Padilha do INPE e à Dra. Aracy Mendes da Costa do CRAAE-USP-SP, pelas contribuições dadas.

Às bibliotecárias do INPE, do IEE-USP-SP, Maria Penha S. Oliveira e Maria de Fátima A. Mochizuki, do IF-USP-SP, do IAG-USP-SP pelo auxílio na localização de referências bibliográficas e ao Sr. Nicolau da gráfica do INPE pela presteza na realização e encadernamento das cópias e ao Sr. Pablo E. Pacheco Munoz e ao Eng. Mário Massaru Takahata pelo apoio na impressão do documento final.

A Eliana Gama da Costa e Sá Lacerda por ter ajudado nas correções da última versão e pela hospitalidade.

E finalmente, a todas as pessoas que direta ou indiretamente contribuíram para que o trabalho atingisse o ponto em que hoje se encontra.

## RESUMO

Apresenta-se uma análise de 22 relâmpagos negativos descendentes registrados no Brasil entre 1985 e 1994, na Estação de Pesquisa do Morro do Cachimbo ( $43^{\circ} 58' 26''$  W,  $20^{\circ} 00' 39''$  S), da Companhia Energética de Minas Gerais (CEMIG). Faz-se um resumo do histórico da pesquisa de correntes de descargas capturadas em torre e descreve-se a técnica de medida. Comparando-se os primeiros choques de retorno com aqueles de outra estação de pesquisa na Suíça, observou-se que as curvas de corrente são muito similares nos dois países, embora a intensidade média dos picos da corrente no Brasil (40 kA) seja maior que aquelas na Suíça (30 kA) e o instante em que ocorre o pico no Brasil (22  $\mu$ s), seja maior que na Suíça (13  $\mu$ s). Diferenças foram percebidas também nos choques subsequentes. Para explicar tais diferenças foi desenvolvida uma extensão ao modelo de Borovski onde a condutividade do sistema canal-torre-atmosfera-solo pôde ser calculada diretamente da curva de corrente. As condutividades foram calculadas pelo novo modelo ajustando-se as curvas médias, obtendo-se  $1.21 \times 10^{-6} (\Omega \cdot m)^{-1}$  no Brasil e  $2.74 \times 10^{-6} (\Omega \cdot m)^{-1}$  na Suíça. As diferenças entre os valores dos picos de corrente e condutividade encontrados foram explicadas com base no cálculo dos campos elétricos, usando-se a lei de Ohm. Há uma correlação linear ( $\sim 94\%$ ) entre o instante em que a corrente atinge o pico e aquele em que a derivada da corrente é máxima. Os terceiros choques apresentaram correntes mais intensas que os segundos e uma explicação para esse fato foi apresentada. Componentes M foram registradas em torno de 200  $\mu$ s com valores de pico ( $\sim 2$  kA) sendo atingidos em tempos menores que aqueles registrados em componentes M registradas após 1 ms em outras estações de pesquisa.



# **ANALYSIS AND MODELLING OF NEGATIVE DOWNWARD LIGHTNING CURRENT CURVES BETWEEN 1985 AND 1994 AT MORRO DO CACHIMBO RESEARCH STATION (MG)**

## **ABSTRACT**

In this thesis is presented an analysis of 22 negative descendent lightning collected in Brazil from 1985 to 1994 in the “Morro do Cachimbo” research station (43° 58' 26" W, 20° 00' 39" S) of the Companhia Energética de Minas Gerais (CEMIG). The historic evolution of direct discharge measurements and the techniques involved are summarised. From the comparison of first return strokes with those of another station in Switzerland, it was noted that electric current wave forms are similar in both countries, although the mean peak current in Brazil (40kA) is greater than that in Switzerland (30 kA) and the average instant in which the peak occurs is greater in Brazil (22  $\mu$ s) than in Switzerland (13  $\mu$ s). Differences in subsequent strokes were observed too. To explain such differences it was developed an extension of the Borovski model, from which the conductivity of channel-tower-atmosphere-ground system was calculated straightly from mean current curves. The values obtained were  $1.21 \times 10^{-6} (\Omega.m)^{-1}$  (Brazil) and  $2.74 \times 10^{-6} (\Omega.m)^{-1}$  (Switzerland). The differences in the peak current and conductivity values were explained based on Ohm's Law. It was found that the time to peak current is correlated to the time to peak of derivative current with a linear correlation coefficient of about 94%. The mean third return stroke current was found to be stronger than the second and an explanation for that was suggested. M-components recorded at about 200  $\mu$ s (peak current values  $\sim$ 2kA) had time to peak lower than those obtained after 1 ms in other research stations.



## SUMÁRIO

	Pag.
<b>LISTA DE FIGURAS</b>	
<b>LISTA DE TABELAS</b>	
<b>LISTA DE SIGLAS</b>	
<b>LISTA DE SÍMBOLOS</b>	
<b>CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO</b>	31
1.1 Apresentação	31
1.2 Histórico da Pesquisa de Relâmpagos	33
<b>CAPÍTULO 2: O FENÔMENO RELÂMPAGO</b>	39
2.1 Generalidades	39
2.2 O Circuito Elétrico Atmosférico Global	43
2.3 A Nuvem de Tempestade e os Mecanismos de Eletrização	46
2.4 O Mecanismo de Descarga	51
2.5 O Choque de Retorno	59
<b>CAPÍTULO 3: TÉCNICAS DE MEDIDAS DE CORRENTE ELÉTRICA NA ATMOSFERA</b>	63
3.1 Corrente Elétrica na Troposfera no Instante da Descarga	63
3.2 Histórico de Registros de Corrente de Choques Diretos	65
3.3 A Estação de Pesquisa de Relâmpagos da CEMIG	68

<b>CAPÍTULO 4: RESULTADOS</b>	77
4.1 Descargas	77
4.2 Curvas de Corrente	82
4.3 Cálculo da Derivada da Curva de Corrente e da Carga Transferida	112
<b>CAPÍTULO 5: MODELAGEM</b>	117
5.1 Modelagem do Choque de Retorno	117
5.2 Contribuições deste Trabalho à Modelagem da Corrente do Choque de Retorno	124
5.3 Ajustes Semi-Empíricos para Diversas Curvas de Corrente	127
5.4 Ajustes Semi-Empíricos de Curvas de Corrente Obtidas na África do Sul e para a Curva Média Normalizada dos Registros do Brasil e da Suíça	138
5.5 Ajustes Semi-Empíricos dos 22 Primeiros Choques e Cálculo da Condutividade	144
5.6 Ajustes das Curvas de Corrente dos Subsequentes por di-exponenciais	153
<b>CAPÍTULO 6: DISCUSSÃO DOS RESULTADOS</b>	157
<b>CAPÍTULO 7: CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES PARA PESQUISAS POSTERIORES</b>	179
7.1 Conclusões	179
7.2 Recomendações para Pesquisas Posteriores	181

<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	183
<b>APÊNDICE A</b>	201
<b>APÊNDICE B</b>	213



## LISTA DE FIGURAS

	Pag.
2.1 Estrutura da nuvem de tempestade mostrando as regiões onde se iniciam os diversos tipos de relâmpagos	42
2.2 Circuito Elétrico Atmosférico Global (representação plana, à esquerda) e esquema para modelagem matemática (à direita).	45
2.3 Mecanismo de descarga. Os instantes de tempo $t$ são em milissegundos. Fonte: Uman (1987) pag. 12.	53
2.4 Esquema fora de escala, mostrando simuladamente uma descarga nuvem solo.	62
3.1 Disposição física esquemática da Estação do Cachimbo.	71
3.2 Esquema geral da Estação do Cachimbo.	74
3.3 Exemplos de curvas de corrente armazenadas no sistema.	75
4.1 Número de choques (ordenada) registrado na hora local (abcissa).	81
4.2 Curva média da corrente (Forma de onda) do primeiro choque de retorno (curva grossa ao meio) para os 22 primeiros choques.	84
4.3 Comparação das correntes normalizadas Brasil Suíça.	86

4.4	Corrente elétrica (frente de onda) para os primeiros choques de retorno.	88
4.5	Médias dos choques de retorno subsequentes.	90
4.6	Corrente elétrica (frente de onda) para os choques de retorno subsequentes.	93
4.7	Médias normalizadas para os choques de retorno subsequentes.	94
4.8	Correlação entre o instante em que a corrente atinge o pico ( $t_{\text{pico}}$ ) e o instante em que a derivada da corrente é máxima ( $t_{\text{dm}}$ ) nos choques subsequentes.	95
4.9	Corrente de pico versus derivada máxima para choques subsequentes.	97
4.10	Corrente de pico versus instante em que a corrente atinge o pico.	99
4.11	Gráfico mostrando a possível correlação entre o valor máximo da derivada da corrente e o instante em que ocorre a derivada máxima.	101
4.12	Componentes M em três choques 4003/4004/4903.	107
4.13	Componentes M em três choques 4006/4011/4014. Os dois primeiros números sob a curva representam a descarga e os dois últimos o choque.	108
4.14	Componentes M em três choques 2803/5703/6103. Os dois primeiros números sob a curva representam a descarga e os dois últimos o choque.	109
4.15	Componentes M em dois choques 5104/6107. Os dois primeiros números sob a curva representam a descarga e os dois últimos o choque	110

4.16	Curva média normalizada para as componentes M para o grupo G1 (7 eventos) e para todos os grupos (12 eventos).	111
4.17	Derivada da curva média de corrente para os primeiros choques de retorno. A curva tracejada representa a curva de corrente.	114
4.18	Derivada média normalizada para os choques de retorno subsequentes. A curva tracejada representa a curva de corrente.	115
4.19	Carga transferida para os primeiros choques de retorno e para os subsequentes.	116
5.1	Curvas para os valores médios das correntes dos primeiros choques de retorno e dos subsequentes.	130
5.2	Di-exponenciais normalizadas pelo valor de pico, comparadas com a curva média para os primeiros choques de retorno normalizada pelo valor de pico.	131
5.3	Choque s3701 ajustado por di-exponencial	133
5.4	Choque s3801 ajustado por di-exponencial	133
5.5	Choque s2101 ajustado por duas di-exponenciais.	134
5.6	Choque s0601 ajustada por uma di-exponencial.	135
5.7	Choque s4201 ajustado por di-exponencial contemplando o ajuste da cauda até 300 microssegundos.	136

5.8	Choque s0301.	137
5.9	Ajuste para a curva de corrente do choque e1001 obtido na África do Sul pelo emprego da mesma técnica.	139
5.10	Ajuste para a curva de corrente do choque e1601 obtido na África do Sul pelo emprego da mesma técnica.	140
5.11	Ajuste para a curva de corrente do choque e2701 obtido na África do Sul pelo emprego da mesma técnica.	141
5.12	Ajustes para a curva média normalizada obtida na Suíça.	142
5.13	Ajuste para a curva média dos primeiros choques de retorno registrados no Morro do Cachimbo.	143
5.14	Correlação entre os valores de K escolhidos para o ajuste e $T_{pico}$ .	147
5.15	Valores calculados para condutividade a partir dos parâmetros $\alpha$ e $\beta$ .	148
5.16	Valores da condutividade calculados a partir dos parâmetros de ajustes apresentados no Apêndice A.	150
5.17	Instante em que a corrente atinge o pico ( $T_{pico}$ ) versus parâmetro $I_0$ .	151
5.18	Instante em que a corrente atinge o pico ( $T_{pico}$ ) versus derivada temporal da corrente em $t = 0$ (m).	152
5.19	Frente de onda até $10 \mu s$ da descarga s50 e seus choques mostrando a concavidade do s5005 diferente dos outros choques.	155

6.1	Descarga s40:com diversos choques choques apresentando componentes M comparadas com o primeiro choque de retorno.	161
6.2	Relâmpago s61: com os choques apresentando componentes M comparadas com o primeiro choque de retorno.	162
6.3	Intensidade média dos choques versus ordem dos choques.	166
6.4	Valor de pico da corrente nos primeiros choques versus valor de pico nos segundos e terceiros em kA.	167
6.5	Condutividade calculadas para as curvas de corrente registradas no Brasil (círculo e losango) e para a Suíça (triângulo).	172
6.6	Valores das três curvas de corrente da África do Sul (e10,e16,e27).	175
6.7	Possíveis correlação entre o primeiro pico da corrente ( $I_{p1}$ ), o segundo pico da corrente ( $I_p$ ).	177
6.8	Diferenças entre o pico da corrente e o primeiro pico nos primeiros choques de retorno versus derivada máxima (losangos); instante em que a corrente atinge o primeiro pico (cruzes) e o instante em que ocorre o pico (círculos).	178
A.1	Choques 0301 e 0601 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1	202
A.2	Choques 001 e 1201 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1	203
A.3	Choques 1301 e 1901 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1	204
A.4	Choques 2101 e 2601 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1	205

A.5	Choques 3701 e 3801 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1	206
A.6	Choques 4001 e 4101 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1	207
A.7	Choques 4201 e 4901 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1	208
A.8	Choques 5001 e 5401 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1	209
A.9	Choques 5601 e 5701 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1	210
A.10	Choques 5801 e 5901 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1	211
A.11	Choques 6101 e 6201 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1	212
B.1	Representação ilustrativa do canal da descarga no modelo de Borovski	213

## LISTA DE TABELAS

	Pag.	
4.1	Resumo dos registros de descargas atmosféricas na Estação do Cachimbo entre Novembro de 1985 e fevereiro de 1994.	77
4.2	Registros de relâmpagos negativos escolhidos para a análise: multiplicidade e data/hora de registro.	80
4.3	Grupos de dados	82
4.4	Alguns parâmetros elétricos das componentes M.	104
5.1	Parâmetros utilizados para o ajuste das curvas nas Figuras 5.3 a 5.8 calculados a partir de $\alpha$ e $\beta$ , apresentando o valor calculado para a condutividade	132
5.2	Médias calculadas para os valores de K e $\sigma$ .	144
5.3	Valores médios dos parâmetros utilizados para o ajuste das curvas dos primeiros choques de retorno.	145
7.1	Comparação entre os parâmetros elétricos registrados no Brasil e Suíça.	179
7.2	Diferenças entre as componentes M registradas no nosso estudo e aquelas registradas na Flórida e Alabama.	181
A.1	Parâmetros usados para ajuste de curvas e cálculo da condutividade	201



## LISTA DE SIGLAS

CEMIG	Companhia Energética de Minas Gerais
CR	Choque de Retorno
EN	Relâmpago entre-nuvens
IN	Relâmpago inter-nuvens
MCD	Modelos de circuitos distribuídos
MDG	Modelos de dinâmica de gás
MEM	Modelos eletromagnéticos
MEN	Modelos de engenharia
NA	Relâmpago nuvem-atmosfera
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NEERI	National Electric Engineering Research
NSN	Relâmpagos nuvem-solo negativo
NSP	Relâmpagos nuvem-solo positivo
SNN	Relâmpago solo-nuvem negativo
SNP	Relâmpago solo-nuvem positivo



## LISTA DE SÍMBOLOS

$\ell$	Comprimento do canal
$\ell_n$	Logaritmo natural
$\zeta$	Densidade volumétrica de cargas na atmosfera
$\rho$	Resistividade
$\sigma$	Condutividade
$\alpha$	Parâmetro livre para ajuste da di-exponencial
$\beta$	Parâmetro livre para ajuste da di-exponencial
$\gamma$	Parâmetro, dependente de $\alpha$ e $\beta$ , para cálculo da condutividade
$v$	Componente vertical da velocidade dos íons da corrente convectiva na atmosfera
$\Delta$	Variação
$\eta$	Parâmetro livre para ajuste de curvas de corrente no modelo de Heidler
$\rho(\theta, n)$	Resistividade do canal dependente da temperatura e da densidade eletrônica, $n$
$\xi_+$	Condutividade da atmosfera associada aos íons positivos
$\xi_-$	Condutividade da atmosfera associada aos íons negativos
$\epsilon_0$	Permissividade do vácuo
$\sigma_{\text{canal}}$	Condutividade do canal
$\sigma_{\text{cond}}$	Condutividade nos condutores metálicos
$(di/dt)_m$	Valor máximo da derivada da corrente da descarga
$\sigma_{mA}$	Condutividade média dos canais na África do Sul
$\sigma_{mB}$	Condutividade média dos canais no Brasil
$\sigma_{\text{solo}}$	Condutividade do solo
$\Delta t_{rm}$	Tempo transcorrido até o início da elevação da corrente em uma componente M
$A_b$	Altitude da base da nuvem
$A_n$	Altitude do centro de cargas negativo na nuvem
$A_p$	Altitude do centro de cargas positivo na parte mais alta da nuvem
$A_{tn}$	Altitude do topo da nuvem

Att	Altitude do topo da torre
C	Capacitância do canal considerada constante
c	Velocidade da luz
C(z)	Capacitância do canal dependente da altura
D	Distância horizontal desde a base do canal até o ponto do solo onde está o medidor
D1	Constante numérica
d	Diâmetro do canal
E	Campo Elétrico
E <sub>B</sub>	Campo elétrico no Brasil
E <sub>S</sub>	Campo elétrico na Suíça
E <sub>z</sub>	Componente vertical do campo elétrico
H	Altitude do centro de carga negativa no modelo de Lin
I(z,t)	Corrente elétrica dependente da altura e do tempo
I <sub>0-exp</sub>	Fator de normalização das di-exponenciais
I <sub>a</sub>	Corrente elétrica na atmosfera
I <sub>c</sub>	Corrente elétrica no canal
I <sub>cc</sub>	Valor da corrente da descarga no instante em que começa a componente M
I <sub>m</sub>	Valor máximo da corrente elétrica, atingido pela componente M
I <sub>pico</sub>	Valor máximo da corrente da descarga
i <sub>u</sub>	Corrente contínua que ocorre numa descarga atmosférica
J	Densidade de corrente
j	densidade de corrente no modelo de Borovski
j <sub>θ</sub>	Componente angular da corrente em coordenadas cilíndricas (r, θ, z)
K	Razão entre $\alpha$ e $\beta$
L	Indutância do canal considerada constante
L(z)	Indutância do canal dependente da altura
ln	Logaritmo natural
M	Constante de separação da equação diferencial para a corrente
M1	Constante numérica

m	Derivada da corrente
m-comp	Componente M
N	Constante
nch	Número de choques
r	raio em torno do canal
R	Resistência do canal considerada constante
R(z)	Resistência do canal dependente da altitude
S <sub>canal</sub>	Área da seção reta do canal
t	tempo
t <sub>dm</sub>	Instante em que a derivada da corrente atinge seu valor máximo
t <sub>pico</sub>	Instante em que a corrente atinge o seu valor máximo
t <sub>pico(dado)</sub>	Instante em que a corrente atinge o seu valor máximo nas curvas de dados
t <sub>pico(di-</sub> exponencial)	Instante em que a corrente atinge o seu valor máximo nas curvas di-exponenciais usadas para ajustes de curvas de dados.
V	Tensão em Volts
z	Altitude ao longo da atmosfera
Z <sub>c</sub>	Impedância do canal
Z <sub>e</sub>	Impedância da estratosfera
Z <sub>i</sub>	Impedância da Ionosfera
Z <sub>s</sub>	Impedância do Solo
Z <sub>t</sub>	Impedância da torre
(. )	vírgula decimal (quando usado em números)

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Apresentação

O conhecimento da evolução temporal da corrente de uma descarga tem importância fundamental na eletrônica de proteção de equipamentos eletro-eletrônicos, além de possibilitar a obtenção do padrão temporal da radiação produzida, responsável pela geração de “spherics” e “whistlers”. Muitos dos estudos até então realizados dependem desse padrão temporal. Contudo, não conhecemos estudos teóricos que obtenham soluções analíticas que descrevam a corrente que trafega no canal e que sejam ajustadas a curvas experimentais de corrente de descargas capturadas por torre. Esse trabalho é uma contribuição nessa área de estudo.

Nesta tese apresenta-se uma análise de 22 curvas de corrente de descargas descendentes negativas, capturadas por uma torre metálica de 60 m localizada no Morro do Cachimbo, Minas Gerais, a aproximadamente 1400 m de altitude, de propriedade da Companhia Energética de Minas Gerais (CEMIG). Comparamos a curva média para a corrente obtida para os dados do Morro do Cachimbo, com a curva obtida na Suíça (Berger, 1967) e constatamos que o valor de pico médio para as correntes, o instante em que ocorrem os picos e o instante em que a corrente atinge o valor de 50% do valor de pico são diferentes. Para explicar esses fatos, desenvolvemos então uma extensão do modelo de Borovski (1995) que permite obter soluções que ajustam as curvas de corrente e, com base nos parâmetros de ajustes utilizados, calculamos a condutividade do sistema canal-torre-solo. A partir da razão entre os valores de pico para a corrente e da razão entre as condutividades calculadas, obtivemos a razão entre os campos elétricos, mostrando que as diferenças encontradas se devem, em parte, às diferenças entre as condutividades dos sistemas canal-torre-solo usados para registro da corrente, e em parte à diferença de intensidade do campo elétrico.

No Capítulo 1 é feito um pequeno histórico das pesquisas realizadas desde o início do século até a década de 40 e os três grandes grupos em que se divide a pesquisa de relâmpagos na atualidade.

O Circuito Elétrico Atmosférico Global, a estrutura de cargas na nuvem de tempestade e o mecanismo de descarga, são discutidos no Capítulo 2, para situar o leitor no contexto das pesquisas que orbitam em torno do tema dos relâmpagos e são citados alguns tipos de pesquisa que dependem do conhecimento da evolução temporal da corrente elétrica de uma descarga. Nesse capítulo descrevemos as diversas fases da descargas, localizando aquela onde será utilizada a modelagem matemática, ou seja, a fase do Choque de Retorno.

No Capítulo 3 apresentamos um resumo histórico da técnica de torres para a medida de corrente em descargas elétricas atmosféricas, a partir de 1940 até hoje e descrevemos resumidamente a instrumentação utilizada na obtenção dos dados.

O Capítulo 4 contém os principais resultados da análise dos dados:

a) curvas médias da forma de onda e frente de onda da corrente para choques negativos descendentes, comparadas com as médias utilizadas mundialmente, para os primeiros choques e subseqüentes;

b) correlações entre alguns parâmetros obtidos diretamente das análises das curvas de corrente;

c) curva média e curvas individuais das componentes M próximas;

d) derivação e integração dessas curvas para obtenção do padrão temporal da radiação e carga transferida até 300  $\mu$ s, respectivamente.

O Capítulo 5 trata da modelagem matemática utilizada na obtenção da expressão analítica para a corrente elétrica que percorre o canal durante o choque de retorno da qual obtivemos os parâmetros para o cálculo da condutividade.

No Capítulo 6 são discutidos os resultados e as hipóteses levantadas para explicação de alguns fatos observados.

Finalmente, no Capítulo 7 são apresentadas em destaque, as conclusões desta tese e sugestões para pesquisas posteriores. No apêndice A são fornecidas as curvas de corrente experimentais e seus ajustes por curvas obtidas analiticamente, bem como os parâmetros de ajustes, e no Apêndice B está esquematizado resumidamente o modelo de Borovski.

Nesta tese empregaremos a notação de ( . ) significando ( , ) para a representação de valores numéricos decimais.

## **1.2 Histórico da Pesquisa de Relâmpagos**

As primeiras pesquisas demonstrando a natureza elétrica dos relâmpagos, cientificamente falando, são atribuídas a B. Franklin em meados do século XVIII. Deve-se a ele também o primeiro dispositivo visando a proteção contra os efeitos dos choques diretos de descargas atmosféricas, o pára-raios. Inicialmente Franklin imaginou que uma ponta metálica localizada em uma edificação elevada e ligada ao solo por condutores metálicos pudesse, por efeito de pontas, gerar uma quantidade de cargas elétricas de sinal oposto ao da nuvem em quantidade suficiente para anular aquelas existentes na nuvem, evitando a ocorrência das descargas. Mais tarde quando soube que um pára-raios instalado na torre de uma igreja foi atingido por um relâmpago, reformulou sua idéia propondo que o pára-raios era um caminho seguro para a dissipação das cargas elétricas da nuvem para o solo. Até os nossos dias ainda é esse o conceito de proteção atribuído ao pára-raios.

Os estudos sobre as descargas permaneceram inexpressivos até a passagem do século XIX para o século XX. A primeira medida das descargas foi feita por Pockels entre 1897 e 1900 na Alemanha, analisando o campo magnético residual em basalto próximo ao

ponto onde caiu uma descarga (Uman, 1987). Já em 1889, C. V. Boys afirmava que os relâmpagos eram constituídos de múltiplas descargas seguindo um mesmo caminho. Esse fato foi confirmado por Hoffert em 1890, usando uma câmera fotográfica oscilante onde registrou três imagens separadas mas idênticas de uma descarga, e por B. Walter, em 1905, que obteve fotos da múltipla estrutura da descarga atmosférica, com ramificações aparecendo apenas na primeira descarga (Albright, 1937). Em 1909, Simpson realizou medida da carga de gotas de chuva concluindo que a estrutura da nuvem de tempestade era equivalente a um dipolo (Williams, 1989).

Uman (1987) atribui ao trabalho de C. T. R. Wilson em 1916 o início da moderna pesquisa na área de relâmpagos. Wilson utilizou um eletrômetro de capilaridade (sensor de campo elétrico) instalado no solo, para determinar a estrutura elétrica da nuvem de tempestade, concluindo também ser uma estrutura equivalente a um dipolo.

Na década de 1920, Watt e Appleton (1923) realizam medidas da intensidade e duração dos “atmospherics”, além de apresentarem uma classificação para os diversos tipos de “atmospherics”. Descrevem o circuito sensor (uma antena metálica ligada a um resistor e um capacitor) como um circuito RLC linear com excitação dependente do tempo, cuja solução é uma diferença de exponenciais. Dimensionando adequadamente os valores de R e C consegue-se obter soluções com as características da excitação  $f(t)$ . O experimento realizado, enfatizam os autores, é importante para o desenvolvimento de aparelhos “anti-atmospherics” tão necessários na eliminação de ruídos atmosféricos nos receptores de radio-comunicação.

Em 1926, Schonland e Craib, na África do Sul, utilizando uma esfera metálica de cobre isolada do solo conectada a um eletrômetro de capilaridade com leitura microscópica, conseguem medir o campo elétrico próximo da nuvem de tempestade e suas variações abruptas associadas às descargas atmosféricas que corroboram as conclusões de C. T. R. Wilson (Schonland e Craib, 1927).

A década de 30 é seguramente uma das décadas mais importantes na pesquisa de relâmpagos. Scholand e colaboradores, utilizando técnicas sofisticadas de fotografia (câmera de Boys) e sensores de campo elétrico (eletrômetro de capilaridade), publicam uma série de trabalhos onde são discutidos: a velocidade dos líderes escalonados e dos choques de retorno, largura do canal principal, existência de ramificações, velocidade ao longo das ramificações, luminosidade do canal (em 1935 a base de dados analisada dispunha de 41 fotografias de 95 relâmpagos com um total de 200 choques)(Schonland e Collens, 1934 e Schonland et al., 1935); a estrutura fina do choque de retorno (Schonland et al. 1935); e finalmente o mecanismo de descarga (Schonland, 1938). Mais adiante faremos uma descrição detalhada do mecanismo de descarga.

Entre 1935 e 1937, Perry (1941) realiza investigação sobre a intensidade das tensões e correntes geradas por relâmpagos nas linhas de transmissão, na África do Sul (linha de 40kV) e na Nigéria (linha de 33kV).

Também em 1937, Appleton e Chapman, utilizando uma “esfera de Wilson” como condutor de exposição e um eletrômetro a triodo associado a um oscilógrafo com registro fotográfico, estabelecem uma descrição detalhada dos “atmospherics”: sua evolução, a seqüência de variação das formas de onda e taxa de variação do campo elétrico (Appleton e Chapman, 1937).

A partir da década de 40 e nos próximos 20 anos, os estudos sobre correntes de descargas diretas em torre toma um impulso significativo e, devido a sua importância para o nosso trabalho, serão apresentados na Seção 3.2.

No final da década de 60 e início da década de 70 é importante citar a criação da estação de pesquisas de descargas atmosféricas na Itália (1969) (Garbagnati e Lo Piparo, 1970) e na África do Sul (1972) (Eriksson, 1979). Na década de 80 foi instalada a ESTAÇÃO DE PESQUISA DE DESCARGAS ATMOSFÉRICAS DO CACHIMBO da COMPANHIA ENERGÉTICA DE MINAS GERAIS (CEMIG) (1985)(Trignelli et al.

1995), para pesquisa de parâmetros elétricos das descargas diretas em torres, cálculo da distância de atração e estudo da polaridade das descargas com o emprego de medidores de campo elétrico. Mais adiante descreveremos com mais detalhes as técnicas utilizadas nessas estações de pesquisa.

A década de 70 até nossos dias é caracterizada por um avanço significativo nas pesquisas em descargas atmosféricas, graças aos danos provocados em aviões, veículos espaciais, aparelhos eletrônicos cada vez mais sensíveis aos efeitos das descargas devido ao emprego da microeletrônica de semicondutores, inclusive computadores; diminuição da blindagem em veículos espaciais graças ao emprego de materiais mais leves; e ao desenvolvimento de técnicas de obtenção de dados, digitalização e armazenagem de sinais analógicos em computadores de alta velocidade (Uman 1987; NASA, 1980).

Atualmente a pesquisa de relâmpagos pode ser dividida em três grandes grupos com trabalhos teóricos e experimentais:

a) o estudo das nuvens de tempestade: os mecanismos de eletrização e a estruturas de cargas no seu interior e ao longo do canal (Brook et al, 1962; Chauzy et al, 1991; Deaver e Krider, 1991; Gin, 1992; Kitagawa e Michimoto, 1994; Marshall e Rust, 1991; Marshall et al. 1995; Pinto, 1987; Proctor, 1997; Solomon e Baker, 1996; Soula et al. 1995; Soula e Chauzy, 1991; Williams, 1989);

b) o estudo do mecanismo de descarga em suas diversas fases: quebra preliminar da rigidez dielétrica, líder escalonado, mecanismo de ligação, choques de retorno, líderes contínuos, processos J e K, dissipação da corrente no solo (Cooray e Perez, 1994; Fisher et al. 1993; Jordan et al. 1995; Liu et al. 1994; Marshall et al. 1995; Mazur et al. 1995; Rakov e Uman, 1990; Rakov et al. 1992; Rakov et al. 1995; Tagg, 1964; Thottappillil, 1992; Thottappillil, et al. 1995);

c) o estudo dos efeitos causados pelo mapeamento dos campos elétricos e magnéticos provocados por relâmpagos para a estratosfera (Dennis e Pierce, 1964; Farrel e Desh, 1992; Pinto et al. 1989, 1992a, 1992b; Saba, 1997), ionosfera (Massey et al. 1990) e magnetosfera (Chang e Inan, 1985): “sferics”, “whistlers”, “efeito Trimpí” (Dowden et al. 1992; Fernandez et al. 1997; Krasnitsky, 1994; Pierce, 1960), na química da troposfera (Franzblau, 1991; Goldenbaum e Dickerson, 1993; Luts e Salm, 1994; Price et al. 1997) e efeitos meteorológicos globais (Chèze et Sauvageot, 1996; Despiou e Houngninou, 1996; Gunn, 1947; Price e Rind, 1992 e 1994; Sheftel et al. 1994a e 1994b).



## Capítulo 2

### O Fenômeno Relâmpago

#### 2.1 Generalidades

O relâmpago é uma descarga elétrica de alta potência, com transferência de carga da ordem de dezenas de coulombs, produzido por um tipo específico de nuvem chamada de Cumulonimbus , previamente eletrizada. Uma das características mais peculiares dos relâmpagos é a geração de intensas correntes, da ordem de dezenas ou centenas de quiloampères, no local em que são produzidos e campos eletromagnéticos que se propagam por toda atmosfera.

As pesquisas sobre as características das descargas podem ser separadas em dois grandes grupos: 1) aquelas que tratam da distribuição espacial e temporal das descargas pelo planeta, baseada na análise estatística de grandes bases de dados coletados por sistemas de localização de tempestade distribuídos em grandes áreas, utilizando como parâmetro a intensidade da corrente elétrica e polaridade das descargas por choque, bem como o instante em que ocorrem e as coordenadas do ponto em que ocorrem as descargas (Gin, 1997; Orville, 1994; Pinto et al 1996); 2) aquelas que procuram identificar as descargas individualmente, levantando o maior número de parâmetros possíveis tais como, evolução temporal da corrente desenvolvida, campo elétrico local e radiação distante, imagem de vídeo e fotografia, de uma única descarga, e que envolvem dispositivos físicos como torres, lançadores de foguetes, medidores de campo elétrico, analisadores de espectro luminoso do canal, balões estratosféricos, etc. (Diniz et al. 1995; Eriksson, 1979; Garbagnati e Lo Piparo, 1970; Jordan et al. 1995; Lacerda et al. 1997a, 1997b, 1997c; Pinto et al 1987, 1989, 1992a, 1992b, 1996; Rakov et al, 1997; Saba, 1997; Thottappillil et al. 1995).

As descargas ocorrem entre a nuvem e o solo (NS -nuvem-solo ou SN -solo-nuvem); entre a nuvem e outra nuvem (EN entre-nuvens); dentro da nuvem (IN - intra-nuvem) e da nuvem para o ar (NA)(Vaughan e Vonnegut, 1989). Entre a nuvem e o solo existem quatro tipos de relâmpagos: os que se iniciam na nuvem e se dirigem para o solo com transferência de elétrons da nuvem para o solo, chamados também de nuvem-solo negativos descendentes (NSN); os que se iniciam na nuvem e se dirigem para o solo com transferência de elétrons do solo para a nuvem, chamados também de nuvem-solo positivos descendentes (NSP); os que se iniciam no solo em direção à nuvem com transferência de elétrons para o solo, chamados de solo-nuvem positivos ascendentes (SNP) e os que se iniciam no solo e se dirigem para a nuvem com transferência de elétrons para a nuvem, relâmpagos solo-nuvem negativos ascendentes (SNN). Na Figura 2.1 estão representados os locais onde se iniciam esses tipos de descarga. As descargas representadas mostram o condutor por passos, responsável pelo início do mecanismo de descarga (Seção 2.4) que se deslocam com uma velocidade entre  $1.3 \times 10^5$  m/s e  $19 \times 10^5$  m/s (Uman, 1987) e completam o trajeto entre a nuvem e o solo em tempos da ordem de 50 ms a 3 ms, respectivamente, considerando a distância percorrida da ordem de 5 km a 7 km. Nesse trabalho analisaremos nos próximos capítulos, apenas os relâmpagos do tipo NSN, por serem aqueles que mais freqüentemente ocorrem entre a nuvem e o solo.

É conhecido que ocorrem mais relâmpagos IN do que relâmpagos NS (cerca de 10% a 20% do total), e que dentre os relâmpagos NS a maioria deles é negativo descendente (NSN), havendo controvérsias sobre a porcentagem desses em relação ao total quando comparamos os registros obtidos no Brasil com aqueles em outras regiões do planeta. Gin (1997), mostra que a média do valor de pico da corrente elétrica nos relâmpagos NSN no Brasil (cerca de 40 kA, latitude  $20^\circ$  S), é mais intensa que a média divulgada mundialmente (30 kA, latitude  $46^\circ$  N), e que a incidência de relâmpagos NSP é também maior aqui no Brasil (35% x 20%), com os relâmpagos positivos tendo correntes elétricas menos intensas ( $\sim 20$  kA) que em outras regiões onde esse tipo de pesquisa é realizado (35 kA). Gin (1997) apresenta a hipótese que esses relâmpagos positivos são

iniciados nas regiões mais baixas da nuvem, e são portanto menos intensos. Pinto et al. (1997) argumentam que esse parâmetro (valor de pico da corrente) é também dependente da latitude, ao menos nos primeiros choques de retorno, em função de a altitude atingida pelas nuvens de tempestade ser dependente da latitude, valendo aproximadamente 30 kA para latitudes maiores que 30°, atingindo um pico de aproximadamente 40 kA em torno de 30° de latitude e permanecendo praticamente constante até o equador.

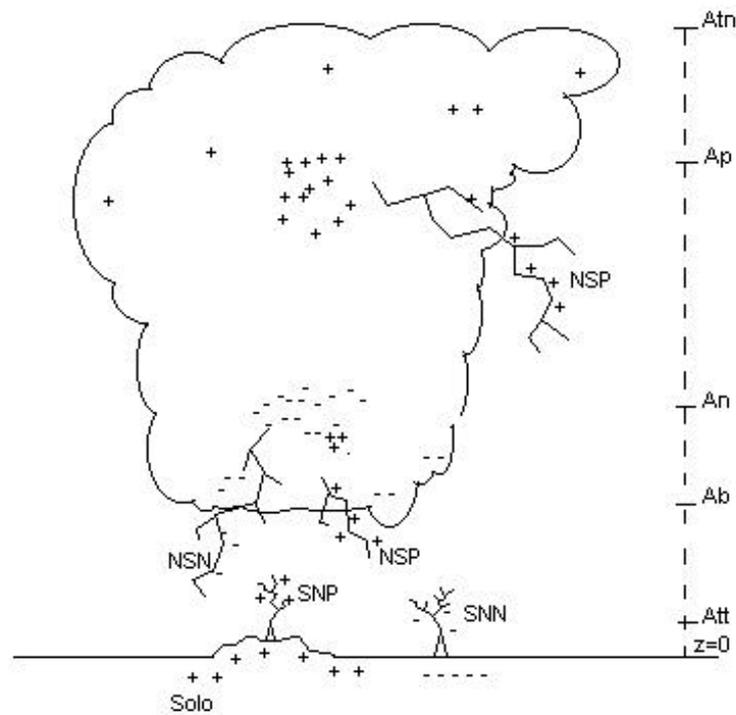


Fig. 2.1 Estrutura da nuvem de tempestade mostrando as regiões onde se iniciam os diversos tipos de relâmpagos. Atn: altura do topo da nuvem; Ap: altura do centro de cargas positivo; An: altura do centro de cargas negativo; Ab: altura da base da nuvem; Att: altura do topo da torre; NSN: raios nuvem solo negativos; NSP: raios nuvem solo positivos; SNP: raios solo nuvem positivos; SNN: raios solo nuvem negativos. Nos relâmpagos NS as descargas completam o trajeto entre os centros em que se formam e o solo em tempos da ordem de 3 ms a 50 ms.

Nesse capítulo estaremos descrevendo de uma maneira bem geral o circuito elétrico atmosférico global, a estrutura da nuvem de tempestade, os mecanismos de separação de cargas no interior dessas nuvens, o mecanismo de descarga em suas diversas fases e o choque de retorno, que é o instante em que as correntes atingem seus valores críticos.

## 2.2 O Circuito Elétrico Atmosférico Global

O *Circuito Elétrico Atmosférico Global* é uma idealização elaborada para representar de uma maneira bem simplificada o comportamento elétrico da atmosfera até algumas dezenas ou centenas de quilômetros, que permita o desenvolvimento de modelos matemáticos para descrever diversas situações de interesse prático. Uma dessas situações é a descarga elétrica atmosférica comumente chamada de raio ou relâmpago. Um desenho esquemático está na Figura 2.2. O *Circuito Elétrico Atmosférico Global* pode ser idealizado como um capacitor esférico, onde a esfera externa é carregada positivamente enquanto a superfície da Terra é a esfera interna concêntrica à primeira, carregada negativamente. A nuvem de tempestade é o gerador elétrico que age no sentido de manter a carga negativa da esfera interna, contribuindo para a manutenção das cargas positivas na esfera externa.

Entre o solo e a esfera externa, até cerca de 90 km de altura, a atmosfera é constituída por uma mistura homogênea de gases com o O<sub>2</sub> e N<sub>2</sub> predominando (Oxigênio- 24% e Nitrogênio-75%) chamada comumente de ar. Essa mistura de gases, entre a ionosfera e a Terra, não é um isolante perfeito de forma que, mesmo durante tempo bom, existe uma densidade de corrente elétrica fluindo de cima para baixo de cerca  $2 \times 10^{-12} \text{ A/m}^2$ , chamada de corrente de tempo bom, que perfaz um total de 1 kA em toda a superfície da Terra (Schonland, 1953; Volland, 1984). Se não houvesse um agente físico que mantivesse um bombeamento de cargas entre as regiões mais altas da atmosfera e a Terra, a corrente de tempo bom anularia a densidade de cargas na Terra num tempo da ordem de 10 minutos (Volland, 1984). É a nuvem de tempestade que, agindo como um

gerador elétrico, tende a manter a superfície da Terra carregada, e um dos mecanismos em que ocorre essa transferência de carga é uma descarga elétrica chamada de raio.

Na Figura 2.2 do lado esquerdo vemos uma representação plana do Circuito Elétrico Atmosférico Global . Os efeitos da curvatura da Terra não são desprezíveis, e influem tanto na modelagem matemática como na descrição física do modelo (Kasemir, 1994). Kasemir (1994) argumenta que a Ionosfera, por exemplo, não é uma camada equipotencial e que a esfericidade permite localizar as cargas imagens do modelo no centro da Terra, simplificando os cálculos, além de que o fechamento do circuito pode se dar até em regiões mais altas da atmosfera. Contudo, para permitir a representação de um circuito como o da parte direita da Figura 2.2, são desprezados os efeitos da curvatura do planeta. No circuito à direita (A até F) estão representados os trechos com características semelhantes, marcados como segmentos. A letra Z representa a impedância na forma  $Z(R,L,C)$  onde R, L, e C são parâmetros elétricos que simulam as características resistivas, indutivas e capacitivas, associadas à impedância. No Capítulo 5 analisaremos com mais detalhes essa situação.  $Z_c$  representa a impedância do canal,  $Z_t$  a impedância da torre,  $Z_s$  a impedância do solo,  $Z_a$  a impedância da atmosfera,  $Z_i$  a impedância da camada superior, supostamente a ionosfera e  $Z_e$  a impedância do trecho logo acima da nuvem de tempestade. No trecho GA representa-se a nuvem como um gerador que mantém o Circuito Elétrico Atmosférico Global funcionando.

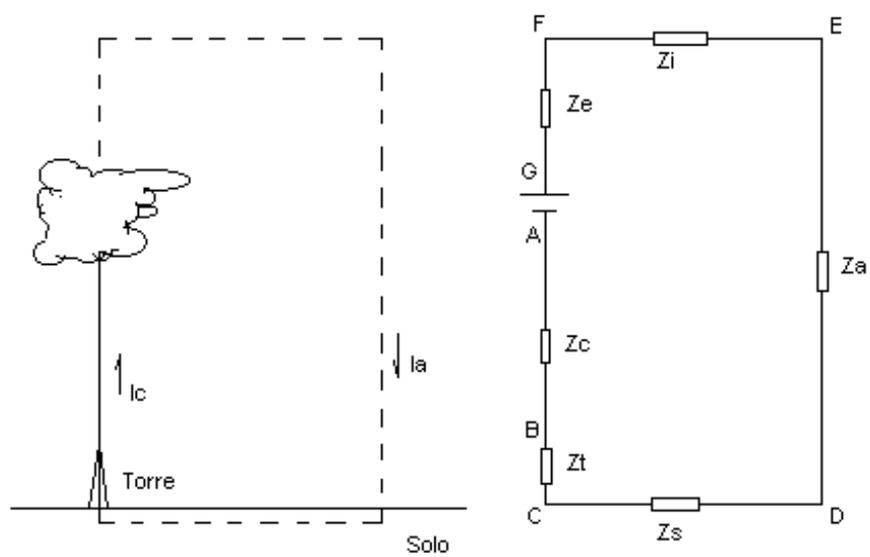


Fig. 2.2 Circuito Elétrico Atmosférico Global (representação plana, à esquerda) e esquema para modelagem matemática (à direita).

## 2.3 A Nuvem de Tempestade e os Mecanismos de Eletrização

### 2.3.1 Nuvens de tempestade

As nuvens de tempestade (Cumulonimbus ou CB), são as responsáveis pelas alterações mais significativas do campo elétrico de tempo bom, e pela produção de relâmpagos.

No interior dessas nuvens os processos de transporte são muito intensos, devido aos gradientes térmicos no seu interior. Suas estruturas termodinâmicas são bastante complexas e a descrição a seguir dá uma idéia da multiplicidade de processos físicos que ocorrem no interior dessas nuvens.

Define-se célula de tempestade como sendo uma região do interior das nuvens em que está localizada a atividade convectiva. O ciclo de vida das células de tempestade divide-se em três estágios:

Estágio de desenvolvimento: várias pequenas nuvens do tipo Cumulus se reúnem, formando uma nuvem Cumulus Congestus, e os movimentos de ar ascendentes a eleva até atingir uma altura de cerca de 8 km, pois a temperatura da célula é sempre maior que a temperatura do meio. A célula pode atingir até 10 km de diâmetro e sua base fica aproximadamente de 2 a 3 km do solo, quando já são chamadas de Cumulonimbus ou CB. Esse estágio dura algumas dezenas de minutos (Pinto, 1987). Nesse estágio o nível de eletrização é praticamente inexistente (French et al. 1996).

Estágio maduro: Mais próximo do topo da nuvem, as gotículas de água se solidificam formando partículas de gelo que ficam pesadas e começam a cair. Nessa fase o atrito entre as partículas de gelo têm um papel importante na eletrificação da nuvem. French et al. (1996), analisando o interior das nuvens de tempestade, constataram experimentalmente que o aumento na produção de gelo foi acompanhado por um rápido crescimento na eletrização no interior da nuvem. A chuva na base da nuvem começa na transição do

estágio Cumulus para o estágio maduro e o período de maior ocorrência de relâmpagos coincide com o período de máxima chuva quando o campo elétrico no solo atinge valores de até 10000 a 30000 V/m. O movimento descendente que predominava na base da nuvem no início se estende a regiões mais altas e horizontalmente. Neste estágio a altura do topo da nuvem pode atingir de 10 a 17 km, aproximadamente, e ele dura cerca de 30 minutos (Pinto, 1987).

Estágio dissipativo: A célula esfria devido aos movimentos descendentes que predominam nesta fase, até que a temperatura da nuvem seja a mesma da vizinhança quando ela é totalmente dissipada num intervalo de 30 minutos (Pinto, 1987).

### **2.3.2 Estrutura Elétrica da Nuvem de Tempestade**

A estrutura das nuvens de tempestade é motivo de pesquisa desde o início do século. Existem dois tipos de estrutura que são propostos para explicar a estrutura das nuvens de tempestades: um modelo de dipolo elétrico e um de tripolo elétrico (descritos com mais detalhes a seguir).

Williams (1989) apresenta uma relação das pesquisas feitas para determinar a estrutura das nuvens de tempestade, seja por balões ou por medidas de campo elétrico no solo. A relação se inicia com o trabalho pioneiro de Franklin em 1752 (usando hastes de pontas, isoladas), seguido dos trabalhos teóricos de Elster e Geitel em 1885, Simpson (1909, usando medidas de cargas nas gotas de chuvas), Wilson (1916-1920, usando eletrômetro de capilaridade para as medidas de alteração do campo elétrico) e continua com uma relação de cerca de sessenta trabalhos espaçados de dois em dois anos em média, até nossos dias. O trabalho conclui por uma distribuição aproximada de tripolo elétrico, com as cargas negativas localizadas na base da nuvem (algumas dezenas de Coulombs, a uma temperatura de  $-5^{\circ}\text{C}$  a  $-10^{\circ}\text{C}$ ), e uma região de cargas positivas (algumas dezenas de Coulombs) alguns quilômetros acima, havendo uma segunda concentração de cargas

positivas na base da nuvem, abaixo das cargas negativas. A grandes distâncias da nuvem, essa configuração é vista como simulando um dipolo elétrico (Figura 2.1).

No início da década de 90, Marshall e Rust (1991) utilizam medidas de campo elétrico realizadas com balões no interior das nuvens de tempestade e observa uma estrutura mais complexa, envolvendo distribuições quadripolares e pentupolares, com as cargas se distribuindo segundo camadas de algumas centenas de metros ou até vários quilômetros. Entretanto, mesmo nos casos em que esta estrutura é mais complexa, pode-se observar uma concentração de cargas equivalente à adotada por Williams (1989), descrita acima, se considerarmos que as medidas estejam sendo feitas externamente à nuvem de tempestade numa distância de algumas dezenas ou centenas de quilômetros. Outra crítica ao trabalho de Marshall deve-se ao fato de ele interpretar suas medidas como se as cargas no interior da nuvem estivessem estáticas e estratificadas horizontalmente e que o balão desenvolve uma trajetória retilínea vertical, sempre para cima. Isto não acontece devido às intensas correntes de ar no interior das nuvens, que modificam tanto a disposição das cargas como a posição do balão relativa às cargas, o que pode mascarar suas medidas.

Os campos elétricos devidos às nuvens eletrificadas alteram significativamente o campo elétrico de tempo bom. Os campos elétricos contínuos (DC) e os alternados (AC) produzidos por nuvens de tempestade podem atingir a ionosfera e a magnetosfera.

Acima de 70 km de altitude, tanto o campo elétrico (DC) vertical como o horizontal caem a valores menores que 0,1 mV/m para um modelo desenvolvido por Tzur e Roble (1985). Embora estes campos sejam menores que os ionosféricos, eles podem ser suficientes para produzir irregularidades na densidade eletrônica na ionosfera (Pinto, 1987).

Outro aspecto importante de citar relacionado especificamente aos relâmpagos é a produção de “whistlers” que se propagam até a magnetosfera provocando a precipitação de elétrons por absorção de energia por girorressonância (Chang e Inan, 1985). Este fato causa mudanças na concentração de elétrons na ionosfera o que produz alterações nas

suas propriedades reflectivas, detectadas nas transmissões de sinais eletromagnéticos, como por exemplo no efeito Trimpi (Fernandez et al. 1997).

### **2.3.3 Mecanismos de Eletrização da Nuvem de Tempestade.**

Não existe ainda um consenso sobre os mecanismos responsáveis pela produção e separação de cargas nas nuvens (Volland, 1984).

As nuvens responsáveis pelo surgimento da maioria dos raios são as *Cumulonimbus*, cuja base se localiza a uma altura de 2 a 3 km, tendo uma extensão vertical de 10 a 17 km, dependendo da latitude em que se formam. Essas nuvens são originadas por correntes convectivas de ar quente que levam a água em forma de vapor para regiões mais elevadas, e portanto com temperatura mais baixas. Devido a grande extensão vertical, conforme a temperatura vai baixando, segundo os gradientes térmicos da troposfera, na presença de núcleos de condensação, o vapor vai se condensando em gotículas de água e essas, em seguida, vão se congelando, formando diversas estruturas sólidas. São essas partículas sólidas as responsáveis pela formação de cargas elétricas positivas e negativas que se distribuirão por altura, dentro das nuvens, resultando então em uma estrutura elétrica para a nuvem como um todo, intimamente relacionada com as propriedades dinâmicas e termodinâmicas dessas partículas e demais condições atmosféricas existentes no interior das nuvens.

Existem descrições teóricas que propõem mecanismos macroscópicos e microscópicos responsáveis pela geração e separação dessas cargas.

Dentre as descrições macroscópicas citamos a gravitacional (ou de precipitação) e a convectiva. A gravitacional supõe serem os choques entre as partículas leves (como os cristais de gelo) e as pesadas (como o granizo) que provocam o surgimento de cargas, e que é a ação da gravidade sobre as mais pesadas (com carga negativa) que faz com que as cargas negativas ocupem a região inferior das nuvens. A convectiva atribui à existência de correntes de ar quente para cima, o papel de transportar cargas positivas

(geradas por efeitos de pontas, na superfície da Terra) para regiões mais altas da nuvem e que são os raios cósmicos os geradores de cargas negativas na atmosfera, as quais são atraídas pelas positivas existentes dentro das nuvens.

Dentre as descrições teóricas microscópicas citamos primeiramente a indutiva, segundo a qual as partículas grandes (granizo) se polarizam pela existência de um campo elétrico externo que faz com que a parte superior dessas partículas fique negativa e a parte inferior positiva. Com o movimento descendente do granizo acontecem colisões com partículas menores (cristais de gelo) na parte inferior do granizo, havendo transferência de cargas positivas do granizo para os cristais, ficando os primeiros com um excesso de cargas negativas e os últimos com excesso de cargas positivas.

Finalmente, processos microscópicos de natureza não indutiva podem ocorrer no interior das nuvens. Numa descrição deste tipo, outras variáveis termodinâmicas desempenham um papel importante. A temperatura de inversão de carga,  $T_R$ , por exemplo, obtida a partir de experimentos de laboratório, foi encontrada como sendo o valor limite inferior de temperatura na qual as partículas maiores (granizo, que podem ter carga positiva ou negativa) ao colidirem com as partículas menores (cristais de gelo) transferem carga negativa para as últimas, ficando positivas. Abaixo desta temperatura, que é estimada em torno de  $-15^{\circ} \text{C}$ , o granizo transfere carga positiva tornando-se negativamente carregado. Desta maneira, formam-se centros de cargas nas nuvens que se distribuem conforme a sua isoterma (Gin, 1992; Volland, 1984).

## 2.4 O Mecanismo de Descarga

### 2.4.1 Descrição geral do mecanismo de descarga

Quando o campo elétrico no interior da nuvem de tempestade atinge valores da ordem de  $10^5 - 10^6$  V/m, ocorre a ruptura da rigidez dielétrica do ar na base da nuvem, iniciando-se o *mecanismo de descarga*.

Cargas negativas são impulsionadas para baixo em pequenos passos da ordem de 50 m, percorridos em média em  $1\mu\text{s}$ , com uma pausa de  $50\mu\text{s}$  entre cada passo e com uma velocidade média ao longo da distância entre a nuvem e o solo da ordem de  $10^5$  m/s, gerando uma corrente elétrica de 100 a 1000 A. Essa fase é chamada de *líder escalonado*. Ela demarca uma região do espaço chamada de *envelope corona* onde cargas ficam estocadas, em que se formará o *canal principal* entre a nuvem e o solo. O desenvolvimento dessa fase pôde ser percebido em medidas de campo elétrico confrontadas com fotografias feitas com o filme girando em alta velocidade (Schonland et al. 1938a; Schonland et al. 1938b).

À medida que a ponta do *líder escalonado* se aproxima do solo, a diferença de potencial entre ele e pontos elevados na superfície da Terra aumenta, fazendo com que surjam a partir do solo, condutores positivos para cima. A cerca de 100 m do solo ocorre o *processo de ligação*, quando a ponta do *líder escalonado* toca um desses condutores ascendentes, ocasionando o *primeiro choque de retorno*. Ocorre então a formação de um *canal principal* que é uma região no interior do envelope corona com uma largura da ordem de 1 a 5 cm, fortemente ionizada, submetida a uma corrente elétrica muito intensa.

O que caracteriza a fase do choque de retorno é o aumento da corrente registrada no solo de um valor de 100 a 1000 A, para valores da ordem de dezenas de quiloampères em média. Isso ocorre num intervalo de tempo de 1 a  $20\mu\text{s}$ , com um decaimento aos

valores iniciais num intervalo de tempo de cerca de 200 a 500  $\mu\text{s}$ , gerando um pulso que percorre a distância entre a Terra e a nuvem com uma velocidade da ordem de  $10^8$  m/s.

Inicialmente, as cargas que fluem para o solo são aquelas que estão distribuídas na ponta do *líder escalonado*, gerando um pulso que se propaga desde o solo até à nuvem, sendo o responsável pelo primeiro pico da corrente. As cargas que estão depositadas ao longo do canal formando o *envelope corona*, colapsam em direção ao canal e daí para o solo estabelecendo uma corrente chamada de *corrente corona* a qual faz surgir um segundo pico na corrente elétrica registrada no solo. O canal principal e suas ramificações ficam luminosos, se aquecem e se dilatam produzindo o *trovão*.

Após o *choque de retorno* ocorrem os processos de descargas internas à nuvem conhecidos como *processos K e J*. Algumas descargas possuem apenas um *choque de retorno*, mas havendo cargas disponíveis na base da nuvem, um novo condutor chamado *líder contínuo* percorre o canal principal com uma velocidade de  $10^6$  m/s, depositando de 1 a 10 C de cargas negativas ao longo do canal, desde a nuvem até o solo. Quando o *líder contínuo* se aproxima do solo, é iniciado um novo *choque de retorno*, sem ramificações.

A Figura 2.3 mostra as diversas etapas descritas anteriormente. Uma descrição mais detalhada desse mecanismo será apresentada a seguir.

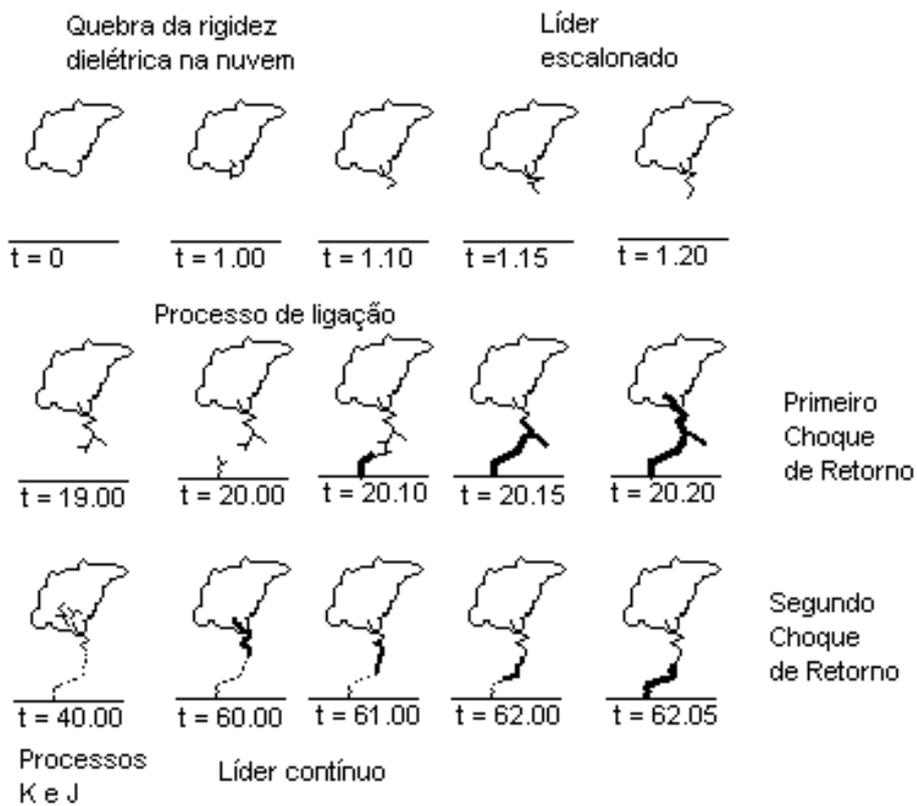


Fig. 2.3 Mecanismo de descarga. Os instantes de tempo  $t$  são em milissegundos.

FONTE: Uman (1987 pag. 12).

## 2.4.2. Fases do Mecanismo de Descarga

### 2.4.2.1 Ruptura preliminar da rigidez dielétrica na base da nuvem.

O processo físico de ruptura da rigidez dielétrica em gases envolve mecanismos físicos bastante complexos e não é o objetivo apresentar detalhes de seu desenvolvimento. Vamos nos restringir aos dados referentes ao estudo de relâmpagos.

As evidências que confirmam a existência dessa fase nas descargas atmosféricas vêm de registros fotográficos obtidos por Malan em 1952 e 1955 (em Uman, 1987), mostrando que as nuvens ficam luminosas por um período de tempo da ordem de centenas de milissegundos, instantes antes de se iniciar o líder escalonado. A duração típica dessa fase é de 10 a 30 ms. A localização desse processo é feita por medidas de alterações do campo elétrico obtido por uma ou várias estações distribuídas no solo, registrando as variações do campo elétrico, e pela localização das fontes de radiação de VHF produzidas dentro da nuvem.

As fontes desse processo são as descargas entre os centro de carga negativo,  $N$ , e os centros de carga positivos,  $p$ , na base da nuvem. As descargas começam nos centros positivos e se dirigem para o centro principal de cargas negativas, ou vice-versa, e produzem mudanças características no registro do campo elétrico DC, que permitem não só determinar a polaridade da descarga como também a localização das cargas fontes. Clarence e Malan (em Uman, 1987), estudando registros do campo elétrico na África do Sul localizaram esse processo como ocorrendo a uma altitude entre 1.4 e 3.6 km.

### 2.4.2.2 Líder escalonado (stepped leader)

Para que haja a quebra uniforme da rigidez dielétrica do ar em campos gerados por cargas negativas em condições laboratoriais, que propicie a propagação do condutor por passos, o valor do campo elétrico deve atingir valores da ordem de  $10^5$  a  $10^6$  V/m. Em

campos intensos da ordem de  $10^5 - 10^6$  V/m, os elétrons liberados pela quebra da rigidez dielétrica do ar, se ligam a moléculas de  $O_2$  para formarem os íons  $O_2^-$ . Esses se unem à água formando  $O_2^- \cdot nH_2O$ , os quais são menos móveis, se deslocando muito lentamente (Heckman e Williams, 1989).

Durante a fase do líder escalonado, à medida que ele progride em direção ao solo, esses elétrons liberados vão se estocando em regiões do espaço, em torno da direção de progressão dos líderes escalonados. Essa região do espaço é chamada de envelope corona e as cargas aí armazenadas são fontes de corrente durante o choque de retorno. Como consequência disso, o campo elétrico medido no solo sofre alterações registradas como pequenos pulsos.

Em termos do campo elétrico DC, medido no solo, essa fase da descarga é caracterizada por variações abruptas e sucessivas do campo elétrico precedendo o choque de retorno.

Conforme Schonland (1938), existem dois tipos de líder escalonado, o tipo  $\alpha$  e o  $\beta$ . Nos líderes do primeiro tipo a velocidade de propagação para baixo é da ordem de  $10^5$  m/s, apresentando passos que não variam significativamente em comprimento e brilho, sendo contudo, de comprimento menores e menos brilhantes que os do tipo  $\beta$ . Esses, por sua vez, apresentam velocidade de propagação da ordem de  $10^6$  m/s e extensa área de ramificações na base da nuvem, se confundindo muitas vezes com descargas para o ar com muitas ramificações. Ao se aproximarem do solo, os líderes do tipo  $\beta$  se transformam em líderes do tipo  $\alpha$  (Schonland et al, 1938b). A propagação do líder escalonado pode ser descrita em modelos matemáticos que dependem da distribuição espacial de cargas, taxa de ionização, recombinação e captura de elétrons (Uman, 1987).

Estudos de laboratório mostram que a propagação de líderes escalonados pode ser descrita em termos da transição do regime de luminescência para o de formação de arcos, quando a corrente elétrica excede o valor da ordem de 1 A.

### 2.4.2.3 Processo de ligação

Essa fase ocorre quando a ponta do líder escalonado, transportando cargas negativas, ao se aproximar do solo, toca um dos líderes ascendentes com cargas positivas emitidas por edificações, árvores ou pelo próprio solo, por efeito de pontas. A distância de onde ocorre esse processo até o ponto onde o raio toca o solo ou uma estrutura é chamada *distância de atração* (striking distance) e é um parâmetro importante para a proteção contra choques diretos, principalmente de linhas de transmissão. Supõe-se que a distância de atração corresponda à metade da distância entre a ponta do líder escalonado, após o penúltimo passo, e o ponto onde o raio toca uma estrutura, ou o solo.

Para proceder ao cálculo da distância de atração, utiliza-se uma descrição física do processo de ligação que supõe que a carga fica estocada na ponta do líder escalonado, no instante que o campo elétrico em alguns pontos ligados ao solo atinge valores superiores aos da ruptura. Uman (1987), apresenta uma relação empírica entre a quantidade de carga e a corrente de pico do choque de retorno, em uma correlação do tipo:

$$i_p = K_1 \cdot q^m \quad (2.1a)$$

onde  $K_1$  e  $m$  são constantes, assumindo contudo, valores diferentes para diversos autores. A distância de atração está relacionada com a corrente de pico por uma relação empírica da mesma forma da anterior:

$$d_a = K_2 \cdot (i_p)^n \quad (2.1b)$$

onde,  $K_2$  e  $n$  são constantes, podendo variar de autor para autor. Os valores de  $K$  variam de 1 a 10 e os de  $m$  e  $n$  são números fracionários, escolhidos empiricamente. A fractalidade apresentada em rupturas de dielétricos (Niemeyer et al. 1984), deve estar ligada ao fato de  $m$  e  $n$  não serem números inteiros, estando esses números certamente, associados às dimensões fractais.

Os valores da distância de atração calculados ficam entre 10 m e algumas centenas de metros, dependendo dos valores de  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $m$  e  $n$  utilizados.

Outro processo para se determinar a distância de atração baseia-se em registros fotográficos, com duas câmeras, a partir da determinação do ponto em que o canal apresenta uma curvatura acentuada na direção do solo ou da estrutura atingida. Valores obtidos por esse método, com dados da Estação da Serra do Cachimbo em Minas Gerais, estão entre 100 e 200 m (comunicação interna, CEMIG). Entretanto, uma avaliação mais pormenorizada se faz necessária para estabelecer definitivamente o valor da distância de atração na Estação do Cachimbo.

#### 2.4.2.4 Líder Contínuo (Dart leader)

Uma vez finalizado o choque de retorno (duração de 100 a 300  $\mu$ s), a intensidade das correntes reduz-se a valores próximos dos valores típicos de corrente contínua (Seção 2.4.2.5) e o campo elétrico cessa a variação abrupta que caracteriza o choque de retorno (Schonland et al. 1938a). A partir desse instante, pode acontecer também de o canal ser percorrido por um outro líder, chamado então de *líder contínuo*, que deposita carga ao longo do canal. Ao se aproximar do solo, um novo choque de retorno se inicia. Evidências da existência dessa fase são os registros de campo elétrico, que apresentam oscilações semelhantes às do líder escalonado, mas de menor intensidade (Schonland et al. 1938a).

#### 2.4.2.5 Corrente Contínua

A corrente contínua que trafega no canal provoca uma queda uniforme no campo elétrico DC num intervalo de tempo da ordem de décimos de segundo. Ela tem uma duração de 0.1 a 0.5 segundos, atinge valores em torno de alguns quiloampères, e ocorre antes, durante e após a fase do choque de retorno, podendo ser medida separadamente entre os choques subseqüentes de uma descarga atmosférica. Certamente a causa para essa corrente é a carga existente nos centros de carga da nuvem. No caso de choques negativos descendentes pode-se obter uma expressão para a corrente contínua, a partir

da Lei de Coulomb, relacionando a derivada do campo elétrico com a corrente contínua. Supondo-se que o tempo  $t_s$ , para que haja variação espacial considerável da posição dos centros de carga seja muito maior que  $t_t$ , tempo em que ocorre a movimentação de cargas para o solo, a Lei de Coulomb nos fornece (Lin et al. 1980),

$$i_u = \frac{2pe_0}{H} (H^2 + D^2)^{3/2} \frac{d}{dt} E(D, t) \quad (2.2)$$

onde o campo elétrico é representado pela letra E, sendo H a altitude do centro de cargas, D a distância do ponto onde o relâmpago toca o solo ao ponto no qual é feita a medida do campo elétrico, e  $\epsilon_0$ , a permissividade do vácuo.

#### 2.4.2.6 Processos J e K

Os processos J e K são variações do campo elétrico causadas por descargas que ocorrem dentro da nuvem. Os processos J estão associados a descargas que precedem choques de retorno e provocam alterações no campo elétrico bem menores que as da corrente contínua, sem apresentar luminosidade, em tempos da ordem de dezenas de milissegundos. Já os processos do tipo K são vistos como pequenos choques de retorno que ocorrem dentro da nuvem, em que pequenos centros de carga descarregam outros centros de carga de sinal oposto, provocando variações no campo elétrico em escala de milissegundo e apresentando luminosidade. Existe discordância na literatura de como os processos J e K, são correlacionados, sendo discutido se é um deles o processo que apenas antecede ou que provoca o outro.

## 2.5 O Choque de Retorno

A fase mais crítica da descarga é a fase do choque de retorno (CR). Ela está representada nas Figuras 2.3 e 2.4 como linhas mais escuras contínuas. Os tempos apresentados nessas figuras são valores característicos. A escala temporal da Figura 2.4 está distorcida para comportar toda a descarga na figura. Pode-se incorporar ao choque de retorno a corrente contínua que se segue a ele, de forma que o tempo total de duração do CR é da ordem de dezenas de milissegundos. A modelagem matemática a ser apresentada no Capítulo 5 refere-se a essa fase da descarga.

Numa torre, instantes antes de uma descarga acontecer, normalmente flui uma corrente por efeito de pontas da ordem de algumas centenas de amperes. Quando essa torre é atingida por uma descarga, a corrente elétrica se eleva a valores de até centenas de quiloampères. A subida da corrente no primeiro choque de retorno é mais suave que nos choques subsequentes, com o valor de pico sendo atingido em tempos característicos da ordem de dezenas de  $\mu\text{s}$ . Nos choques de retorno subsequentes a rampa de subida é mais íngreme, o valor de pico é menor que nos primeiros choques, sendo atingido em tempos da ordem de poucos microssegundos. O tempo de decaimento à metade do valor de pico nos primeiros choques de retorno é da ordem de 100  $\mu\text{s}$  e de cerca de 50  $\mu\text{s}$  nos subsequentes. Esses valores característicos mostram que a corrente se desenvolve em forma de pulsos de corrente muito intensos e muito estreitos. A forma de onda média será apresentada mais adiante no Capítulo 4.

É o surgimento dessas correntes que provoca a maioria dos danos causados por descargas atmosféricas, que vão desde a ruptura mecânica dos materiais a queimas de equipamentos e até a morte de seres humanos e animais, seja por efeito dos choques diretos, ou efeitos induzidos pelas descargas. Num raio de 10 km, o sinal predominante, abaixo de 10 kHz, é devido à radiação e campos eletrostáticos (Uman, 1987).

A análise espectral da faixa da luz visível do canal luminoso suposto estar em equilíbrio termodinâmico local permitiu determinar que dentro dos primeiros 10  $\mu\text{s}$  a temperatura é da ordem de 30.000 K. Depois de 10  $\mu\text{s}$  essa temperatura está abaixo desse valor e após 20  $\mu\text{s}$  ela está abaixo ou próxima de 20.000 K. Nos primeiros 5  $\mu\text{s}$  a densidade eletrônica é da ordem de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  com uma pressão de cerca de 8 atm. Na pressão de equilíbrio esse valor é de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , permanecendo constante. Contudo, face a resolução temporal de alguns microssegundos, esses valores são considerados como médias nesses intervalos. Num plasma de Nitrogênio em equilíbrio termodinâmico local a uma pressão de 1 atm a densidade eletrônica é calculada teoricamente como sendo da ordem de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  para todas as temperaturas entre 13.000 e 35.000 K. Como a atmosfera é constituída predominantemente de  $\text{N}_2$ , e supondo-se que um plasma de ar seja semelhante a um plasma de  $\text{N}_2$ , esses cálculos teóricos confirmam os valores experimentais medidos. Valores típicos do campo elétrico medidos no raio de 1 km indicam um campo elétrico da ordem de 6-8 kV/m nos primeiros choques de retorno e de 4-6 kV/m nos choques subsequentes (Uman, 1987).

Existem diversos tipos de modelos matemáticos que descrevem essa fase de uma descarga atmosférica. Uma descrição extensa, envolvendo a análise de modelos prévios e deduzindo expressões para as correntes elétricas a partir das equações de Maxwell para o choque de retorno será apresentada no Capítulo 5.

Instantes depois que o choque de retorno ocorre, muitas vezes o canal permanece luminoso indicando que correntes elétricas estão trafegando no canal. Essa corrente elétrica é chamada de componente M e será discutida com mais detalhes no Capítulo 4. Sua existência foi detectada inicialmente a partir de medidas de variação do campo elétrico, em forma de pequenos pulsos, na África do Sul por Schonland e colaboradores na década de 30 e ocorrem por todo intervalo logo após o choque de retorno até o próximo choque (Malan e Schonland, 1947). Medidas dessa corrente são feitas geralmente numa escala temporal típica de milissegundos, de forma que as características desses pulsos são estabelecidas para componentes M que ocorrem muito tempo após o

pico da corrente do CR ser atingido, e portanto chamadas de componentes M distantes. Nesta tese estamos apresentando pela primeira vez, medidas diretas da componente M, registradas numa escala de microssegundos, muito próximas do CR, comparando-as com as componentes M distantes (Thottappillil et al. 1990 e Thottappillil et al. 1995). Valores típicos da corrente elétrica nas componentes M são da ordem de 200 A para as distantes (instantes característicos em que ocorrem são da ordem de 1 ms ou mais (Thottappillil et al. 1995)) e de 2.000 A para as próximas (tempos da ordem de 200 a 500  $\mu$ s (Lacerda et al. 1997c)).

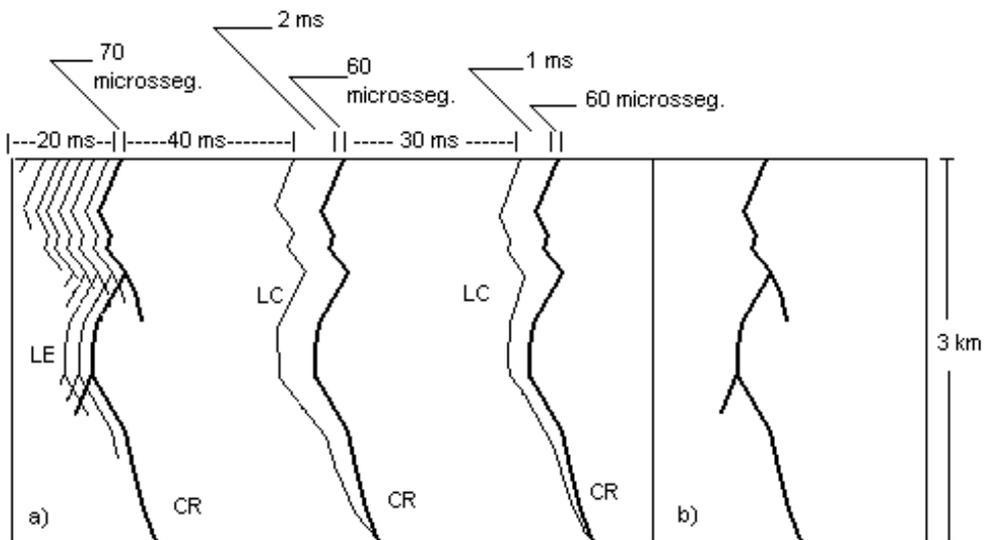


Fig. 2.4 Esquema fora de escala, mostrando simuladamente uma descarga nuvem solo:  
 a) tempos característicos das diversas fases (CR: choque de retorno; LC: líder contínuo; LE: líder escalonado) registrada por câmera com o filme girando em alta velocidade; b) a mesma descarga registrada em filme estático.

FONTE: Uman (1987. pag. 14).

## Capítulo 3

### Técnicas de Medidas de Corrente Elétrica na Atmosfera.

#### 3.1 Corrente Elétrica na Troposfera no Instante da Descarga

As correntes na atmosfera em tempo bom, resultam da ionização de moléculas, com produção de íons, que submetidos ao campo elétrico natural da Terra e às turbulências da atmosfera (ventos, gradientes de temperatura) produzem uma corrente resultante dada pela diferença entre a corrente de condução (os dois primeiros termos da expressão escalar abaixo) e a corrente de convecção (último termo):

$$J = E_z (\xi_+ + \xi_-) - v \cdot \zeta \quad (3.1)$$

onde  $E_z$  é a componente vertical do campo elétrico de tempo bom,  $\xi_+$  e  $\xi_-$  são as condutividades associadas aos íons positivos e negativos, respectivamente,  $v$  é a componente vertical da velocidade dos íons da corrente convectiva e  $\zeta$  é a densidade volumétrica de cargas na atmosfera. Wällin (1994), a partir de um modelo físico para o campo de tempo bom, obtém expressões analíticas para a mobilidade, condutividade, densidade de íons e campo elétrico.

A corrente em condições de tempo bom é da ordem de  $2 \times 10^{-6} \text{ A/km}^2$  o que totaliza uma corrente de 1000 A fluindo de cima para baixo ao longo de toda a superfície da Terra (Schonland, 1953).

Os dispositivos para a medida de corrente na atmosfera são relativamente simples e envolvem basicamente uma placa condutora aterrada, associada a um circuito elétrico, responsável pela mensuração da corrente. Na hora da descarga um pulso é registrado.

As técnicas de medida das correntes no canal principal durante os choques de retorno são bem diferentes, face a intensidade dessas correntes. Enquanto na atmosfera as correntes tem densidade da ordem de  $1 \text{ pA/m}^2$ , as correntes que fluem nos choques de retorno atingem normalmente, valores da ordem de 10-100 kA.

O estudo da corrente desenvolvida ao longo do canal principal durante o choque de retorno, historicamente teve como objetivo determinar:

a) os parâmetros elétricos que permitam dimensionar a proteção contra os efeitos da passagem direta das correntes das descargas ou de transientes induzidos por relâmpagos, em sistemas elétricos (linhas de transmissão, linhas de distribuição, circuitos elétricos, sistemas de pára-raios) (Barros, 1997; Caixeta e Pissolato, 1997a e 1997b; Chang et al 1989; Kascher 1997; Kostenko, 1995; Lacerda 1988, 1989, 1997; Lacerda et al. 1997a, 1997b, 1997c; Nucci, 1997a e 1997b);

b) as características das descargas que produzem incêndios em florestas (Darveniza e Zhou, 1994; Vonnegut et al. 1995);

c) a forma das curvas de corrente que permita estabelecer a distribuição de corrente ao longo do canal para o cálculo da radiação distante (Nucci et al, 1990);

d) as características das descargas em função da latitude (Mackerras e Darveniza, 1994; Pinto et al. 1997);

e) o cálculo da distância de atração em função do valor de pico da corrente para utilização em modelos de proteção (Eriksson, 1979);

f) modelagem matemática da corrente para o cálculo de parâmetros físicos de difícil medição direta (Oetzel, 1968; Borovski, 1995; Lacerda, 1993).

### **3.2 Histórico dos Registros de Corrente de Choques Diretos.**

O registro da forma de onda mais antigo que localizamos foi de 1939, quando C. F. Wagner (1939) obteve um registro de corrente elétrica de um choque direto de uma descarga negativa, com duração total de 20 ms. A curva apresenta um valor de pico de 21 kA, no instante  $t = 0$ ; um decaimento praticamente linear num papel di-log, para cerca de 1 kA até aproximadamente 150  $\mu$ s; um decaimento quase linear para 700 A, entre 150 e 450  $\mu$ s; e para 600 A de 450  $\mu$ s até 1100  $\mu$ s. Mostra um novo decaimento até 100 A entre 1100  $\mu$ s e 5000  $\mu$ s, um patamar constante de 100 A até 15000  $\mu$ s e um decaimento até zero em 20000  $\mu$ s. Esse fato significou muito para a proteção contra descargas atmosféricas pois foi utilizado pela primeira vez um protetor projetado para 3000 V. O “fulchronograph”, produzido pela Westinghouse, foi o novo tipo de registrador que permitiu o registro de toda a curva de corrente de uma descarga. Ele foi instalado no teto da Catedral da Universidade de Pittsburgh. Com base nesse registrador, 23 estações de captura de descargas foram montadas. As estações eram compostas basicamente de um mastro sobre isoladores e sobre uma caixa contendo os protetores (supressores de surto) e dois registradores tipo “fulchronograph”. Esses registradores eram constituídos por um disco acionado por um motor, tendo nas suas bordas uma série de magnetos, que ao girar próximo ao ponto onde caiu a descarga, expunha os magnetos ao campo criado pela corrente da descarga. A magnetização registrada nos magnetos é proporcional à corrente. Esse equipamento podia registrar correntes na faixa de 80 A a 150 kA. Eram normalmente instalados aos pares, um girando em alta velocidade para o registro do choque e um outro numa velocidade mais baixa para registrar a multiplicidade. Os discos paravam automaticamente depois da descarga (Wagner, 1939).

Em 1940, McEachron publicou o resultado da análise de oscilogramas de corrente em choques diretos obtidos durante o verão de 1937 no edifício Empire State em Nova York, utilizando técnica fotográfica de grande resolução para registrar o canal principal, sincronizada com um oscilógrafo. Foi possível então identificar cada mudança de densidade no filme fotográfico e relacioná-las com as correspondentes mudanças nas correntes registradas. Em alguns oscilogramas a corrente inicialmente negativa mudou para positiva próximo ao final. Na maioria dos registros a corrente permaneceu negativa. Foi possível reconhecer a existência da corrente contínua da ordem de 10 A a centenas de Amperes em algumas descargas. O autor propõe uma curva para a corrente de  $1,5 \times 40$  ( $1,5 \mu\text{s}$  para o intervalo de tempo até o pico e  $40 \mu\text{s}$  para o tempo em que a corrente cai a metade do valor de pico) para a realização de testes em laboratório, uma característica obtida da análise de seus oscilogramas, que mostravam ondas com frente apresentando inclinação elevada. Os valores de pico variavam entre 5 kA e 30 kA. Ele comenta que em nenhum caso houve corrente oscilatória. (McEachron, 1940). A forma da onda é semelhante à apresentada por Wagner no ano anterior.

No ano de 1941, Bruce e Golde publicam o seu trabalho “The Lightning Discharge” onde é feito um resumo das principais características dos relâmpagos, disponíveis em forma de dados até então. Estatísticas são apresentadas para o número de choques por descarga, duração das descargas, intervalo entre os choques, correntes de relâmpagos em linhas de transmissão e no edifício Empire State, radiação causada pelas descargas, valores do potencial elétrico necessários para dar início ao mecanismo de descarga, forma de onda da corrente da descarga, dentre outros parâmetros. Diversos registros de corrente são mostrados. Nesse trabalho é feita pela primeira vez a proposta de que a curva  $y = A ( e^{-\alpha t} - e^{-\beta t} )$ , deve ser usada na modelagem da descarga onde  $A$ ,  $\alpha$  e  $\beta$ , são parâmetros livres (Bruce e Golde, 1941), e  $y$  pode ser o campo elétrico ou a corrente. Mais tarde discutiremos com detalhes algumas características dessa expressão.

A partir de 1940, registros de curvas de correntes começam a ser obtidos em diversas estações de pesquisa, no intuito de melhorar os parâmetros de curvas usadas em laboratório de testes, bem como para esclarecer mais detalhes acerca dos parâmetros até então estudados.

Em 1944, G. D. McCann (1944) publica o resultado da análise da corrente em 135 choques de retorno de 46 descargas diretas em estruturas variando de 24 m a 178 m, comparando os resultados com os obtidos por McEachron no Empire State (375 m de altura). São utilizadas duas técnicas diferentes para a medida da corrente: o “fulchronograph” para correntes intensas e um registrador fotográfico para correntes abaixo de 50 A. Além disso, são utilizados registradores de frente de onda para medida da taxa de elevação da corrente, câmeras fotográficas, oscilógrafos e integradores para o cálculo da carga transferida. Além de apresentar estatística de diversos parâmetros (duração da frente, valor de pico, multiplicidade, etc.), apresenta um gráfico de distribuição de relâmpagos capturados versus altura da estrutura. A principal conclusão a que chega o autor é que os relâmpagos que atingem estruturas mais baixas que 180 m são similares aos que chegam ao solo diretamente, diferentemente dos que atingem o Empire State que são na sua maioria induzidos, por pré descargas provenientes do próprio edifício. Essa diferença se refere ao mecanismo de descarga, tempo de frente de onda, taxa de subida, valores de pico e multiplicidade, e não propriamente ao aspecto da forma de onda da corrente que se apresenta muito semelhante às registradas até então na literatura. Em um dos registros obtidos numa torre de 33 m, a corrente apresenta uma intensa oscilação em torno de um valor médio decrescente, enquanto o registro no oscilógrafo mostra uma luminosidade contínua depois do choque de retorno.

A técnica de captura de descarga em torres foi também utilizada a partir da década de 40 por um outro pesquisador, K. Berger, que construiu duas torres: a primeira em 1943 no monte San Salvatore a 915 m do nível do mar e 640 m do nível do lago Lugano nas suas cercanias, posteriormente reconstruída em 1958 para abrigar também uma torre de rádio-transmissão, e a segunda construída em um pico secundário a 400 m de distância da primeira, sendo seu

topo 47 m mais baixo que o da primeira. Ambas as torres mediam 70 m e utilizavam circuito em forma de um “shunt” para atenuação do sinal e posterior registro em oscilógrafos eletromagnéticos e de raios catódicos. As torres enviavam sinais para uma estação munida de outros instrumentos para o registro da carga transferida e câmara de Boys para registro fotográfico das descargas. As câmeras permitiam ampla visão do horizonte para registrar os pontos onde as descargas atingiam o solo. Essas torres permitiram observar que quando uma torre era atingida por um raio, a outra torre registrava um impulso de polaridade contrária e que, quando ocorriam descargas próximas às torres, era ouvido um ruído nas torres, semelhante aos impulsos corona em linhas de alta tensão durante a propagação de impulsos. A corrente era registrada em três escalas: uma de longa duração (horas), para registrar a corrente corona emanada das torres, outra de 2000  $\mu$ s, para registro da forma de onda, e outra de 100  $\mu$ s para mostrar os detalhes da frente de onda. Esses registros permitiram notar algumas diferenças entre as curvas observadas e aquelas preconizadas pelo IEC (International Electrotechnical Committee), no que diz respeito ao tempo de crista e à concavidade da curva. Permitiram mostrar também, que, em choques cuja intensidade da corrente era inferior a 10 kA, a cauda era semelhante a uma exponencial e que nos choques subsequentes as frentes de onda eram semelhantes. A comparação da carga transferida por efeito corona das torres com a carga obtida pela integração direta das curvas de corrente dos choques permitiu demonstrar que, contrariamente ao que Franklin pensava, a primeira é muito menor que a segunda, e portanto, a carga emitida pelo efeito de pontas por um pára-raios é insuficiente para aniquilar as cargas de sinal oposto dentro da nuvem. Berger (1967) estabelece uma convenção para caracterizar as descargas quanto à polaridade (positiva ou negativa dependendo da carga transferida para o solo) e quanto à direção de propagação (ascendente ou descendente). Finalmente analisa algumas questões consideradas por ele como não resolvidas até aquela época, referentes ao mecanismo de iniciação de uma descarga, e relativas às diferenças observadas em descargas simuladas em laboratório e as descargas dos relâmpagos naturais, dentre outros. Esses trabalhos foram desenvolvidos nas décadas de 40, 50 e 60 (Berger, 1967).

### **3.3 A Estação de Pesquisa de Relâmpagos da CEMIG.**

Os dados disponíveis de correntes de relâmpagos em torres, até o início dessa década provêm basicamente da Suíça, Itália, África do Sul e Brasil. As estações da Suíça e da Itália possuem circuitos diferentes das demais para a atenuação das correntes, enquanto as estações do Brasil e da África do Sul possuem circuitos semelhantes.

A Estação de Pesquisa de Relâmpagos da CEMIG (Companhia Energética de Minas Gerais) se localiza no Morro do Cachimbo (43° 58' 26" O, 20° 00' 39" S) a 15 km de Belo Horizonte, no Estado de Minas Gerais. Devido a sua localização ela é também chamada de "Estação do Cachimbo", ou simplesmente "Cachimbo". Usaremos a sigla EC para designar a Estação do Cachimbo. Ela está equipada para adquirir informações sobre:

- a) Atividade de relâmpagos nuvem solo;
- b) Campo elétrico atmosférico;
- c) Registros fotográficos com máquinas fotográficas comuns, e filmagens com câmera de vídeo, dos relâmpagos dentro do campo de visão das câmeras;
- d) Forma de onda e frente de onda da corrente de relâmpagos que tocam a torre (NEERI, 1985).

A Estação foi adquirida do National Electric Engineering Research Institute (NEERI), Pretória, África do Sul e foi instalada sob orientação do Dr. A. J. Eriksson, em 1985. Ela iniciou sua operação em novembro de 1985 e tem como mastro captor uma torre metálica de 60 m, em forma de um prisma triangular instalada no topo de um morro de 1400 m de altitude, sendo 200 m mais elevado que qualquer outro ponto da região circunvizinha.

No mesmo morro, a cerca de 10 m do mastro, está instalado um abrigo com equipamentos para o registro das descargas, completamente automatizado e posto em atividade por um contador de descargas tipo CIGRÉ de 10 kHz, que detecta as descargas a distâncias de 20 km, 10 km e 5 km. Esses equipamentos são:

a) registrador gráfico de 6 canais para registro em tempo real das descargas em um círculo de 5 km ou 20 km de raio, acionamento da estação em baixa velocidade, acionamento da estação no modo acelerado, registro da variação do campo elétrico e data e hora da ocorrência das descargas no mastro.

b) sistema de aquisição de dados formado por 2 osciloscópios digitais com memória de pré-disparo, 1 unidade de disparo externo, 1 registrador de tempo entre as descargas subseqüentes e 1 microcomputador HP com periféricos.

Duas estações remotas de vídeo e fotografia próximas à estação registram imagens das descargas por dois ângulos diferentes, o que possibilita a reconstituição tridimensional do caminho da descarga e levantamento da distância de atração (striking distance) (Diniz et al, 1995). A Figura 3.1 mostra um diagrama esquemático da região.

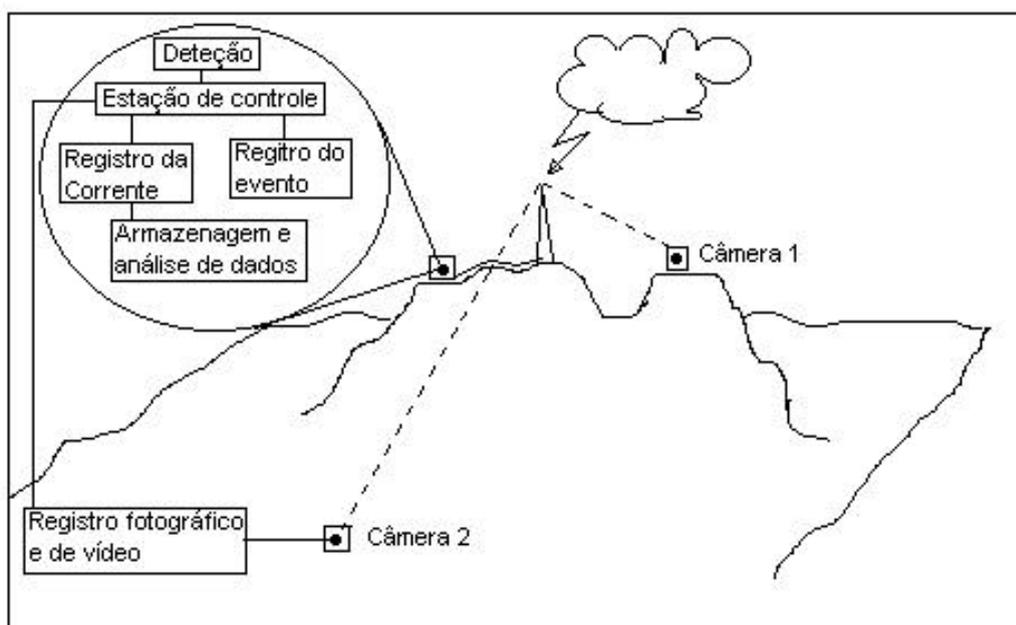


Fig. 3.1 Disposição física esquemática da Estação do Cachimbo. A distância da torre para a câmera 1 é de aproximadamente 1km e para a câmera 2 de cerca de 3 km.  
 FONTE: NEERI (1985 Pag. 3).

Quando uma descarga toca a torre, a corrente elétrica desce pela sua estrutura metálica até um condutor vertical com área de seção reta valendo aproximadamente  $0.001 \text{ m}^2$ . Esse condutor é seccionado próximo ao solo e em suas pontas são atarracados dois discos metálicos, mantidos a uma distância em torno de 0.5 cm um do outro, formando uma espécie de capacitor. Em paralelo com esse “capacitor” é ligado um resistor, formando um ramo adicional. Dois elos magnéticos da Pearson Eletronics, Inc. são colocados, um no ramo com o resistor com valor de corrente de pico de 20 kA e outro depois do nó que une o ramo adicional ao cabo principal com limite de 200 kA, na direção dos circuitos responsáveis pela medição da corrente. A fiação é conduzida então por eletrodutos galvanizados para o interior de uma estação na qual estão localizados os instrumentos para digitalização e registro gráfico dos sinais.

Correntes pouco intensas, da ordem de alguns quiloampères, trafegam apenas no ramo adicional. Já as descargas muito intensas rompem a rigidez dielétrica do ar que separa as duas placas metálicas, deixando marcas nos discos que vão de manchas escuras geometricamente distribuídas, à fundição do material da superfície dos discos metálicos. As figuras formadas pelas manchas escuras podem ser uma indicação dos modos dos campos elétricos e magnéticos que trafegam no canal calculados por Sommerfeld, supondo-o análogo a um condutor metálico (Sommerfeld, 1964, Johnk, 1975).

Um esquema geral incluindo um diagrama esquemático do circuito de medida da corrente é mostrado na Figura 3.2 (vide legenda da Figura 3.2). A estação inteira é acionada automaticamente quando os sensores (6) externos indicam uma incidência elevada de descargas próxima da estação (raio de 5 km) e o registro do campo elétrico acusa valores típicos aos registrados por ocasião das descargas (em torno de 10 kV/m). Quando uma descarga atinge o mastro o sinal de corrente é transferido para o sistema de aquisição de dados (3), na sala de instrumentação, após passar pelos transdutores (2).

A Figura 3.3 mostra como exemplo das curvas de corrente que serão analisadas no capítulo 4, três curvas de corrente do relâmpago 40: o primeiro (s4001), o segundo (s4002) e o décimo terceiro (s4013).

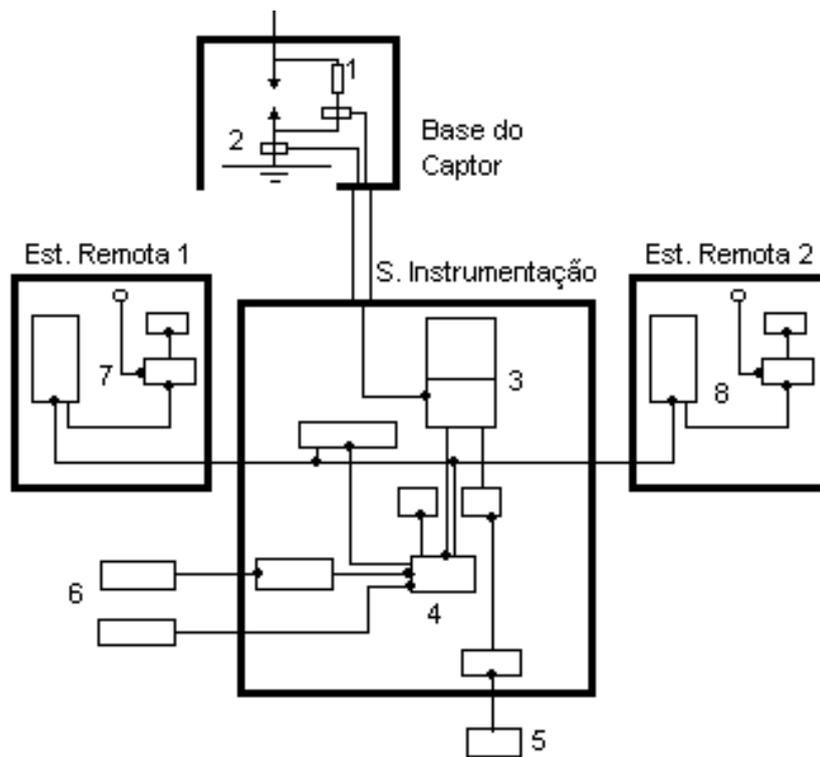


Fig. 3.2 Esquema geral da Estação do Cachimbo. 1: Resistor; 2: Transdutores; 3: Sistema de aquisição de dados; 4: Instrumentação de controle; 5: Alimentação; 6: Sensores externos para acionamento do sistema; 7 e 8 Instrumentação para registro fotográfico e imagem de vídeo.

FONTE: NEERI (1985 pag. 5).

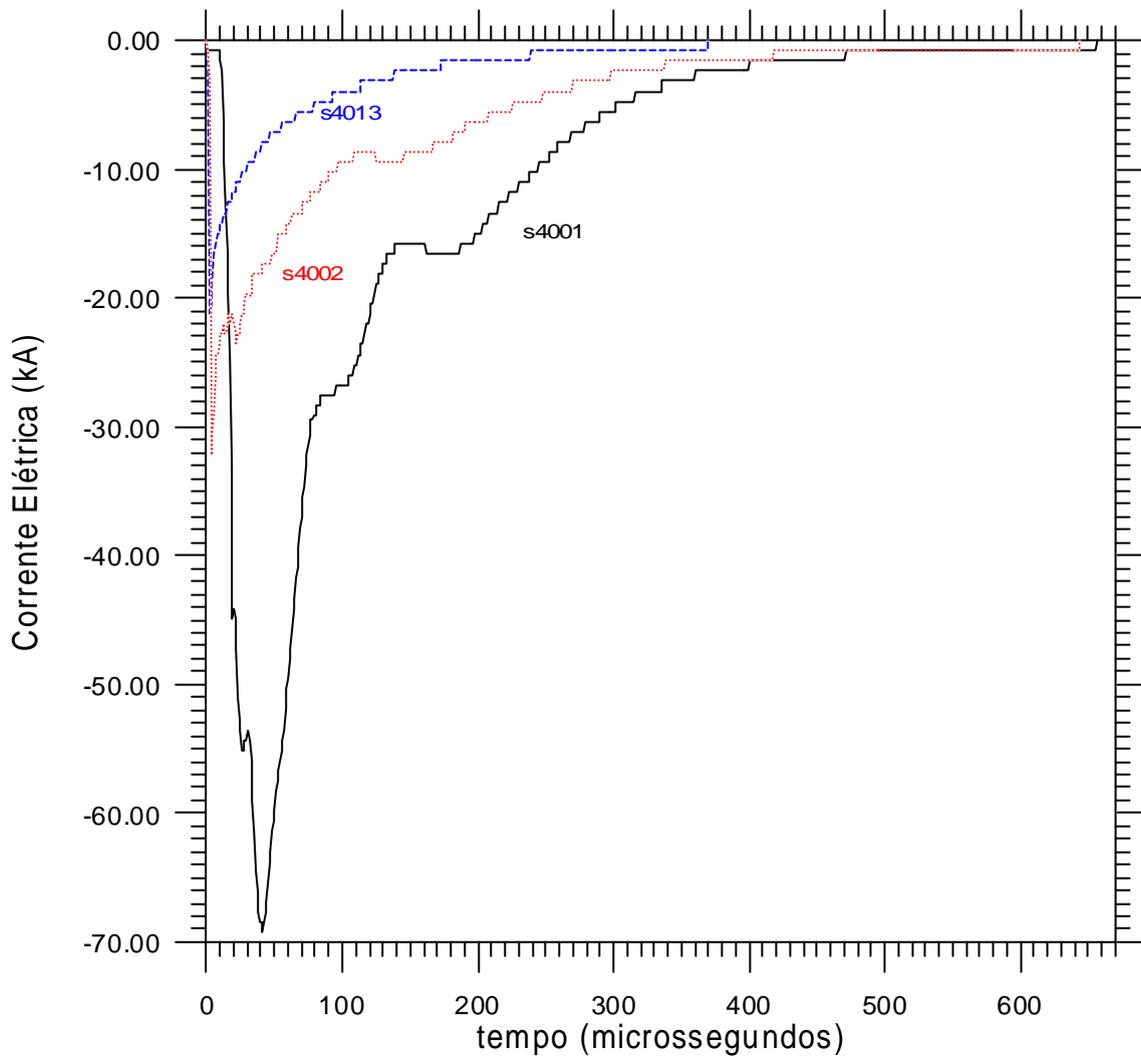


Fig. 3.3 Exemplos de curvas de corrente armazenadas no sistema. s4001 é a curva de corrente relativa ao primeiro choque de retorno do relâmpago 40.



## Capítulo 4

### Resultados

#### 4.1 Descargas

Passaremos a analisar os dados de curvas de corrente registrados na Estação de Pesquisa do Morro do Cachimbo. Inicialmente, abordaremos a massa de dados como um todo, para em seguida, analisarmos os primeiros choques e depois os choques subsequentes.

Na Tabela 4.1 constam os totais e respectivos percentuais das descargas capturadas entre novembro de 1985 e fevereiro de 1994 (Diniz et al. 1995). Calculado sobre o total das 27 descargas negativas descendentes, o percentual de descargas descendentes negativas com 1 choque foi de 63% e com mais de 1 choque foi de 37%.

TABELA 4.1. RESUMO DOS REGISTROS DE DESCARGAS ATMOSFÉRICAS NA ESTAÇÃO DO CACHIMBO DE NOVEMBRO DE 1985 A FEVEREIRO DE 1994

Número total de descargas	63
Número médio de descargas por ano	7
Descargas descendentes confirmadas (registros fotográficos ou forma de onda)	27 (43%)
Incidência de descargas negativas	46 (73%)
Número de descargas descendentes negativas com 1 choque	17 (63%)
Número de descargas descendentes com mais de 1 choque	10 (37%)
Valor de pico da corrente elétrica do primeiro choque (mediana)	41,3 kA
Valor de pico da corrente dos choques subsequentes (mediana)	16,0 kA
Densidade de descargas atmosféricas da região	5,5 Desc/km <sup>2</sup> /Ano

FONTE: Diniz et al. (1995 pag. 7).

Dentre as 27 descargas negativas, 22 foram selecionadas para este estudo e estão listadas na Tabela 4.2. Os critérios utilizados para a seleção dessas descargas foram os seguintes:

- 1) Descargas comprovadamente negativas descendentes;
- 2) Curvas de corrente apresentando a forma de onda semelhante às apresentadas por Berger (1967), Garbagnati e Lo Piparo (1970) e Eriksson (1979).

O critério 1 foi estabelecido para excluir da análise a possibilidade de estarem presentes na massa de dados a ser analisada descargas com processos físicos distintos, enquanto o critério 2 foi utilizado para permitir uma comparação com os mesmos tipos de curvas existentes em outras estações de pesquisa de descargas em torres. Nenhuma das curvas apresentou mudança de polaridade nesses 9 anos de pesquisa.

Na Tabela 4.2 o número da descarga (segunda coluna) designa o relâmpago na massa original de dados. G1, G2 e G3 se referem ao grupo da Tabela 4.3 ao qual o dado pertence. O número de choques que acontece em cada descarga (ou relâmpago) é chamado de multiplicidade de uma descarga e refere-se ao total de choques dentro da descarga, incluindo o primeiro. A hora local está em ordem crescente. Na descarga 50, o quarto choque apresentou uma corrente de pico de 0,2 kA e sua curva de corrente não consta nos dados do sistema. Podemos observar que as 10 descargas múltiplas ocorreram entre 14:46 h e 18:24 h. Nesse horário ocorreu um total de 54 choques entre descargas simples e múltiplas contra 9 choques todos de descargas simples fora desse horário.

A Figura 4.1 mostra a quantidade de choques que atingiu a torre (ordenada) por hora do dia (abscissa). No período que vai de 3:30 a 14:30 aproximadamente, não houve descargas capturadas pelo sistema. A maior quantidade de choques capturados ocorreu entre 16 hs e 17 hs, com um total de 26 choques.

O tempo de duração média das descargas múltiplas foi de 269 ms, com mediana de 180 ms, enquanto o intervalo médio entre os choques foi de 59 ms com mediana 54 ms, ficando a multiplicidade média em 6.1 choques. Os valores de pico das correntes do primeiro choque de retorno e dos choques subsequentes foram 41.3 kA e 16 kA, respectivamente (Diniz et al. 1995).

TABELA 4.2. REGISTROS DE RELÂMPAGOS NEGATIVOS ESCOLHIDOS PARA  
A ANÁLISE: MULTIPLICIDADE E DATA/HORA.

grupo	.descarga	número de choques	data	hora local
G3	54	1	08/11/93	00:47
G1	12	1	01/01/88	00:58
G1	13	1	01/01/88	01:03
G1	37	1	29/11/91	03:25
G3	56	1	27/12/93	14:45
G3	57	9	27/12/93	14:46
G1	26	3	11/10/90	14:49
G2	49	3	10/03/93	15:42
G2	50	5*	10/03/93	15:44
G3	58	9	20/01/94	16:05
G3	59	1	20/01/94	16:09
G3	61	7	20/01/94	16:21
G3	62	5	20/01/94	16:25
G1	3	1	20/12/86	16:40
G1	19	3	14/02/89	16:56
G1	38	1	26/02/92	18:06
G1	40	14	17/03/92	18:21
G2	41	3	17/03/92	18:24
G2	42	1	05/09/92	19:14
G1	9	1	20/12/87	19:22
G1	6	1	09/02/87	20:30
G1	21	1	25/06/89	23:57
Totais	22 desc.	72 choques		

\* Apenas quatro choques registraram curva de corrente (Ver texto)

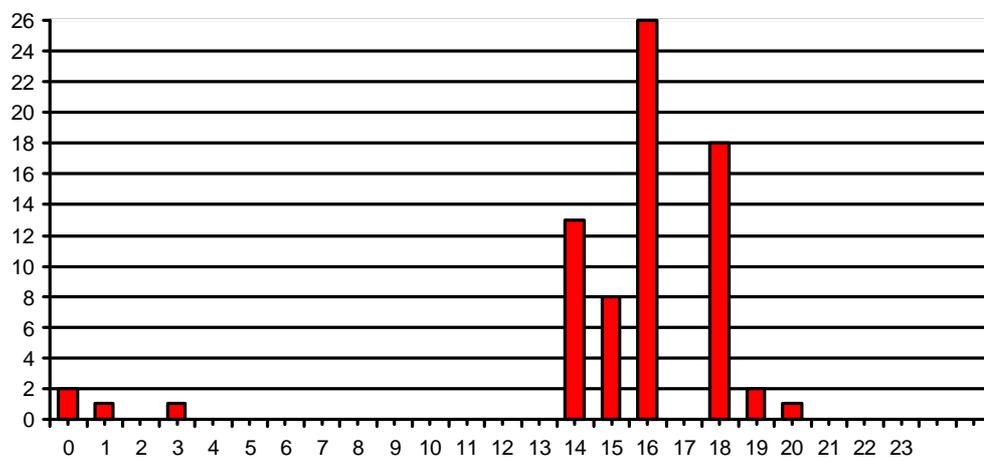


Fig. 4.1 Número de choques (ordenada) registrado na hora local (abcissa).

## 4.2 Curvas de Corrente.

As curvas de correntes foram obtidas em três escalas de tempo (intervalo de digitalização), gerando três grupos de dados G1, G2 e G3. A Tabela 4.3 mostra o período em que foram obtidos os dados a escala e a quantidade de choques.

Os valores de pico da intensidade das correntes foram extraídos diretamente das tabelas de dados sem redução. Para o traçado das curvas médias, todas as curvas foram reduzidas à escala de 1 $\mu$ s. Para proceder à redução, consideramos apenas os valores de corrente cujos instantes de tempo correspondentes eram números inteiros 1  $\mu$ s, 2  $\mu$ s, 3  $\mu$ s, etc. Os valores de corrente existentes entre 0 e 1  $\mu$ s, 1 e 2  $\mu$ s, 2 e 3  $\mu$ s, etc. foram desconsiderados. Como a precisão na medida da corrente era de 790 A, nas curvas em que a escala temporal era 0,2  $\mu$ s, muitas vezes os valores numéricos relativos às correntes se repetiam por várias unidades de medidas. Especialmente próximo do valor de pico da corrente onde a taxa de crescimento era pequena, a corrente variava de poucos kA. Assim, o truncamento representado pela desconsideração dos valores de I(t) para  $t \neq 1, 2, 3...$  não alterou significativamente a forma das curvas de dados, permitindo a obtenção das curvas médias.

TABELA 4.3. GRUPOS DE DADOS

Grupo	Escala temporal	Nº Descarg./choques	Período
G1	1 $\mu$ s	12/38	25/11/85 a 17/03/92
G2	0,5 $\mu$ s	3/9	05/09/92 a 10/03/93
G3	0,2 $\mu$ s	7/43	08/11/93a 26/02/94

### 4.2.1 Primeiros Choques de Retorno

A curva central, traçada em linha cheia na Figura 4.2, mostra a intensidade média da forma de onda da corrente até 307  $\mu$ s. Ela foi obtida pela média aritmética das 22 curvas de corrente escolhidas para a análise, ponto a ponto. O valor inicial foi tomado em cada

curva, a partir do momento em que ela começava a crescer, desprezando-se os valores anteriores em que a corrente se mantinha constante. Mesmo nos primeiros choques de retorno existia um valor de corrente constante, chamada de corrente contínua, por um tempo em média de 4  $\mu$ s. Esses trechos portanto foram subtraídos de forma a permitir o cálculo do valor médio das curvas de corrente. As outras duas curvas grossas, acima e abaixo, representam a curva média subtraída e somada aos desvios padrão calculados ponto a ponto, respectivamente. O desvio padrão se apresenta maior entre 50  $\mu$ s e 150  $\mu$ s. Esse fato se deve a existência de ramificações ocorrendo aleatoriamente em diferentes alturas, que provocam o surgimento de oscilações nesse intervalo. Malan e Collens, (1937) apresentam um estudo acerca dos instantes em que ocorrem essas ramificações e suas durações, a partir dos registros fotográficos. A análise dos dados fotográficos e imagens de vídeo, contudo, não foi alvo de estudo dessa tese. Entretanto, após 200  $\mu$ s, o desvio é pequeno. Trabalhando com uma base de dados de centenas de milhares de relâmpagos, Gin (1997) determinou que a média da corrente nos choques de retorno negativos descendentes é de 42 kA. Considerando que esse valor é praticamente coincidente com o valor por nós obtido e o fato de ser pequeno o desvio padrão no final do choque, podemos inferir que essas duas regiões “amarram” a forma da curva desde o pico até valores da ordem de 200  $\mu$ s, e que os desvios entre o pico e 200  $\mu$ s não são fisicamente significativos e se devem ao tamanho da amostra. Os desvios representados na Figura 4.2 não se apresentam simétricos porque nosso objetivo era apenas apresentar a amplitude do intervalo entre os desvios (curva superior e curva inferior) em relação à massa de dados sem a preocupação de corrigir as distorções produzidas pela escala logarítmica do eixo das ordenadas.

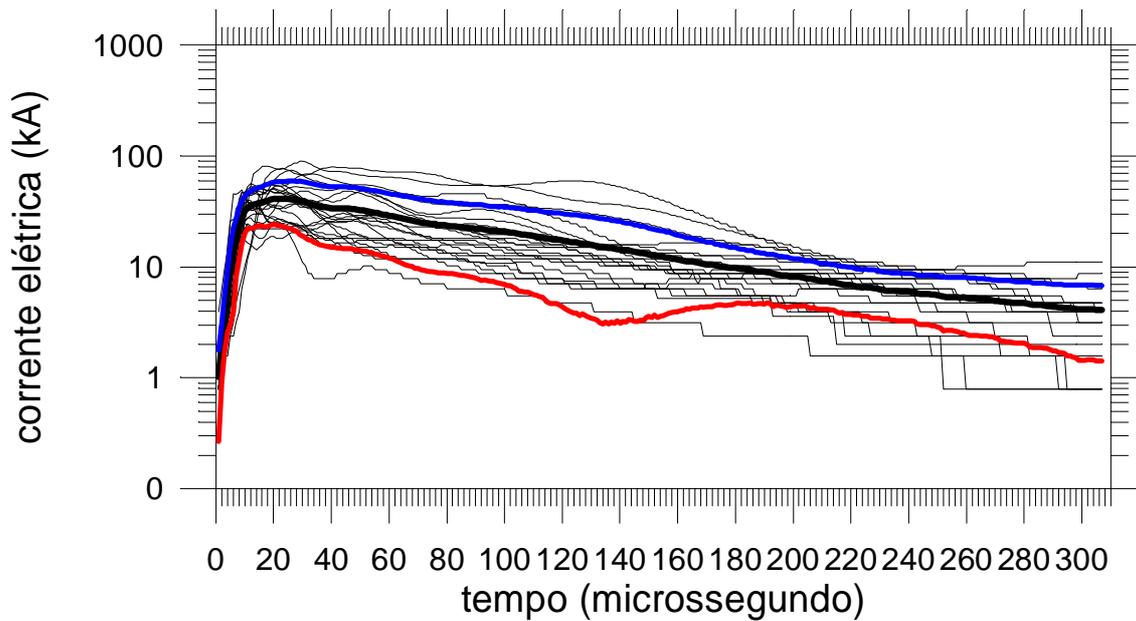


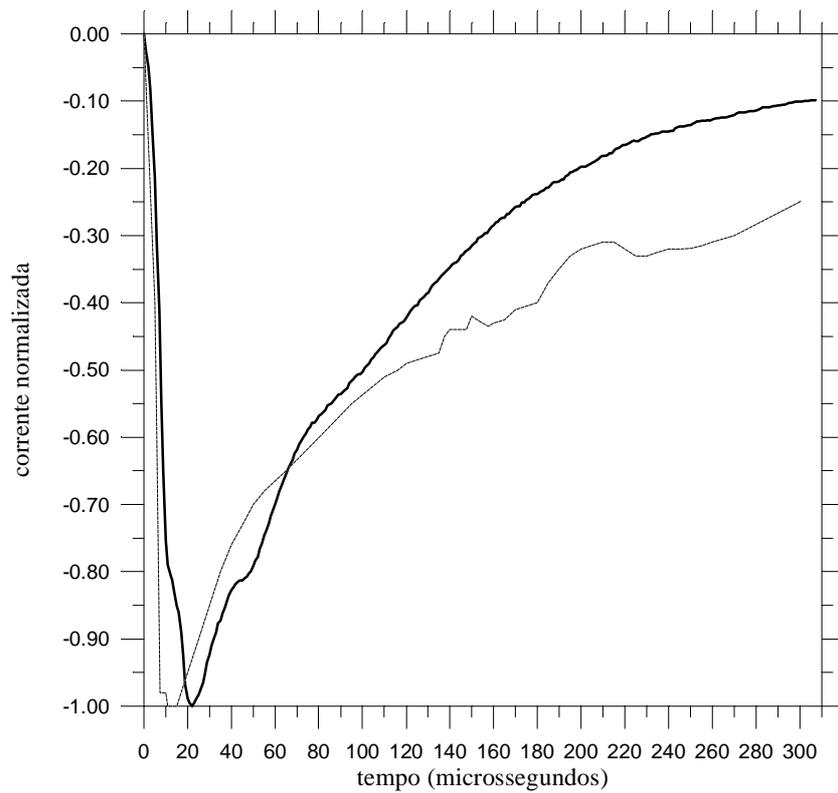
Fig. 4.2 Curva média da corrente (Forma de onda) do primeiro choque de retorno (curva grossa no meio) para os 22 primeiros choques. Curva média somada ao desvio padrão (curva grossa abaixo). Curva média subtraída do desvio padrão (curva grossa acima). As demais curvas são as curvas usadas na obtenção da média. Os desvios representados não se apresentam simétricos pois não era nosso objetivo corrigir as distorções produzidas pela escala logarítmica do eixo das ordenadas (Ver o texto).

Na Figura 4.3 (a) a curva tracejada mostra o valor normalizado da forma de onda da corrente elétrica obtido para os dados da Suíça (Uman, 1987), enquanto a curva cheia mostra a curva média normalizada para as curvas de corrente da Estação do Cachimbo.

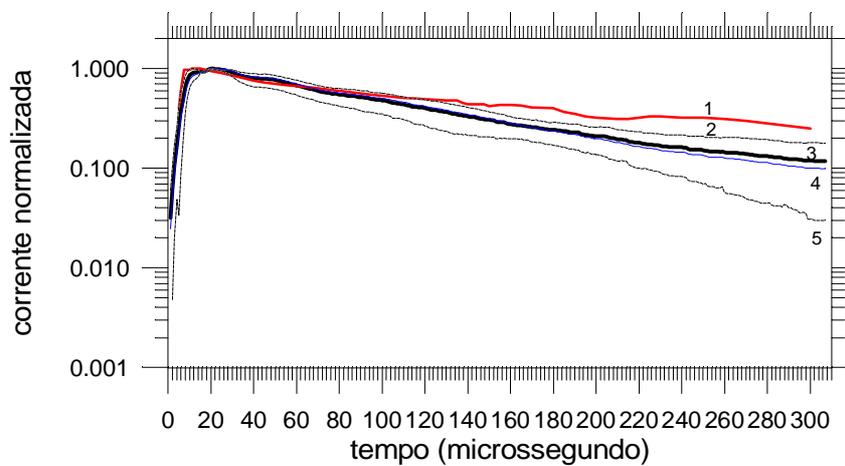
A curva referente aos dados da Suíça foi obtida, pela média ponto a ponto, usando curvas previamente normalizadas à unidade. Foram usados 88 choques de retorno até 160  $\mu\text{s}$  incluindo registros de longa e curta duração (escalas de tempo diferentes). Após 160  $\mu\text{s}$  foram utilizadas apenas 10 curvas de longa duração (Berger et al. 1975).

O pico da corrente para a curva tracejada (Suíça) é em torno de 13 microssegundos e para a curva cheia (Brasil) é em torno de 22 microssegundos. A curva tracejada apresenta um valor maior que a curva cheia entre 0 e 13 e após 65  $\mu\text{s}$ , sendo menor entre 13 e 65  $\mu\text{s}$ . Os instantes para decaimento até 50% do valor de pico são 88  $\mu\text{s}$  e 112  $\mu\text{s}$  para as curvas de corrente obtidas no Brasil e Suíça, respectivamente.

Na Figura 4.3 (b) repetimos o mesmo procedimento usado por Berger para obter a curva normalizada (curva 3), justapondo a curva obtida, para comparação, à curva média normalizada para os mesmos dados sem normalização prévia (curva 4, que corresponde à curva cheia na Figura 4.3 (a)). A curva 1 é a mesma curva tracejada da Figura 4.3 (a). A curva 2 representa a curva 3 menos o desvio padrão, subtraído ponto a ponto, e a curva 5 mostra a curva 3 somada ao desvio padrão, ponto a ponto. Podemos ver que a diferença de procedimentos em pré normalizar as curvas de dados antes de obter a média (Berger) e normalizar diretamente a curva média, não alteram de maneira significativa o aspecto das curvas (compare as curvas 3 e 4). O fato de somarmos ou subtrairmos os desvios não alterou a inclinação da curva média de maneira que incluísse a curva obtida na Suíça, indicando que a diferença na inclinação das curvas é fisicamente significativa. O desvio padrão da curva obtida na Suíça, infelizmente, não está disponível.



(a)



(b)

Fig. 4.3 Comparação das correntes normalizadas Brasil Suíça. a) Curva (cheia) média normalizada diretamente a partir da média das curvas de dados (Brasil); curva normalizada (tracejada) (Suíça). b) 1- mesma curva tracejada da Figura 4.3 (a); 2- média normalizada das curvas previamente normalizadas (Brasil) menos o desvio padrão; 3- média normalizada das curvas previamente normalizadas (Brasil); 4- curva cheia da Figura 4.3 (a); 5- curva 3 mais o desvio padrão.

Na Figura 4.4 vemos representados os 22 choques de retorno disponíveis e a curva média em linha mais grossa. Observamos que mesmo aplicando o critério de selecionar apenas o trecho em que a corrente sobe repentinamente em um choque de retorno, em três deles o valor de corrente contínua permanece por um tempo maior após a subida inicial. Isto significa que o instante de pico médio está deslocado ainda para a direita.

Contudo, a diferença na média, é em torno de  $\frac{8}{22}\mu\text{s}$ , onde  $8\mu\text{s}$  é o deslocamento da

curva à direita e 22 é a quantidade de valores que contribuem para a média, portanto da ordem de  $0.5\mu\text{s}$ . Isso mostra que uma curva isoladamente não altera significativamente a média. Notemos também que existem correntes cujo valor de pico está em torno de 90 kA, portanto 50 kA acima do valor médio de 40 kA. Curvas com valores de pico dessa

ordem deslocam o valor médio de apenas  $\frac{50}{22}\mu\text{s}$ , ou seja, da ordem de 2 kA para cima.

As curvas se distribuem acima e abaixo do valor médio em todos os grupos G1, G2 e G3 o que mostra que as mudanças de escala de medidas não restringem as intensidades das correntes, o que era de se esperar. Nota-se também uma forte concentração de curvas até tempos da ordem de  $10\mu\text{s}$ , portanto, até o primeiro pico, e uma dispersão maior após esse valor. Esse fato pode ser interpretado com o seguinte mecanismo: o trecho de subida da corrente até o primeiro pico refere-se às correntes de descarga durante o mecanismo de ligação antes que o canal tenha sido formado e portanto depende basicamente das características elétricas da torre e das condições da atmosfera e campos elétricos locais (próximo ao solo) enquanto o trecho seguinte onde há maior dispersão, há uma maior influência do canal da descarga que se acopla à torre, ao longo da atmosfera até a nuvem e inclusive dentro dela. Como as condições da atmosfera e dentro da nuvem são mais variáveis (campo elétrico, distribuição de cargas ao longo do canal, condutividade elétrica, etc.), a impedância do conjunto a partir de então apresenta maior espectro de variação, o que se reflete na maior dispersão das curvas. Como estamos tratando dos primeiros choques de retorno, as condições elétricas da atmosfera e da nuvem devem desempenhar um papel importante nesse fato.

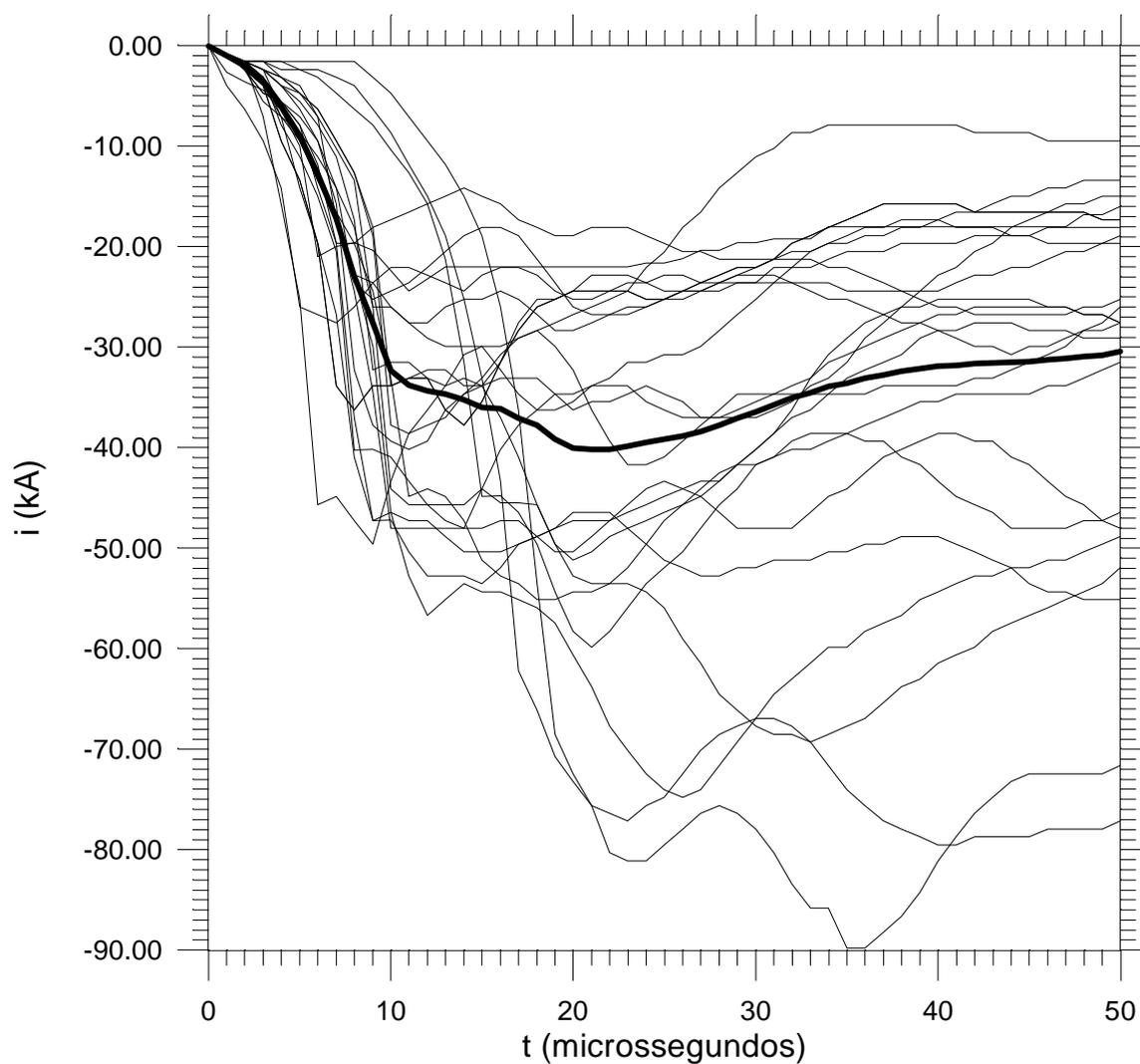


Fig. 4.4 Corrente elétrica (frente de onda) para os primeiros choques de retorno. A curva grossa representa a média dos 22 choques de retorno representados em curvas finas.

## 4.2.2 Choques de Retorno Subseqüentes

A Figura 4.5 mostra as médias para os choques de retorno isoladamente até o 7<sup>o</sup>, e as curvas médias para todos os choques subseqüentes (ordem superior ou igual a 2) e todos os subseqüentes excluídos os 2<sup>os</sup> (ordem superior a 2). Essas curvas apresentam-se bem mais regulares que aquelas referentes ao primeiro choque de retorno. A subida é muito mais abrupta e os decaimentos mais regulares. As pequenas oscilações registradas serão analisadas mais adiante. O valor de pico obtido para a curva média foi de 14.26 kA.

É importante notar que a curva dos terceiros choques de retorno indica uma corrente elétrica mais intensa que os segundos, o mesmo valendo para os quartos choques em relação aos terceiros. No que diz respeito aos terceiros choques de retorno Rakov e Uman (1990), analisando o pico de radiação distante, chegaram à conclusão que os valores de pico dos terceiros choques de retorno são superiores em módulo ao dos segundos, com um grau de significância 0.01. No nosso estudo o grau de significância foi de 0.02. Entretanto, o fato de a curva média completa dos terceiros ser em módulo superior a dos segundos indica que deve existir um mecanismo físico responsável por essas diferenças. No que diz respeito aos quartos choques de retorno já não estamos tão certos disso em função do número pequeno de eventos.

Na Figura 4.6 vemos a corrente elétrica até 10  $\mu$ s, usualmente chamada de frente de onda, para os choques subseqüentes. As curvas têm uma rampa de subida bastante regular, o mesmo acontecendo com o decaimento. Esse fato pode ser explicado pelo seguinte mecanismo: após o primeiro choque o canal apresenta-se ligeiramente ionizado o que facilita a propagação de transientes tanto próximo do solo como em regiões mais elevadas na atmosfera. Desse modo a curva apresenta-se mais regular.

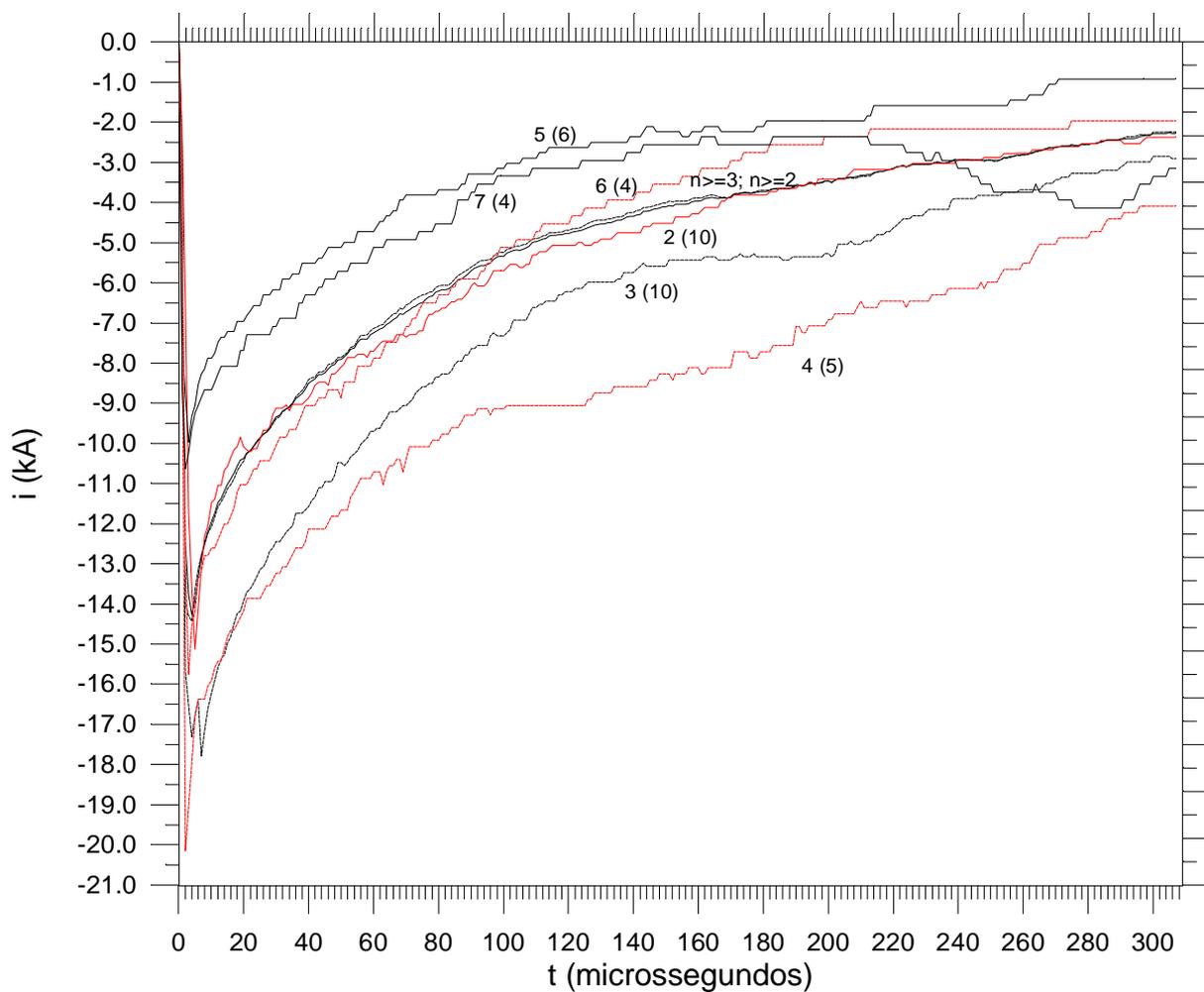


Fig. 4.5 Médias dos choques de retorno subsequentes. O número fora do parênteses representa a ordem do choque de retorno dentro da descarga, enquanto o número entre parênteses representa o total de choques considerados. As curvas com indicação  $n \geq 2$  e  $n \geq 3$  indicam as médias cumuladas para os choques subsequentes com ordem superior ou igual a 2 e 3 respectivamente. A Figura 4.6 mostra em detalhes as mesmas curvas até  $10 \mu\text{s}$ .

Figura 4.7 apresenta uma comparação das curvas normalizadas para os choques subseqüentes com os dados da Suíça. Com vistas a observar como a média acumulada evoluía à medida que aumentávamos o número de choques de retorno computados, iniciamos os cálculos com os 19 choques de ordem superior ou igual a 6 e fomos acrescentando os demais por ordem, até chegarmos a  $n \geq 2$ , cobrindo os 50 choques de retorno subseqüentes.

Note que a curva para  $n \geq 2$  é curva média para os subseqüentes. Percebemos que a inclusão de choques de ordem superior altera o valor da média mas não altera o aspecto das curvas médias.

A curva média dos choques registrados na Suíça e a curva média dos choques registrados no Brasil apresentam diferenças quanto aos valores dos instantes em que a corrente atinge o pico e a metade do valor de pico no decaimento. Para os choques registrados na Suíça o valor de pico é atingido em torno de  $1.1 \mu\text{s}$ , enquanto para os choques registrados no Brasil esse valor é em torno de  $4 \mu\text{s}$ , ficando os valores de 50% do pico em aproximadamente  $37 \mu\text{s}$  e  $60 \mu\text{s}$ , respectivamente. Apesar de a rampa ser mais acentuada para as curvas de corrente da Suíça a intensidade da corrente permanece em módulo menor entre aproximadamente  $2 \mu\text{s}$  e  $106 \mu\text{s}$  que a curva média para o Brasil.

#### 4.2.2.1 Correlações

Passaremos agora a apresentar algumas correlações obtidas, para os choques subseqüentes. A Figura 4.8 apresenta uma correlação entre o instante em que a corrente atinge o pico ( $t_{\text{pico}}$ ) e o instante em que a derivada da corrente é máxima ( $t_{\text{dm}}$ ) nos choques subseqüentes. Esses dois parâmetros estão correlacionados com um fator de correlação de 93,66% e os valores médios de ambos os parâmetros são  $1,75 \mu\text{s}$  para  $t_{\text{pico}}$  e  $1,09 \mu\text{s}$  para  $t_{\text{dm}}$ . A curva para o ajuste linear é  $t_{\text{pico}} = 1,13968 \cdot t_{\text{dm}} + 0,508$ . Esse fato permite concluir que muito próximo do ponto onde cai a descarga um sensor de radiação

se antecipa cerca de  $0.5 \mu\text{s}$  na detecção do instante em que ocorrerá o máximo de corrente. Além do mais, em sistemas que reconstituem a corrente a partir da medida da radiação, essa correlação é um dado a mais para melhorar a reconstituição do sinal de corrente. Outra implicação importante é que o fato de esses valores estarem correlacionados implica na existência de um mesmo tipo de curva entre esses dois instantes.

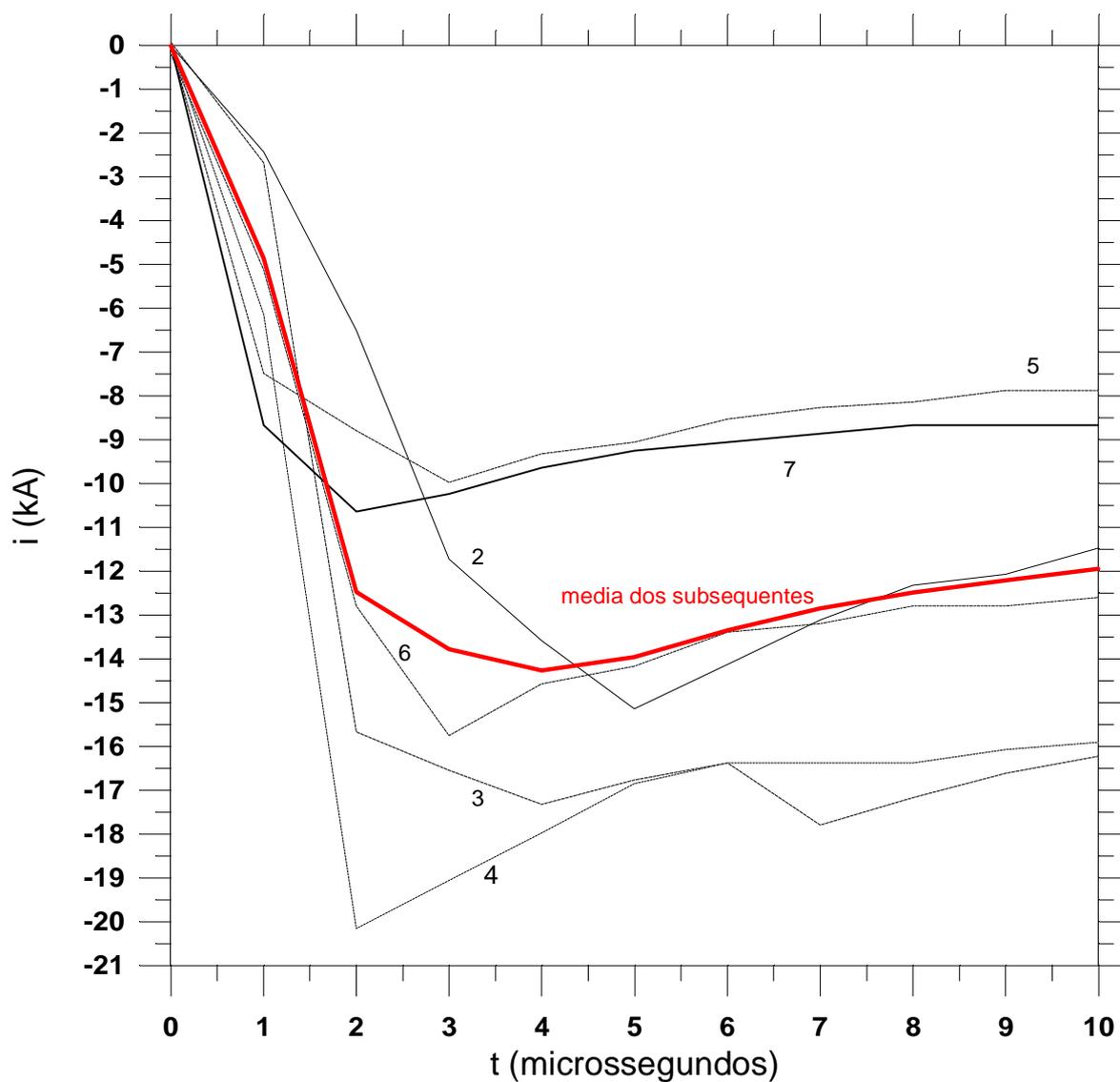


Fig. 4.6 Corrente elétrica (frente de onda) para os choques de retorno subsequentes. O número representa a ordem do choque. A curva mais grossa é a média aritmética de todos os choques subsequentes de ordem maior ou igual a 2.

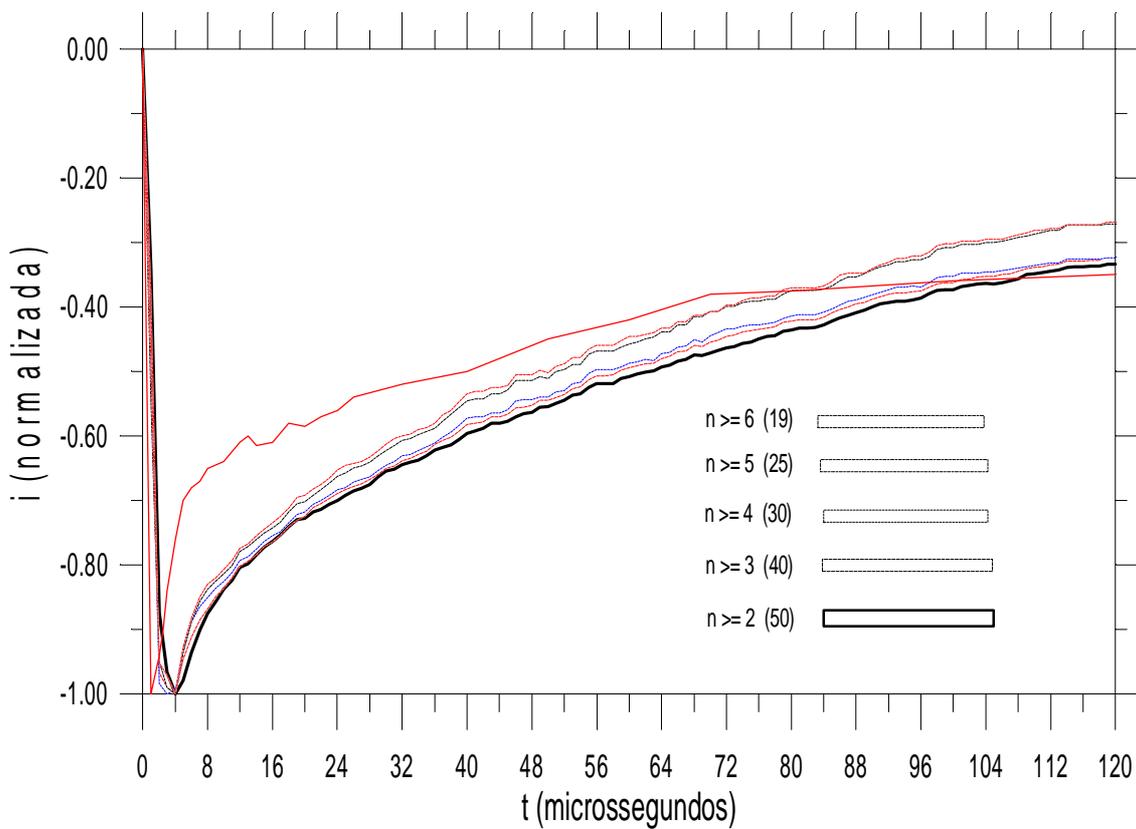


Fig. 4.7 Médias normalizadas para os choques de retorno subsequentes. A curva cheia fina (vermelha) é relativa aos dados da Suíça (Uman, 1987). As demais curvas referem-se às médias acumuladas para os dados obtidos no Brasil (vide legenda na própria figura e texto). O número entre parênteses representa a quantidade de choques computados.

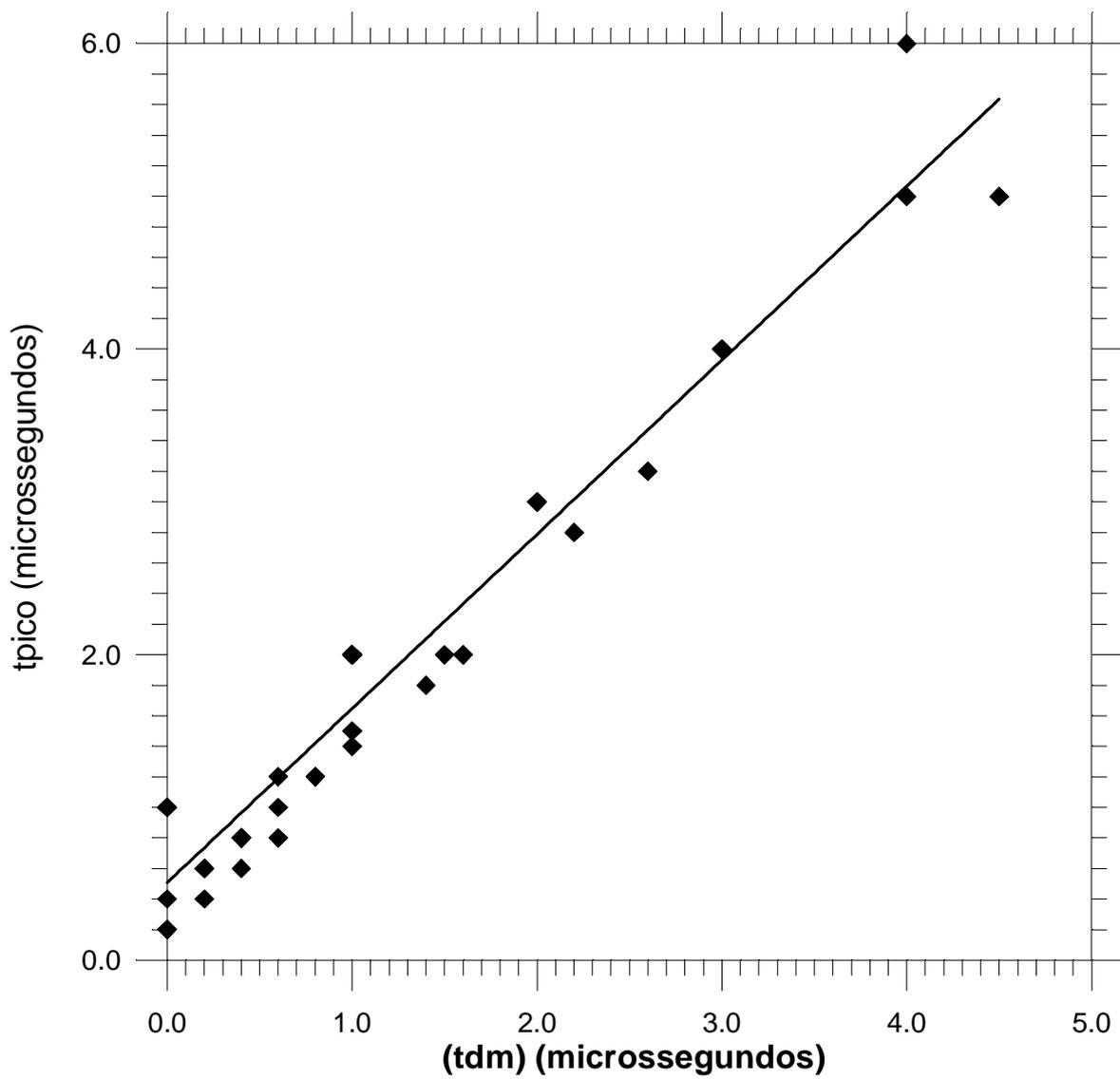


Fig. 4.8 Correlação entre o instante em que a corrente atinge o pico ( $t_{\text{pico}}$ ) e o instante em que a derivada da corrente é máxima ( $t_{\text{dm}}$ ) (vide texto) nos choques subsequentes.

Não encontramos correlação linear entre as intensidades de pico da corrente ( $I_{\text{pico}}$ ) e da derivada máxima da corrente  $(di/dt)_m$ . Esses valores estão plotados na Figura 4.9. Os valores médios desses parâmetros são 18.07 kA e 32.82 kA/ $\mu$ s. Por outro lado, os pontos do gráfico se localizam dentro de uma figura praticamente triangular, sugerindo que para um valor de  $I_{\text{pico}}$  prefixado, a derivada máxima se localiza dentro de um intervalo entre um valor mínimo e um máximo, de comprimento crescente com o crescimento do valor de  $I_{\text{pico}}$  até aproximadamente 22 kA e decrescente a partir de então. Analogamente, se prefixamos o valor de  $(di/dt)_m$  o valor de  $I_{\text{pico}}$  fica restrito a um conjunto de valores entre um valor máximo e um mínimo, separados por uma distância crescente com o valor de  $(di/dt)_m$  até aproximadamente 40 kA/ $\mu$ s. Entretanto é possível que o aumento na precisão das medidas de corrente na Estação do Cachimbo, ou a leitura direta de  $di/dt$  permitam a obtenção de uma possível correlação, mostrando que o triângulo a que nos referimos pode ser o resultado da dispersão dos valores calculados em torno de um valor médio. O menor valor de  $(di/dt)_m$  obtido foi 4.74 kA/ $\mu$ s e o maior, 101.15 kA/ $\mu$ s.

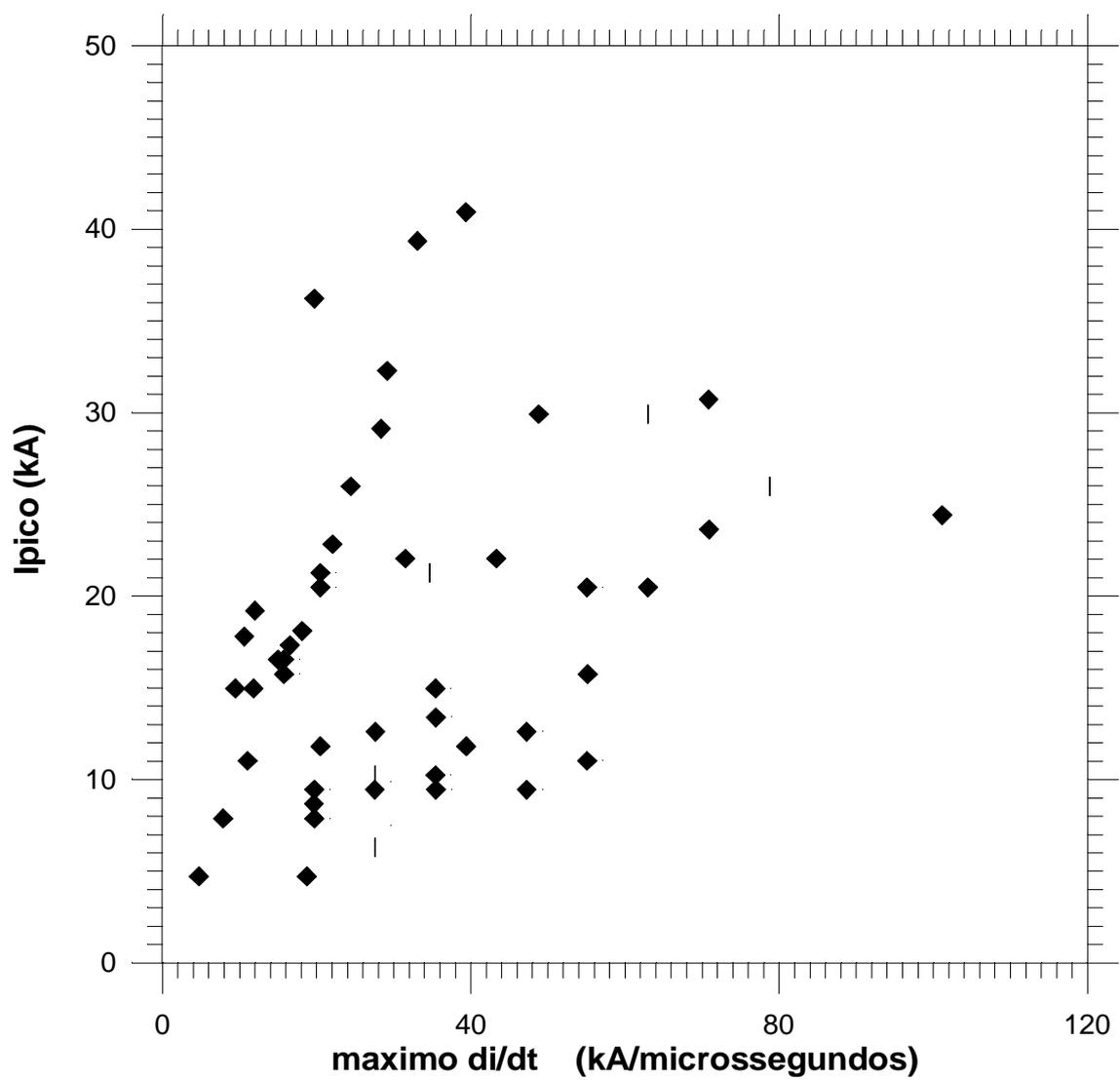


Fig. 4.9 Corriente de pico versus derivada máxima para choques subsecuentes.

Na Figura 4.10 estão plotados o instante em que a corrente atinge o seu valor máximo ( $t_{\text{pico}}$ ) versus a intensidade máxima da corrente ( $I_{\text{pico}}$ ). Os dados estão fracamente correlacionados entre 0,2  $\mu\text{s}$  e 1,99  $\mu\text{s}$ , com um coeficiente de correlação de 70,24% (para 29 dos 50 choques) e ajuste linear dado pela equação  $I_{\text{pico}} = 15.8186 * t_{\text{pico}} + 0.559589$ . O valor médio para  $I_{\text{pico}}$  foi de 14,96 kA portanto muito próximo do valor obtido para o conjunto completo de dados (16 kA). O valor médio obtido para  $t_{\text{pico}}$  foi de 0,91  $\mu\text{s}$ . A seqüência de círculos representando os valores médios sugere para o conjunto inteiro uma correlação não linear com uma curva crescente até 2 microssegundos e decaindo em seguida. Os desvios são maiores após 2  $\mu\text{s}$ . A informação que pode-se obter da análise dos valores médios desse gráfico é que até um certo limite de tempo se a corrente gastar mais tempo para crescer ela atingirá valores proporcionalmente maiores, mas se esse limite for excedido os valores tenderão a ser próximos do valor limite com uma tendência para decrescer. Esse fato sugere que existem certas condições dependentes do tempo para a corrente atingir o valor de pico que otimizam o desenvolvimento das correntes. Essas condições estão relacionadas com a distância de atração, densidade de cargas ao longo do comprimento do canal até distâncias pouco superiores à distância de atração e velocidade de subida da frente de onda do choque de retorno no processo de ligação, bem como do valor do campo elétrico local e das condições atmosféricas na região onde ocorre o processo de ligação. Alguns desses fatores favorecem o aumento da corrente enquanto outros contribuem para a sua diminuição e, dependendo de quanto tempo demore até a corrente atingir o valor de pico alguns deles prevalecem sobre os outros. Por exemplo, existem relações que propõem um crescimento da distância de atração com o valor de pico da corrente (Uman, 1987). Essa figura mostra entretanto que essa relação só deve valer até um certo comprimento da distância de atração. Após esse valor a tendência do valor de pico é decrescer com o comprimento da distância de atração. Como o valor de  $t_{\text{pico}}$  está fortemente correlacionado com o valor de  $t_{\text{dm}}$  é de se esperar que  $I_{\text{pico}}$  apresente correlação com  $t_{\text{dm}}$  entre 0,2  $\mu\text{s}$  e 1,99  $\mu\text{s}$ . Contudo, uma análise mais pormenorizada deve ser feita com uma base de dados maior para observar se essa tendência se mantém.

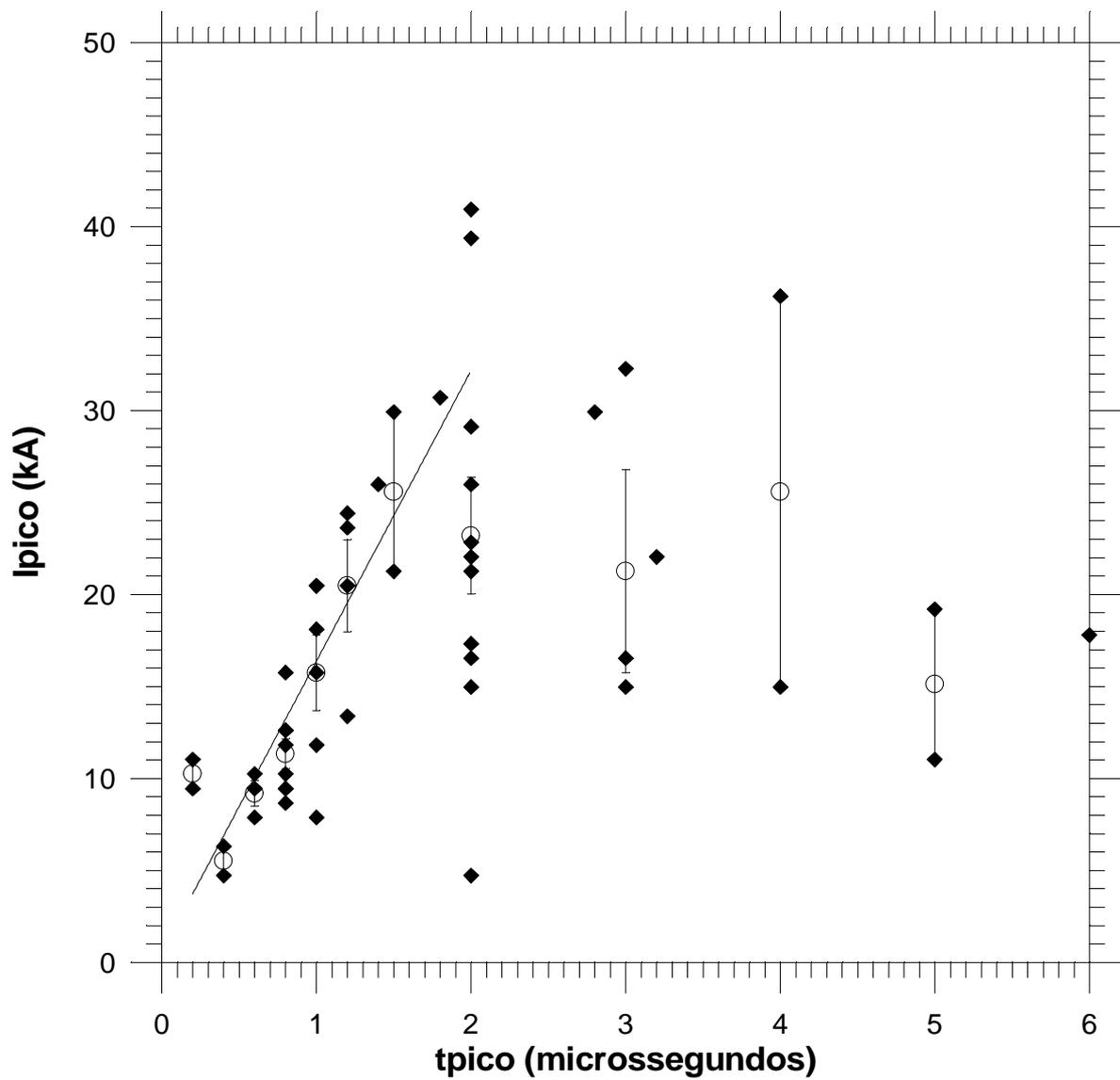


Fig. 4.10 Corrente de pico versus instante em que a corrente atinge o pico. Os círculos são valores médios, as barras são os desvios quadráticos médios para valores de corrente que ocorrem no mesmo instante e a reta representa um ajuste linear entre 0.1  $\mu\text{s}$  e 1.99  $\mu\text{s}$ .

A Figura 4.11 mostra o gráfico entre o valor máximo da derivada da corrente  $(di/dt)_m$  e o instante em que acontece a derivada máxima  $t_{dm}$ . Os pontos apresentam-se mais dispersos mas os valores médios mostram a mesma tendência a um crescimento até valores de  $t_{dm}$  da ordem de  $1 \mu s$  e um decaimento após esse valor. Entretanto, a maior dispersão dos valores ocorre, contrariamente ao que discutimos sobre a Figura 4.10, no intervalo em que há a tendência ao crescimento.

Resumindo, as Figuras 4.10 e 4.11 sugerem que não há correlação linear cobrindo todo o intervalo de tempo, entre as duplas de parâmetros  $I_{pico}$  versus  $t_{ipico}$  e  $(di/dt)_m$  versus  $t_{dm}$  e que em ambos os casos as curvas de valores médios começam num valor mínimo, após um intervalo de tempo atingem um máximo decaindo para um outro patamar inferior. Agora, considerando a fraca correlação entre as intensidades de  $I_{pico}$  e  $(di/dt)_m$  e a forte correlação entre  $t_{ipico}$  e  $t_{dm}$ , estamos em condições de afirmar que para ter uma descrição consistente do desenvolvimento das correntes, no mecanismo de descarga, deve-se levar em conta que esses eventos em uma descarga estão temporalmente correlacionados, apesar de suas intensidades não estarem correlacionadas. O fato de a derivada ser máxima em um certo instante significa que o valor de pico da corrente vai ser atingido dentro de um certo intervalo de tempo, previsível, aparentemente não importando seus valores. Uma outra possibilidade a ser investigada é que o instante em que a derivada atinge o pico e o valor de corrente nesse instante sejam os valores usados como condições iniciais para a modelagem da corrente, desconsiderando-se então a curva de corrente até esse instante.

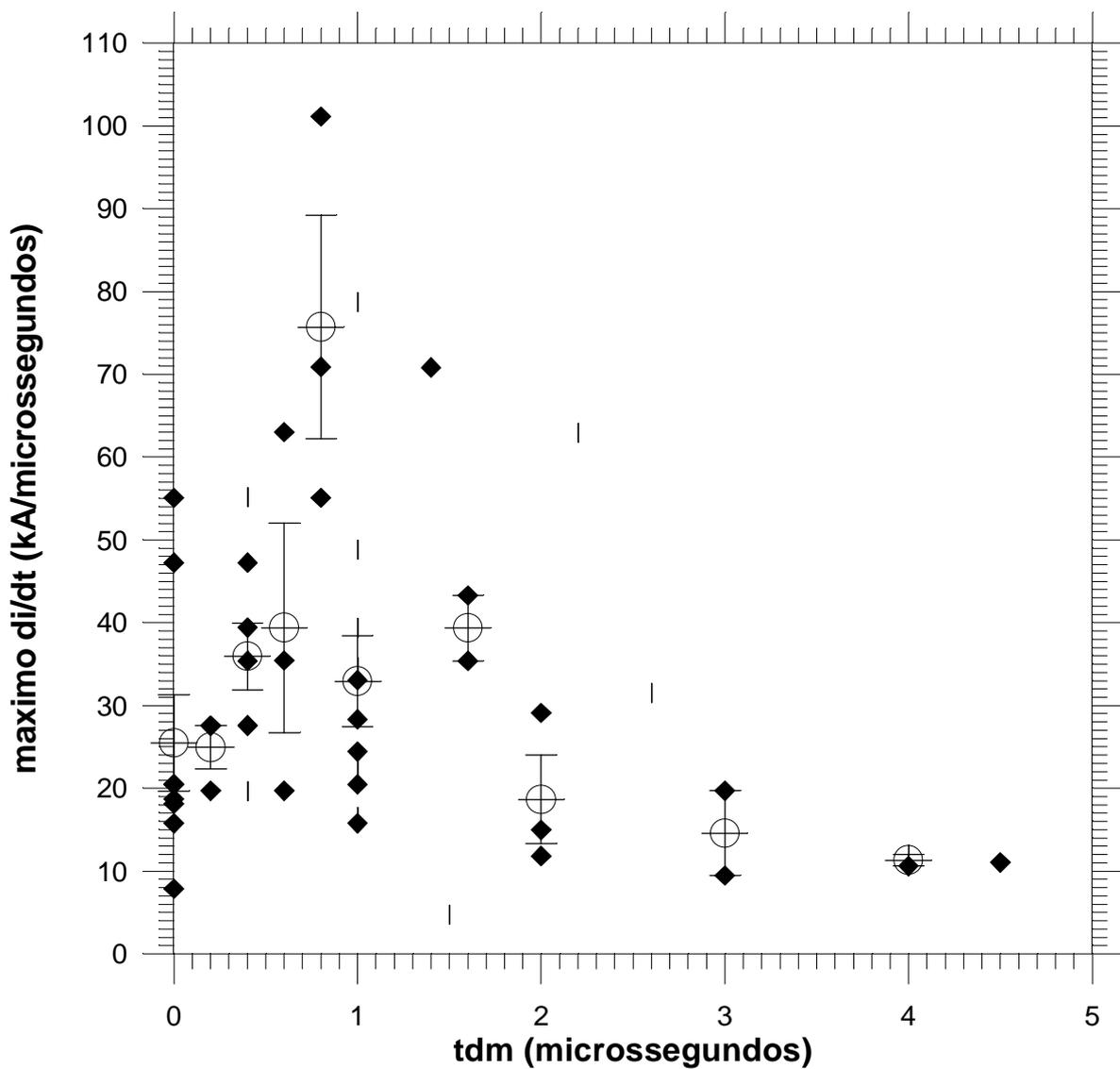


Fig. 4.11 Gráfico mostrando a possível correlação entre o valor máximo da derivada da corrente e o instante em que ocorre a derivada máxima. . Os círculos são valores médios, as barras são os desvios quadráticos médios para valores de corrente que ocorrem no mesmo instante.

#### **4.2.2.2 Componentes M.**

Entre dois choques de retorno sucessivos em uma descarga podem circular correntes com frente de onda mais suaves e valores de pico menores em forma de pequenos impulsos com transferência de energia maior que aquela transferida no início do choque de retorno em pequenos intervalos de tempo, o que pode comprometer a eficiência de dispositivos de proteção contra os efeitos das descargas por condução de corrente provenientes dos relâmpagos. Esse fato tem implicações no dimensionamento dos componentes dos circuitos eletrônicos utilizados na proteção contra as descargas atmosféricas, mais especificamente no dimensionamento da capacidade de suportar a energia dissipada sobre eles.

Na ocasião, o canal se apresenta luminoso e o registro do campo elétrico apresenta uma pequena variação em forma de um gancho (Malan e Schonland, 1947, Rakov et al, 1992). Essas correntes são chamadas de componentes M. Elas ocorrem ao longo de todo o intervalo entre dois choques. As componentes M representam a transferência de cargas entre a nuvem e o solo através do canal, quando a condutividade é aparentemente ainda suficientemente alta para produzir um aumento da corrente sem a ocorrência prévia de líderes (Kitagawa et al. 1962). Recentemente a luminosidade do canal associada a essas correntes foi estudada por Jordan et al. (1995), as variações do campo elétrico, por Thottappillil et al. (1990) e as correntes medidas na base do canal, em relâmpagos disparados, por Thottappillil (1992) e Thottappillil et al. (1995) e em relâmpagos naturais por Lacerda et al. (1997c).

Oscilações na corrente similares a componentes M nos primeiros choques de retorno (principalmente no primeiro) podem ser atribuídas à existência de ramificações (Malan e Schonland, 1947) e por isso foram excluídas da análise que apresentaremos nessa seção.

Foram selecionados 11 choques de retorno a partir do terceiro, com 13 curvas de corrente que apresentaram componentes M listadas na Tabela 4.4, onde mostramos também o tempo transcorrido até o início da elevação da corrente elétrica da

componente M,  $\Delta t_m$ . Esse intervalo de tempo teve como média aritmética 308  $\mu\text{s}$  (desvio padrão de 288). O valor de 1170  $\mu\text{s}$  na componente M 4005m2 aumenta o valor da média em cerca de 72  $\mu\text{s}$ . Sem esse valor a média é 236,3 (desvio padrão 131,6). O nível em que se encontrava a corrente quando aconteceu a elevação,  $I_{cc}$ , teve como média aritmética 5,03 kA, com desvio padrão de 3.99 kA, e o valor de pico atingido pela corrente,  $I_m$  teve média aritmética 3.22 kA, com desvio padrão de 2.62 kA. A primeira coluna dessa tabela refere-se a uma padronização nossa para identificar as componentes, sendo os quatro primeiros números referentes ao choque e os dois últimos caracteres a identificação da componente ocorrida no choque. Na última linha estão mostradas as médias geométricas dos valores apresentados em cada coluna, que são 237.57  $\mu\text{s}$ , 3.69 kA e 2.37 kA, respectivamente, e na penúltima linha a média aritmética, com os desvios representados entre parênteses.

TABELA 4.4. ALGUNS PARÂMETROS ELÉTRICOS DAS COMPONENTES M

Comp-m	$\Delta t_m$ ( $\mu s$ )	$I_{cc}$ (kA)	$I_m$ (kA)
2803m1	103	3.15	0.79
4004m1	161	9.45	2.37
4004m2	426	2.36	1.58
4005m1	147	3.15	2.37
4005m2	1170	0.79	2.37
4006m1	412	1.57	1.58
4011m1	201	2.36	0.79
4014m1	481	2.36	0.79
4903m1	291.0	2.36	4.74
5703m1	143.2	12.6	3.95
5804m1	138.6	11.02	7.11
6103m1	165.4	8.66	3.95
6107m1	166.0	5.51	9.48
MA	308.1	5.03 (3.99)	3.22 (2.62)
MG	237.57	3.69	2.37

Resumindo, na Tabela 4.4,  $\Delta t_m$  é o tempo transcorrido até o início da elevação da corrente elétrica da componente M, em  $\mu s$ ,  $I_{cc}$  é o nível em que se encontrava a corrente quando se iniciou a elevação, em kA, e  $I_m$  é o valor de pico atingido pela corrente, em kA. 4004m1 é a primeira componente que aconteceu no 4º choque da descarga 40. MG são as médias geométricas dos valores apresentados em cada coluna. As Figuras 4.12 a 4.15 mostram os registros das componentes M analisadas. Nos choques em que existem duas componentes M a numeração m1 refere-se à componente mais à esquerda. MA é a média aritmética.

As Figuras 4.12 a 4.15 mostram as diversas componentes medidas neste estudo. A Figura 4.14 apresenta uma possível corrente corona no choque 6103, caracterizada por um aumento no valor da corrente, formando um segundo pico em torno de 30  $\mu s$ . Em

tempos dessa ordem, considerando a velocidade de subida do choque de retorno e a velocidade de descida da corrente elétrica como sendo aproximadamente  $10^5$  km/s e  $3 \times 10^5$  km/s, respectivamente, o canal tem um comprimento de cerca de 750 m, e portanto ainda não atingiu a base da nuvem. Esse pico se refere ao mergulho das cargas estocadas no envelope corona ao redor do canal, para dentro do canal (Lin et al. 1980 e Lacerda, 1993).

A Figura 4.16 apresenta as médias aritméticas normalizadas para o grupo G1 (curva tracejada) incluindo 7 eventos e para todos os grupos (11 eventos) (curva cheia). Nessa figura podemos ver que o tempo de duração das componentes M entre o valor de 50 % para a corrente crescente e 50% para a corrente decrescente ( $t_{1/2}$ ) está em torno dos 120  $\mu$ s, contados a partir do início da componente M e que o pico é atingido em torno de 30-40  $\mu$ s. A média geométrica para  $I_{cc}$  calculada por Thottappillil et al. (1990) é menor que 200 A, portanto, bem inferior (por um fator  $>10$ ) a que obtivemos para os dados do Cachimbo o mesmo acontecendo com o valor de pico que foi menor que 200 A para Thottappillil et al. (1990) e 2,37 kA para os dados por nós analisados. Os registros de campo elétrico sincronizados com fotografias da luminosidade do canal, analisados por Malan e Schonland (1947) mostraram que cerca de 15% das componentes M aconteciam em instantes de tempo até 300  $\mu$ s, com o tempo de duração total de 270  $\mu$ s, enquanto que dos 158 casos analisados por Thottappillil et al. (1995) apenas 3 apresentavam componente M em torno de 1 ms, ficando todos os demais além desse tempo, apresentando a largura de meio pico ( $t_{1/2}$ ) em torno de 800  $\mu$ s.

Comparando esses dados com os dados do Cachimbo vemos que o valor médio de  $t_{1/2}$  obtido da Figura 4.16 é significativamente menor que aquele apresentado por Thottappillil et al. (1995) e que os valores de  $I_{cc}$  e  $I_m$  são significativamente maiores que os encontrados por Thottappillil et al. (1995). Uma explicação para esse fato é que como estamos lidando com componentes M próximas do choque de retorno ( $\Delta t_m \approx 237 \mu$ s) a condutividade do canal é maior que em tempos da ordem de 1 ms, o que confere às curvas, larguras de meio pico menores e valores de pico maiores. Uma análise mais

detalhada é difícil de ser feita devido ao tamanho da amostra e da inexistência de componente M, obtida diretamente da curva de corrente, disponível para análise em outras estações.

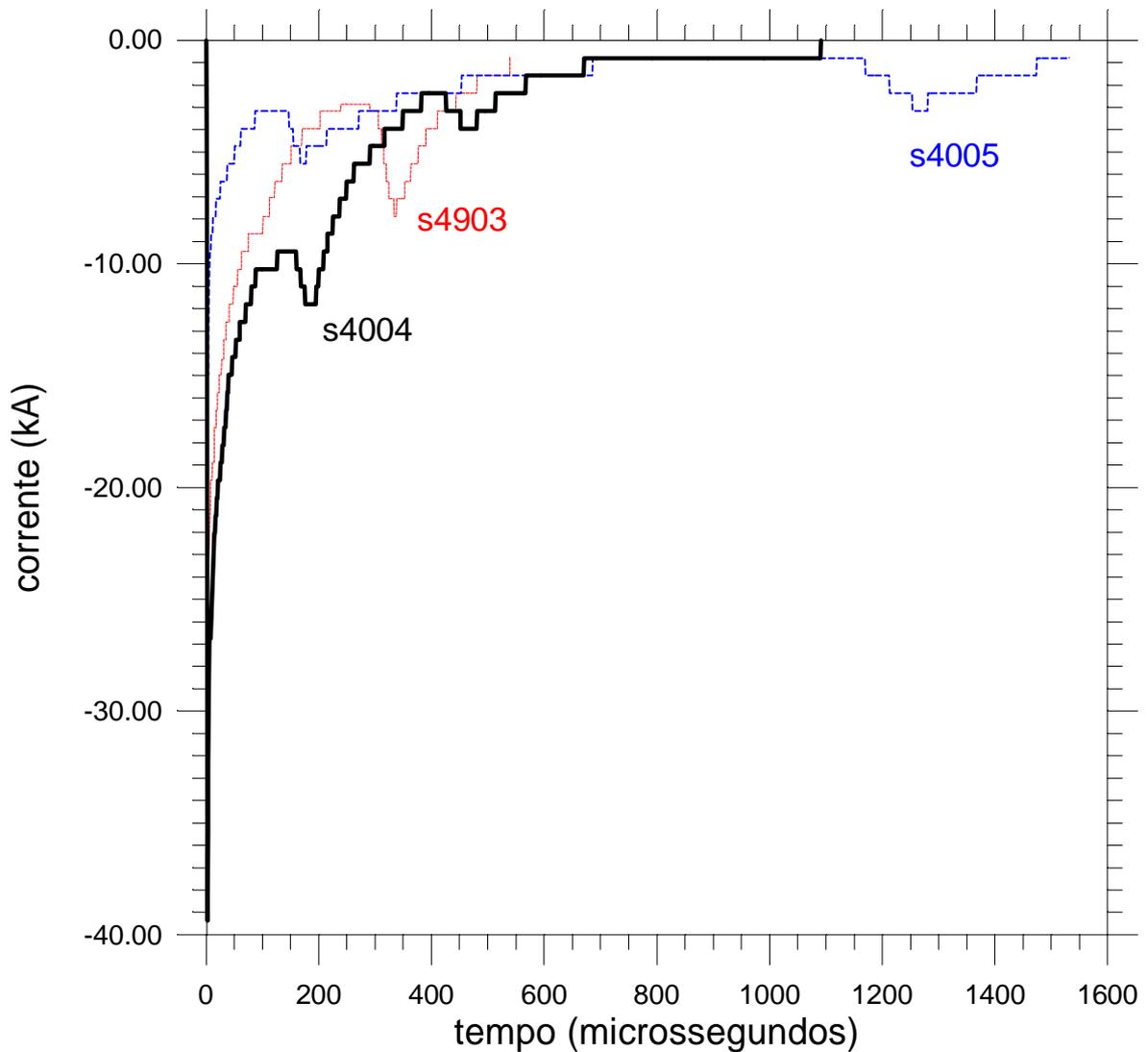


Fig. 4.12. Componentes M em três choques 4004/4005/4903. Dois dos choques mostrados apresentam picos para a corrente em torno de 200  $\mu$ s, dois em torno de 400  $\mu$ s, e um em torno de 1200  $\mu$ s. Os dois primeiros números sob a curva representam a descarga e os dois últimos o choque. O número do choque foi colocado o mais próximo da curva, precedido da letra s.

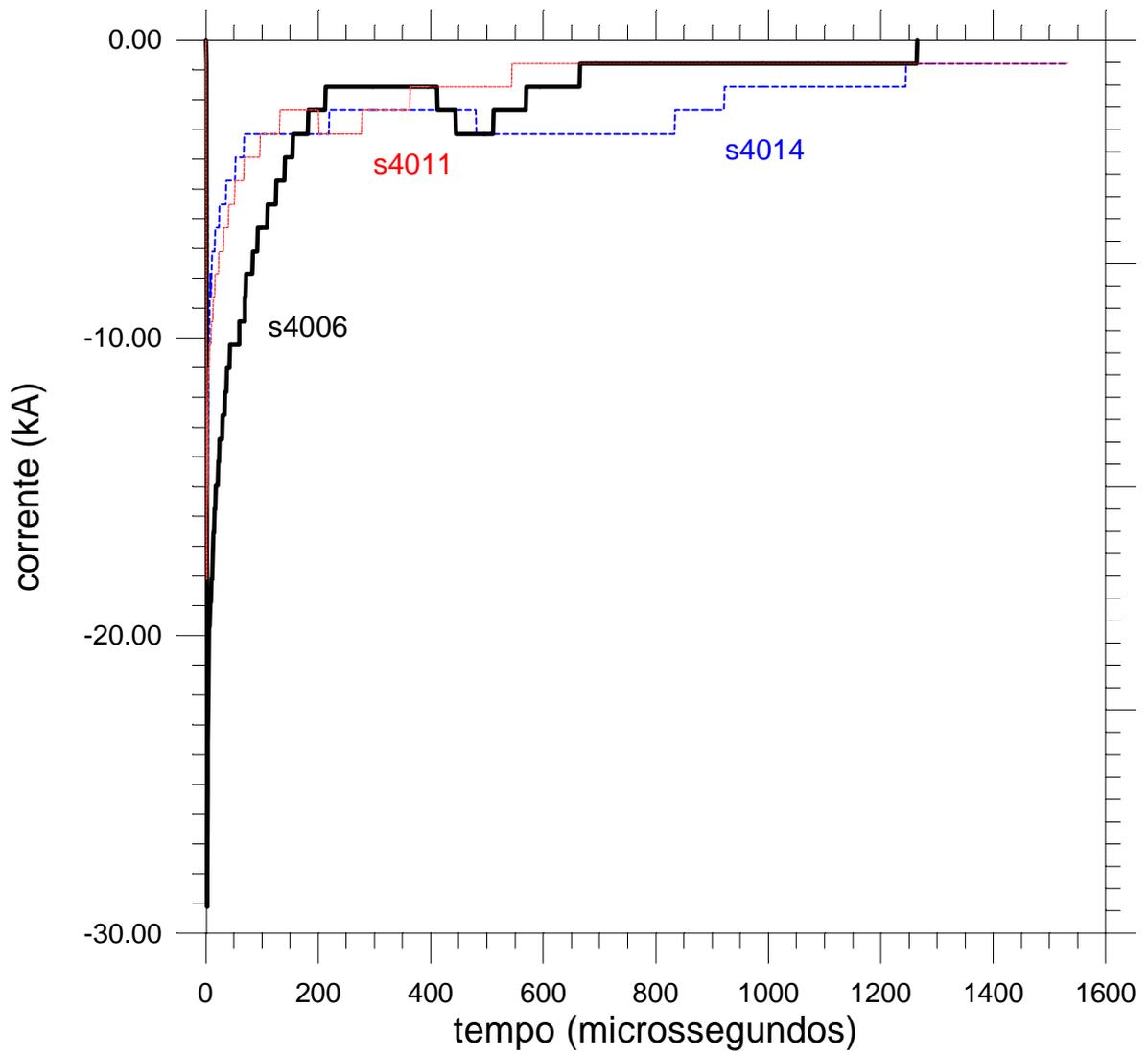


Fig. 4.13. Componentes M em três choques 4006/4011/4014. Os dois primeiros números sob a curva representam a descarga e os dois últimos o choque.

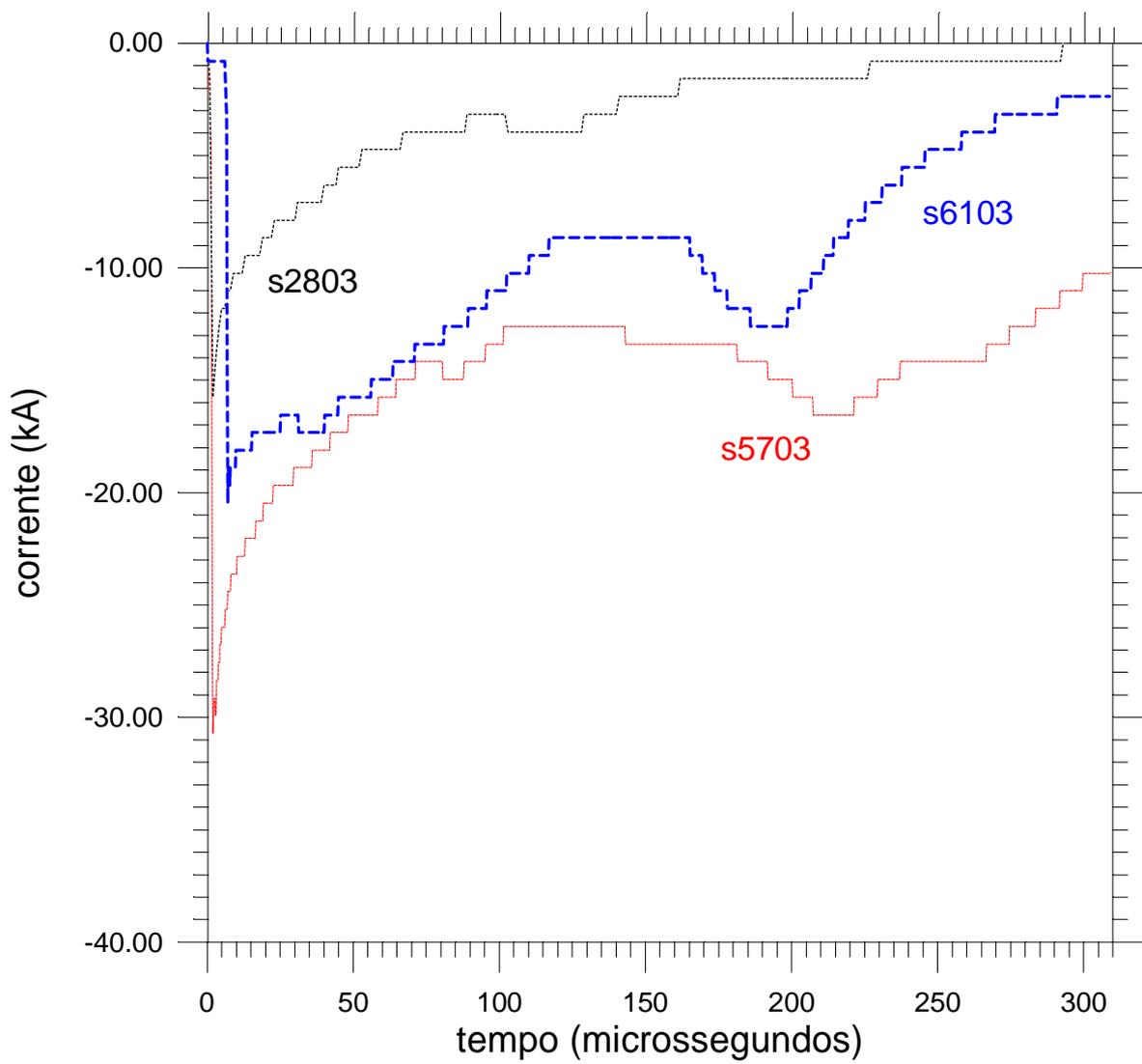


Fig. 4.14 Componentes M em três choques 2803/5703/6103. Os dois primeiros números sob a curva representam a descarga e os dois últimos o choque.

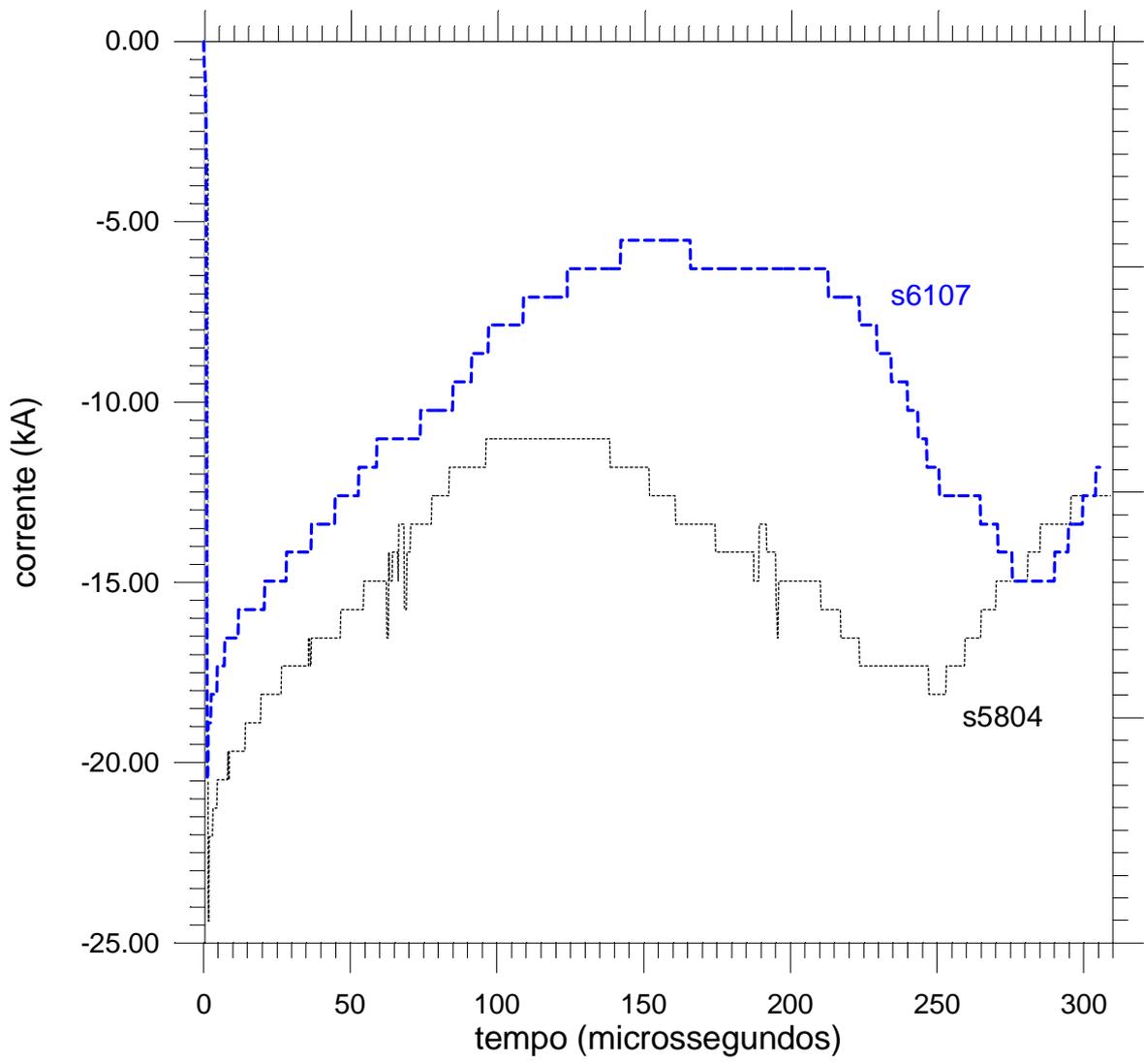


Fig. 4.15 Componentes M em dois choques 5804/6107. Os dois primeiros números sob a curva representam a descarga e os dois últimos o choque

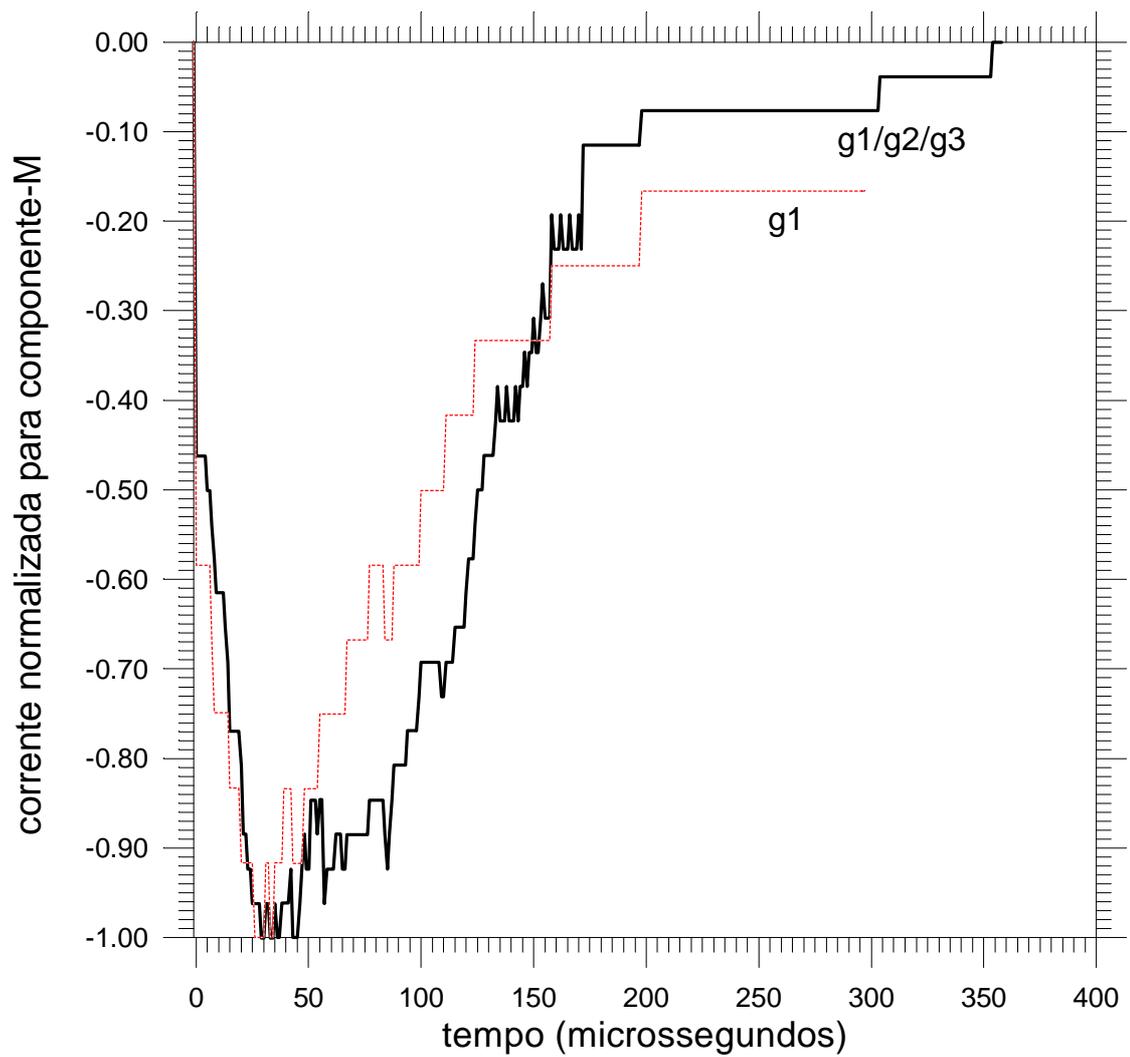


Fig. 4.16 Curva média normalizada para as componentes M para o grupo g1 (7 eventos) e para todos os grupos (12 eventos).

### **4.3 Cálculo da Derivada da Curva de Corrente e da Carga Transferida.**

Para os resultados apresentados nessa sessão foram utilizadas as curvas médias para calcular a derivada e a integral. A primeira está relacionada com a radiação distante e representa um termo de proporcionalidade dependente do tempo da radiação distante e o segundo com a carga transferida. As Figuras 4.17 e 4.18 mostram a derivada temporal da curva média de corrente para os primeiros choques de retorno e choques subseqüentes, respectivamente. Foi possível obter o padrão temporal com um bom alisamento porque utilizamos as curvas médias de corrente, apesar de a precisão na medida da corrente ser relativamente baixa. Individualmente, as curvas de derivadas apresentavam aspecto discreto muito acentuado, o que não permitia a visualização precisa do padrão temporal da radiação. O fato de calcularmos as médias reconstruiu esse padrão, o que mostra a vantagem de trabalharmos com curvas médias.

Nos primeiros choques de retorno existe uma oscilação antes de a corrente atingir o seu pico, em tempo da ordem de 10  $\mu$ s, diferentemente do que ocorre nos choques subseqüentes. Se considerarmos a velocidade de subida do choque de retorno da ordem de 1/3 da velocidade da luz (Uman, 1987) podemos calcular o comprimento do canal pela altitude atingida pela frente de onda, obtendo um valor da ordem de 750 m, podendo este pico estar associado a existência de ramificações. Usando valores da ordem de 1/10 da velocidade da luz (Schonland e Collens, 1934), esse comprimento cai para 250 m, e esse pico pode estar relacionado com a influência exercida pela torre no desenvolvimento da descarga, mais especificamente, no estabelecimento da distância de atração. Uma medida detalhada dos tempos em que surgem as ramificações, comprimento das ramificações, ordem em que ocorrem e seu brilho foi apresentada por Schonland e Collens (1934).

Esse padrão pode servir para o reconhecimento de primeiros choques de retorno em sistemas de localização de tempestade que medem a radiação distante, facilitando a reconstrução das descargas completas a partir dos choques individuais.

Medidas da radiação distante simultâneas com a corrente na base do canal têm sido usados para a validação de modelos matemáticos que calculam a corrente no canal a partir da medida da radiação distante (Lin et al. 1980, Rachidi e Thottappillil, 1990, Thottappillil e Uman, 1993) e podem ser utilizados para calcular a distribuição de corrente ao longo do canal, por meio de modelos (Thottappillil e Uman, 1994).

A Figura 4.19 mostra a carga transferida até 300  $\mu\text{s}$  para os choques de retorno. O eixo vertical está graduado em mC. Inicialmente os choques de retorno subsequentes transferem mais carga devido a derivada da corrente ser maior, se tornando menor para tempos superiores a cerca de 20 microssegundos. Tomando o eixo vertical com escala logarítmica o trecho da curva para tempos superiores a cerca de 30  $\mu\text{s}$  aparecem praticamente como retas, indicando que a relação entre a carga transferida até um certo instante e esse instante é exponencial.

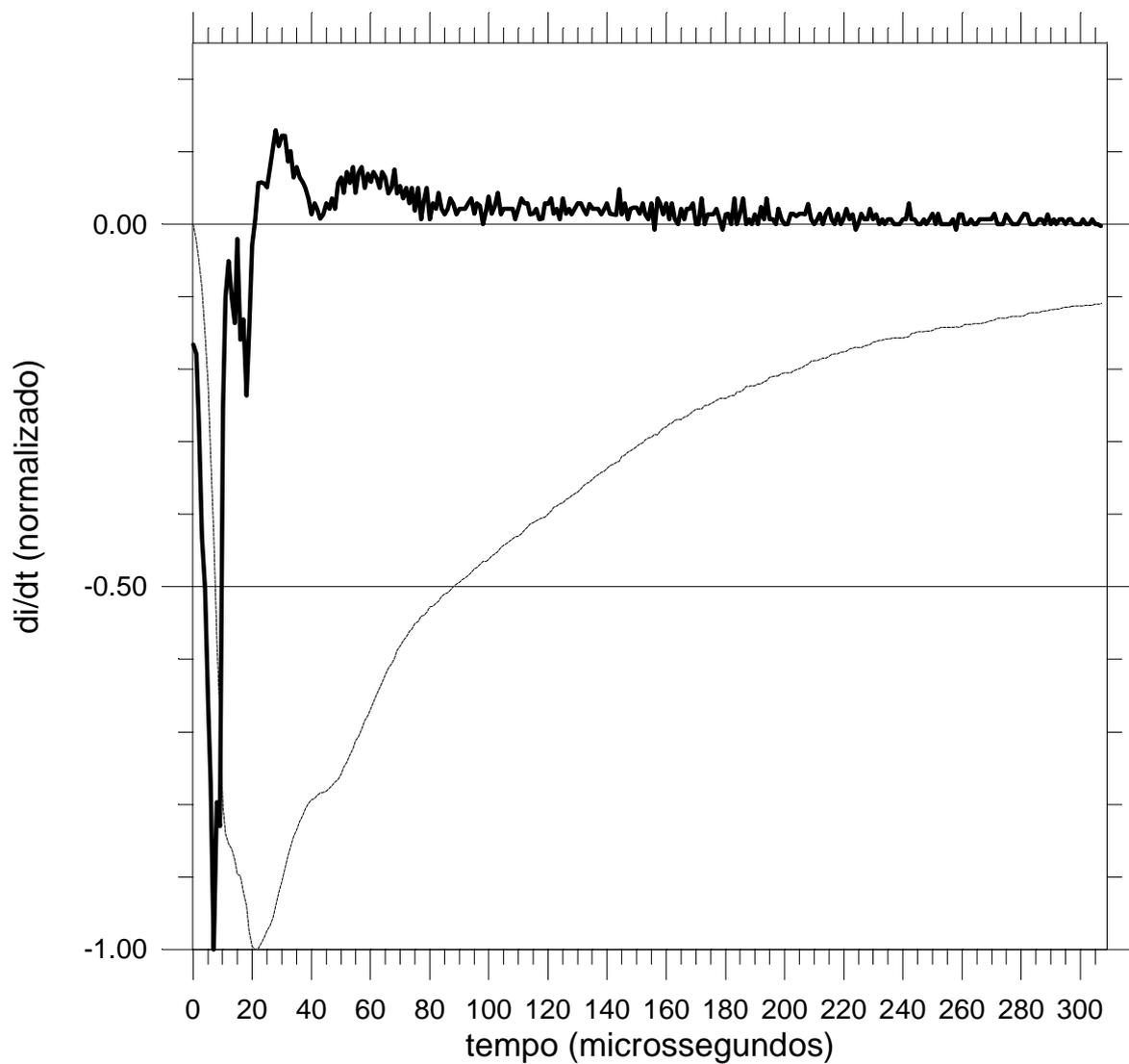


Fig. 4.17 Derivada da curva média de corrente para os primeiros choques de retorno. A curva tracejada representa a curva de corrente normalizada.

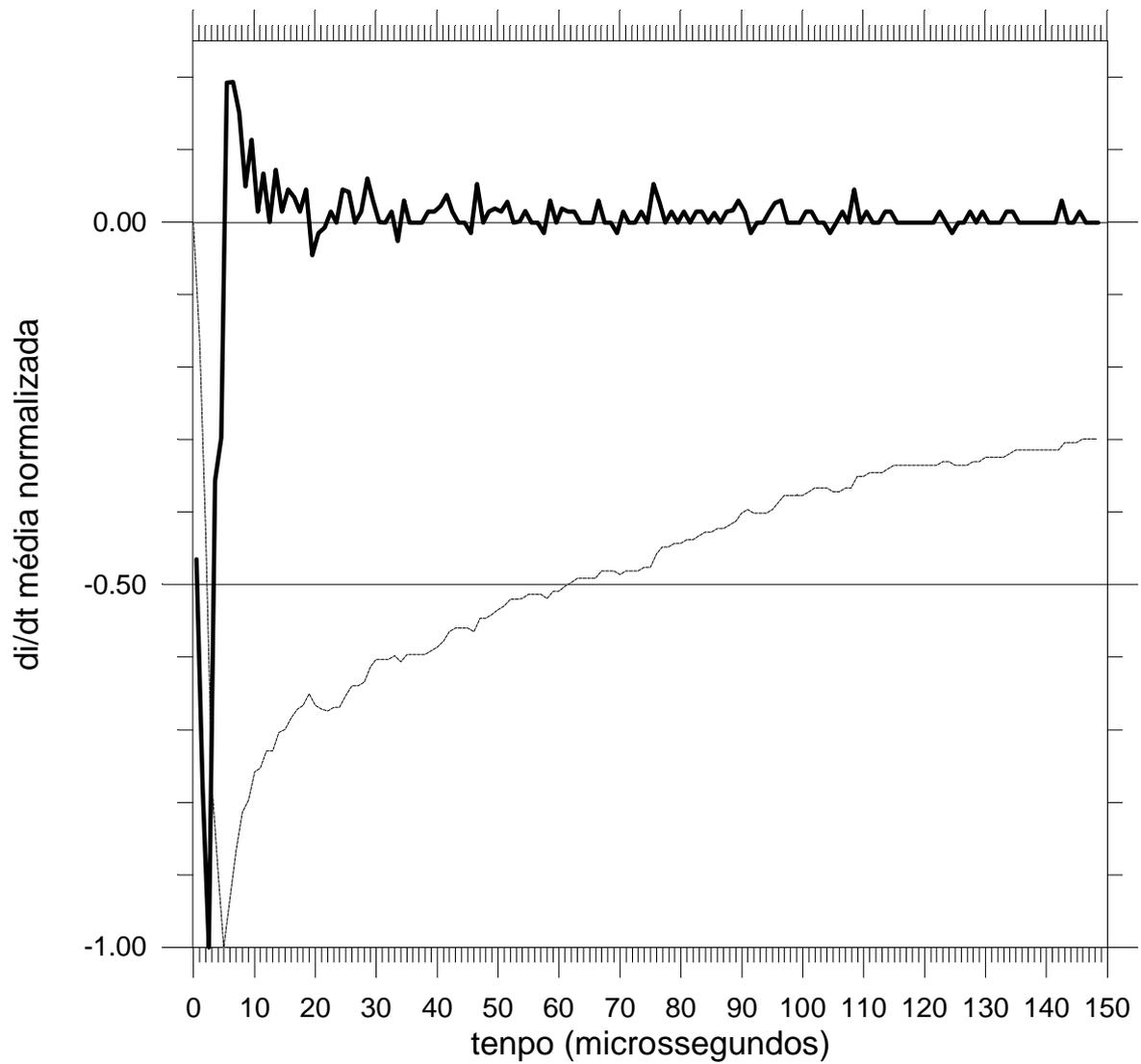


Fig. 4.18 Derivada média normalizada para os choques de retorno subsequentes. A curva tracejada representa a curva de corrente normalizada.

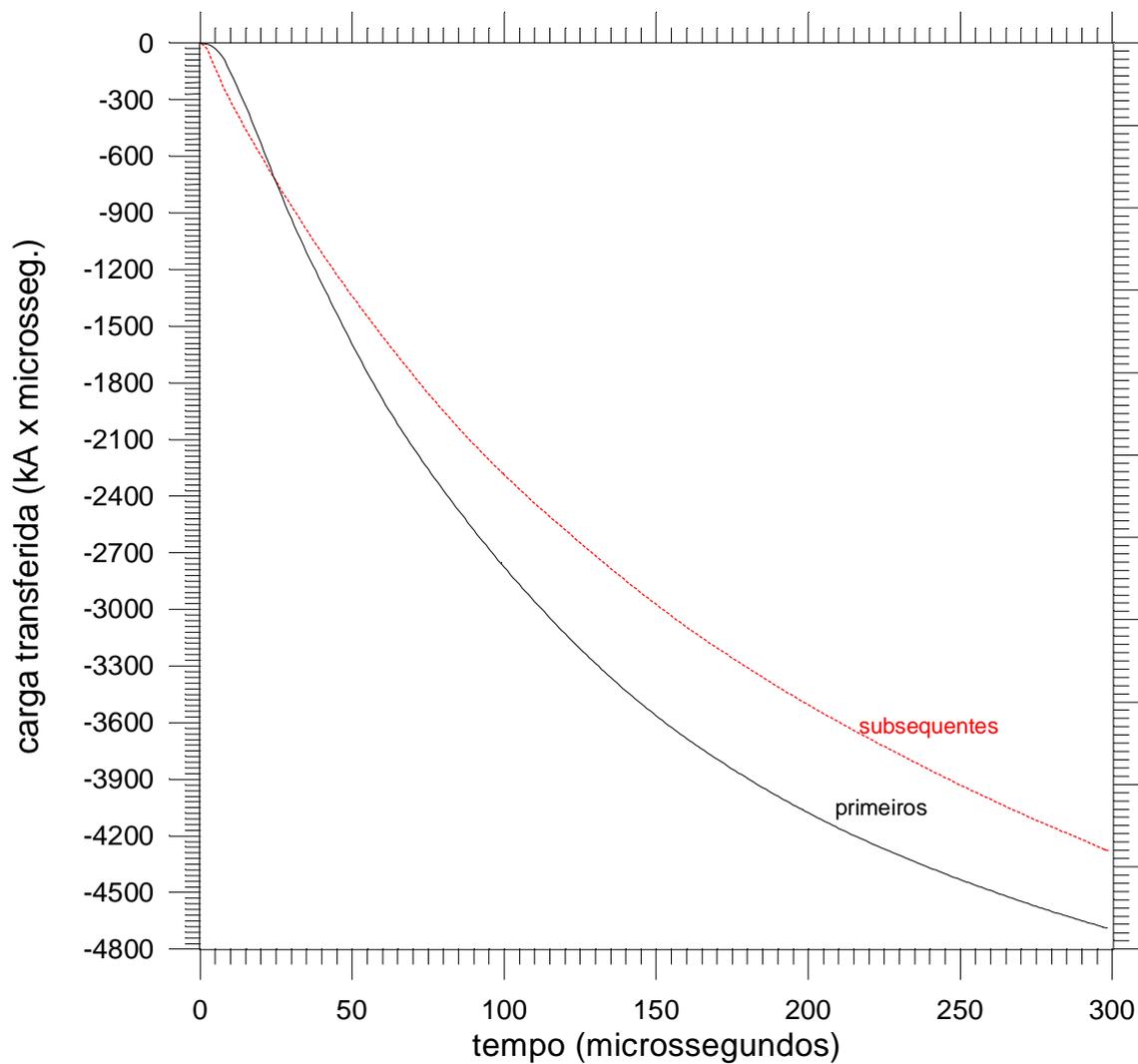


Fig. 4.19 Carga transferida para os primeiros choques de retorno e para os subsequentes.

# Capítulo 5

## Modelagem

### 5.1 Modelagem do Choque de Retorno

Nesse capítulo vamos apresentar expressões analíticas para o ajuste dos dados de corrente. Essas expressões serão obtidas de um modelo matemático para a descrição do choque de retorno, desenvolvido por Borovski (1995). Estabelecemos uma pequena modificação na equação diferencial que descreve o campo elétrico no modelo de Borovski (1995) para obter uma equação onde a densidade de corrente e a condutividade são as variáveis. Os valores dos parâmetros de ajuste das curvas de corrente permitem obter a condutividade do sistema canal-torre-solo diretamente. Inicialmente vamos apresentar alguns tipos de modelos utilizados para a descrição do choque de retorno.

Existem quatro grupos de modelos para descrever o choque de retorno:

1) Aqueles chamados de “físicos” envolvendo uma descrição a partir de parâmetros termodinâmicos do canal, tais como temperatura, pressão e densidade de massa. Nesses modelos o canal é tratado como uma coluna de gás confinada em uma geometria cilíndrica, submetido a leis de conservação (massa, momento e energia) acoplados a duas equações de estado, por onde flui uma corrente elétrica  $I(t)$  num meio resistivo. Eles serão doravante chamados MDG (modelos de dinâmica de gás).

2) Os modelos eletromagnéticos (MEM), nos quais o canal é tratado como um sistema irradiando, com as equações que descrevem os campos obtidas diretamente a partir das equações de Maxwell, dependentes da distribuição de corrente (construída empiricamente) ao longo do canal e que reproduzem os campos elétricos e magnéticos próximos ao canal e a radiação distante.

3) Modelos de circuitos distribuídos (MCD), nos quais o canal é tratado como uma linha de transmissão com parâmetros elétricos  $R(z)$  (resistência elétrica),  $L(z)$  (indutância) e  $C(z)$  (capacitância) distribuídos ao longo da linha, sendo  $z$  a altura ao longo do canal. A descarga é um transiente que percorre a linha de transmissão. A corrente elétrica  $I(z,t)$  é obtida a partir de equações diferenciais que distribuem as quedas de potencial da descarga sobre os elementos  $I(z,t)$  ao longo da linha.

4) Modelos de engenharia (MEN), onde a distribuição de corrente elétrica  $I(z,t)$  é estabelecida empiricamente a partir das características observadas do choque de retorno tais como:  $I(0,t)$  (corrente na base do canal), velocidade de subida do choque de retorno, luminosidade do canal, e onde as características físicas do canal são propositalmente desconsideradas, desde que se obtenha uma concordância entre os campos eletromagnéticos medidos a diversas distâncias e os campos calculados a partir da distribuição de corrente construída (Rakov 1997; Rakov e Uman, 1997).

Modelos do primeiro tipo (Plooster, 1971; Hill, 1971 e 1977; Paxton, 1986) necessitam de dados normalmente de difícil obtenção, ou de obtenção indireta, ou mesmo não disponíveis simultaneamente, com os demais dados necessários, relativos aos mesmos eventos. Isto faz com que os outros tipos de modelos, apesar das dificuldades apresentadas, ainda sejam os mais discutidos na literatura.

Modelos do segundo tipo são analógicos. Eles estabelecem uma analogia entre o canal e um outro tipo de sistema físico (antena irradiando (Uman et al. 1975, Master et al. 1983), guia de onda (Borovski, 1995)). As soluções obtidas para o sistema são utilizadas para ajustar os dados de relâmpagos disponíveis, que podem ser a radiação distante (Lin et al. 1980) ou a corrente na base (este trabalho).

Modelos do terceiro tipo (Rao e Bhattacharya, 1966; Oetzel, 1968; Price e Pierce, 1977; Lacerda, 1993; Kostenko, 1995), não descrevem exatamente os mecanismos físicos envolvidos numa descarga atmosférica, mas geram expressões que possibilitam a

reprodução da dinâmica de correntes e podem ser usados em modelos de simulação para a análise da distribuição estatística de certos parâmetros que caracterizam as descargas atmosféricas, além de serem mais realistas que os modelos do quarto tipo.

Modelos do quarto tipo são mais empíricos que os antecessores e por trabalharem com parâmetros arbitrários se ajustam melhor às curvas experimentais, sendo portanto, mais realistas quando o propósito é obter expressões para a corrente que calculem os campos distantes, a partir de medidas dos últimos (Bruce e Golde, 1941; Lin et al. 1980; Diendorfer e Uman, 1990; Nucci et al. 1990; Thottappillil e Uman, 1994).

Nessa tese não analisaremos os modelos do primeiro tipo pois a sua validação depende de medidas de temperatura e pressão e estimativas da condutividade do canal não disponíveis a partir da técnica de medida de corrente da descarga em torre utilizada na obtenção dos dados analisados. Contudo, tais modelos permitem obter expressões para o raio do canal e a resistência do canal por unidade de comprimento como dependentes de  $I(t)$  e podem ser adotados em pesquisas posteriores para estimativas de parâmetros ainda não medidos por essa técnica. Vamos apresentar mais detalhadamente os modelos do segundo, terceiro e quarto tipos.

### **5.1.1 Modelos Eletromagnéticos (MEM).**

O modelo de Lin (Lin et al. 1980) é um dos modelos típicos que tratam o canal como uma antena irradiando. Recentemente Rakov (1997) e Rakov e Uman (1997) fizeram uma revisão na literatura sobre o desenvolvimento dessa categoria de modelos. Esses modelos dependem da velocidade de subida do choque de retorno e da distribuição de corrente ao longo do canal  $I(z,t)$ , que depende da corrente na base do canal  $I(0,t)$ . No modelo de Lin (1980) as equações de Maxwell fornecem expressões para o cálculo dos campos dependentes de  $I(z,t)$ . Em modelos mais recentes, as “Equações de Maxwell são resolvidas numericamente usando o método dos momentos obtendo-se a solução

completa da corrente no canal incluindo o modo de antena e o modo de linha de transmissão” (Rakov e Uman 1997).

Borovski (1995), estabelece um modelo para a descrição do líder contínuo (dart leader) e do choque de retorno a partir das equações de Maxwell, considerando-os como ondas se propagando ao longo de um canal cilíndrico, obtendo equações diferenciais que envolvem o campo elétrico (Apêndice B).

Usando o procedimento adotado por Borovski (1995) para obtenção do campo elétrico e a lei de Ohm na forma  $\vec{E} = \rho \cdot \vec{j}$ , obtivemos equações onde a distribuição de corrente aparece explicitamente:

$$\nabla \times \nabla \times (\rho \cdot \vec{j}) = -\frac{4\pi}{c^2} \cdot \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 (\rho \cdot \vec{j})}{\partial t^2} \quad (5.1)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz,  $\rho$  o inverso da condutividade  $\sigma$  e  $\vec{j}$  a distribuição de corrente. Esta equação pode ser resolvida para certas condições impostas a  $\rho$  e  $\vec{j}$ .

Por exemplo, se supusermos em coordenadas cilíndricas:

$$\rho = \rho(t) \quad (5.2a)$$

$$\vec{j} = \vec{j}(\vec{r}, \vec{z}, t) \quad (5.2b)$$

$$\vec{j}_\theta = \vec{j}_\theta(t) \quad (5.2c)$$

sendo  $r$  o raio do canal,  $j_\theta$  simétrica em  $\theta$  e  $\rho$  um escalar dependente apenas de  $t$ , podemos separar a Equação 5.1 em uma parte temporal e outra espacial e obter três equações diferenciais de segunda ordem, uma para cada componente, sendo a equação da componente em  $\theta$  igual a zero.

As expressões separadas por componente são:

$$\hat{r} : \frac{1}{r} \left( \frac{\partial^2 j_r}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 j_z}{\partial z \partial r} \right) = -\frac{4\pi}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial j_r}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 j_r}{\partial t^2} - \frac{2}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot \frac{\partial j_r}{\partial t} - \frac{j_r}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \quad (5.3a)$$

$$\hat{z} : \frac{1}{r} \left( \frac{\partial^2 j_r}{\partial r \partial z} - \frac{\partial^2 j_z}{\partial r^2} \right) = -\frac{4\pi}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial j_z}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 j_z}{\partial t^2} - \frac{2}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot \frac{\partial j_z}{\partial t} - \frac{j_z}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \quad (5.3b)$$

$$\hat{\theta} : 0 = -\frac{4\pi}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial j_\theta}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 j_\theta}{\partial t^2} - \frac{2}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot \frac{\partial j_\theta}{\partial t} - \frac{j_\theta}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \quad (5.3c)$$

Soluções lineares dessas equações permitem obter estimativas de  $\rho(t)$ , a partir do ajuste das curvas de corrente  $I(0,t)$ .

### 5.1.2 Modelos de Circuitos Distribuídos (MCD).

Modelos desse tipo consideram o canal como uma linha de transmissão uniforme descrita pelas equações “telegráficas” (Kostenko, 1995; Oetzel, 1968):

$$-\frac{\partial V(z,t)}{\partial z} = L \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} + RI(z,t) \quad (5.4)$$

$$-\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} = C \frac{\partial V(z,t)}{\partial t} \quad (5.5)$$

cuja combinação gera equações diferenciais de segunda ordem em  $I(z,t)$  e  $V(z,t)$  do tipo:

$$\frac{\partial^2 I(z,t)}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 I(z,t)}{\partial t^2} + RC \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \quad (5.6)$$

$V(z,t)$  é a tensão,  $I(z,t)$  a corrente elétrica,  $L$  a indutância,  $R$  a resistência e  $C$  a capacitância, todos por unidade de comprimento. Soluções analíticas para a Equação 5.6 podem ser encontradas em Oetzel (1968) e Price e Pierce (1977).

Outra maneira para tratar o problema é postulando-se diretamente circuitos RLC acoplados de maneira que as capacitâncias fiquem todas em paralelo com uma linha contínua e os parâmetros  $R$  e  $L$ , em série. Em seguida, aplica-se a lei de Kirchoff (Lacerda, 1993). Os parâmetros  $R$ ,  $L$  e  $C$  são considerados constantes no tempo, gerando equações diferenciais de segunda ordem no tempo, permitindo a obtenção de solução exata para a corrente que pode ser ajustada aos dados.

Rakov e Uman (1997) argumentam que esses parâmetros ( $R$ ,  $L$  e  $C$ ) variam no tempo de forma que a linha de transmissão não é uniforme. A indutância depende do diâmetro do núcleo do canal atravessado pela corrente, a resistência depende da variação da densidade de elétrons, que muda conforme o nível de ionização, da densidade de partículas pesadas e do diâmetro do núcleo do canal e a capacitância depende da taxa de neutralização das cargas em torno do canal depositadas pelo líder precedente.

### **5.1.3 Modelos de Engenharia (MEN).**

Esses modelos propõem utilizar formas para  $I(0,t)$  obtidas empiricamente e, usando valores típicos da velocidade de propagação do choque de retorno, visam reproduzir os campos eletromagnéticos medidos. A validação do modelo é feita pela comparação dos campos calculados com os campos medidos. Essa abordagem supõe um modelo matemático para o cálculo da radiação distante.

Uma outra possibilidade por nós investigada é obter um modelo matemático que descreva a corrente elétrica medida na base do canal e que permita o ajuste da curva obtida teoricamente às curvas de dados, e, posteriormente, utilizar a própria curva matemática para calcular os campos eletromagnéticos. Entretanto, dispomos apenas das

curvas de corrente, o que possibilita apenas o primeiro passo, ou seja, obter uma curva matemática que se ajuste aos dados. Qual é o modelo teórico que melhor descreve a descarga e que permita o cálculo dos campos eletromagnéticos? Essa é uma questão cuja resposta depende do conjunto de dados disponível para a sua validação. No nosso caso, apenas as curvas de corrente foram analisadas, e o único critério de validação adotado é o próprio ajuste das curvas aos dados. Entretanto, a própria análise das curvas de dados já acena para algumas possibilidades de conclusões teóricas, como será visto mais adiante. Alguns exemplos típicos de curvas de corrente dependentes do tempo obtidas empiricamente são mostrados nas expressões 5.7 (Bruce e Golde, 1941), 5.8 (Price et al, 1997) e 5.9 (Heidler, 1985 citado por Nucci et al. 1990):

$$I(t) = I_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (5.7)$$

$$I(t) = I_0 (A \cdot e^{-\alpha t} - B \cdot e^{-\beta t} + C \cdot e^{-\gamma t}) \quad (5.8)$$

$$I(0,t) = \frac{I_{01}}{\eta} \cdot \frac{(t/\tau_1)^2}{(t/\tau_1)^2 + 1} \cdot e^{-t/\tau_2} + I_{02} (e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}) \quad (5.9)$$

onde  $t$  representa o tempo,  $e$  corresponde à base neperiana e as demais variáveis são parâmetros livres para ajuste da curva.

Em alguns casos, a corrente é separada arbitrariamente em duas ou três componentes. Nos casos em que a corrente é separada em duas componentes, a primeira delas é associada a uma corrente de variação rápida enquanto à segunda é atribuída uma variação lenta (Thottappillil e Uman, 1993). Nos casos em que ela é dividida em três componentes (Lin et al. 1980), a corrente total é a soma de um pulso rápido, com um pulso mais lento (associado à corrente corona ao redor do canal) e com um termo constante associado à corrente uniforme. A forma de onda mais típica é dada pela Equação 5.7, nomeada a partir de agora de di-exponencial (diferença de exponenciais), ou somas de várias di-exponenciais (Volland, 1984; Hart e Malone, 1979).

## 5.2 Contribuições deste Trabalho à Modelagem da Corrente do Choque de Retorno

A corrente que circula na atmosfera durante o choque de retorno num ponto  $P(r,\theta,z)$ , em coordenadas cilíndricas, pode ser expressa como  $I(r,\theta,z;t)$ . Devido à impossibilidade de realizar medidas de corrente ao longo de todo o canal, a instrumentação para a medida de corrente durante o choque de retorno é localizada no solo ( $z = 0$ ). Medidas de corrente feitas em pontos distantes da base do canal ( $r \neq 0$ ) foram feitas por Deaver e Krider (1991), mostrando que no instante do choque de retorno, pulsos de corrente ocorrem na atmosfera, o que de certa forma, já tinha sido observado por Berger (1967). Essas medidas podem ser utilizadas para localizar o instante de queda e a polaridade das descargas, mas não existe ainda uma maneira de obter a corrente que circula no canal a partir dessas medidas.

A medida mais realista possível até o momento, é  $I(\mathbf{r}_0, \theta, 0; t)$ . Para diminuir o grau de indeterminação na medida da corrente existem duas técnicas: **as torres** localizadas em pontos elevados (Berger, 1967; Eriksson, 1979; Garbagnati e Lo Piparo, 1970; Triginelli et al. 1995), e os **raios disparados por foguetes** (Fisher et al. 1993). A primeira garante uma maior similitude com as descargas reais, apesar de as torres serem responsáveis muitas vezes por induções de relâmpagos e poderem gerar uma estatística mais significativa de parâmetros associados à frequência de ocorrência de relâmpagos. A segunda garante não só o local da descarga, como também o instante em que ela vai ocorrer; contudo as correntes s apresentam muito menos irregularidades, enquanto os campos elétricos apresentam comportamento ligeiramente diferentes das descargas naturais (Le Vine et al. 1989). Em ambos os casos, é usual considerar  $\mathbf{r}_0 = \mathbf{0}$  como sendo o ponto onde o relâmpago entra em contato com o solo. Considerando-se uma simetria radial, a corrente pode ser obtida na forma  $I(\mathbf{0}, \mathbf{0}, \mathbf{0}, t)$ . A partir da corrente  $I(\mathbf{0}, t)$  pode-se obter a corrente  $I(\mathbf{z}, t)$  (Nucci et al. 1988 citado por Rakov e Uman 1997).

Com o objetivo de obtermos soluções exatas da Equação 5.1 vamos supor um canal homogêneo com condutividade constante e que a corrente possa ser separada em duas componentes, uma espacial e a outra temporal:

$$\bar{\mathbf{j}}(\mathbf{r}, \theta, \mathbf{z}, t) = \bar{\mathbf{j}}(\mathbf{r}, \theta, \mathbf{z}) \cdot \mathbf{j}(t) \quad (5.10)$$

Entrando com (5.10) em (5.1) e separando a parte espacial da temporal com uma constante de separação M, a parte temporal fica reduzida a:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{I}(t)}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{\rho} \frac{\partial \mathbf{I}(t)}{\partial t} + \mathbf{N} \cdot \mathbf{I}(t) = \mathbf{0} \quad (5.11)$$

$$\mathbf{N} = \mathbf{c}^2 \cdot \mathbf{M} \quad (5.12)$$

$$\mathbf{I}(t) = \mathbf{j}(t) \cdot \mathbf{S}_{\text{canal}} \quad (5.13)$$

sendo  $\mathbf{S}_{\text{canal}}$  a seção reta atravessada pela corrente  $\mathbf{I}(t)$  e  $\mathbf{N}$  uma outra constante proporcional a  $\mathbf{M}$ .

A Equação 5.11 admite como solução a Equação 5.8, com  $\mathbf{C} = 0$  e  $\mathbf{I}_0 = 1$  (Grant e Phillips, 1975). Tomando  $\mathbf{m}$  como a derivada da corrente em  $t=0$  e utilizando as seguintes condições de contorno:

$$\frac{\partial \mathbf{I}(0)}{\partial t} = \mathbf{m} \quad (5.14)$$

$$\mathbf{I}(0) = \mathbf{0} \quad (5.15)$$

obtemos:

$$I(t) = I_0 \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (5.16)$$

$$\alpha = \frac{2\pi}{\rho} - \sqrt{\left(\frac{\pi}{\rho}\right)^2 - N} \quad (5.17)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\rho} + \sqrt{\left(\frac{\pi}{\rho}\right)^2 - N} \quad (5.18)$$

$$I_0 = \frac{m}{2 \cdot \sqrt{\left(\frac{\pi}{\rho}\right)^2 - N}} \quad (5.19)$$

Vemos nas Equações 5.16 a 5.19 que a escolha da constante de separação  $M = N/c^2$ , está ligada ao tipo de solução que desejamos obter. Pode ser real ( $M < [\pi/(\rho.c)]^2$ ), com amortecimento crítico ( $M = [\pi/(\rho.c)]^2$ ), ou oscilatória ( $M > [\pi/(\rho.c)]^2$ ), se dispusermos de medidas da resistividade  $\rho$  (Grant e Phillips, 1975; LePage e Seely, 1952; Smythe, 1939).

Um outro procedimento que permite estimarmos o valor de  $\rho$  é reescrever a Equação 5.16 na forma:

$$I(t) = \frac{m}{\beta - \alpha} \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (5.20)$$

e fazer um ajuste por tentativas, variando os parâmetros  $\alpha$  e  $\beta$ . Devemos considerar também um terceiro parâmetro livre,  $M1$ , com uma dependência em  $m$ , do tipo  $M1 = D1 \cdot m$ , sendo o valor de  $D1$ , escolhido de forma a manter a derivada da corrente dentro da faixa de valores experimentais. Para obrigar as curvas a terem os máximos coincidindo com as curvas experimentais fazemos:

$$\beta = \frac{\ln K}{K - 1} \cdot \frac{1}{t_{\text{pico}}} \quad (5.21)$$

$$K = \frac{\alpha}{\beta} \quad (5.22)$$

sendo  $t_{\text{pico}}$  o instante em que a corrente atinge o pico e  $\ln$ , o logaritmo na base neperiana, e em seguida obtemos as demais constantes. Para estimarmos a resistividade  $\rho$  utilizamos:

$$\rho = \frac{4\pi}{\alpha + \beta} \quad (5.23)$$

obtida da soma das Equações 5.17 e 5.18.

### 5.3 Ajustes semi-empíricos para diversas curvas de corrente

Nessa seção do trabalho estamos interessados em obter os melhores ajustes empíricos aos dados utilizando di-exponenciais, mantendo  $K$  dentro dos limites  $0.01 \leq K \leq 0.995$ . Esse intervalo foi escolhido arbitrariamente, a princípio, apenas para garantir um truncamento na tentativa de ajuste. A partir do valor experimental de  $t_{\text{pico}}$ , e de uma escolha arbitrária de  $K$  calculávamos o valor de  $\beta$  da Equação 5.21 e  $\alpha$  da Equação 5.22. Em seguida montávamos a di-exponencial (Equação 5.16) escolhendo  $I_0$  de forma a manter o valor de  $m$  (Equação 5.14) dentro da faixa de valores (de 5 a 12 kA/ $\mu$ s, aproximadamente) observados experimentalmente, sem preocupação de ajustar com precisão a rampa de subida, e sim o valor de pico e a inclinação da cauda da curva de dados. O ajuste era considerado bom quando havia coincidência do maior trecho da curva que se pretendia ajustar, ou quando a área entre a curva de dados e a curva teórica acima da curva teórica era aproximadamente igual àquela entre a curva de dados e a curva teórica, abaixo da curva teórica.

A Figura 5.1 representa a média dos primeiros choques de retorno e a Figura 5.2 a média normalizada ajustada por exponenciais por variação do parâmetro K. Várias curvas com diversos valores de K são apresentadas com o intuito de mostrar a variação da forma da curva com a variação do parâmetro K, para o mesmo valor de  $t_{\text{pico}}$ .

Para ilustrar a maneira de como pode ser feito ajuste das curvas as Figuras 5.3 a 5.13 mostram ajustes para diversas curvas de corrente de choques individuais. Procuramos inicialmente a curva que melhor ajustava os dados até 100  $\mu\text{s}$ , mantendo a curva teórica com o maior trecho possível coincidindo com a curva de dados, mantendo o mesmo valor de  $t_{\text{pico}}$  para ambas. Caso isso não fosse possível (Choques s0601, Figura 5.6 e s4201, Figura 5.7), tentamos o ajuste mantendo o valor de pico, buscando a melhor forma para a curva dentro dos 300  $\mu\text{s}$ , o que ocorreu no caso do choque s0601 (Figura 5.6). Caso isso não fosse possível, abrimos mão de a curva di-exponencial passar no valor de pico da curva de dados mas mantivemos o mesmo  $t_{\text{pico}}$  e tentamos manter o maior trecho possível da di-exponencial coincidindo com a curva de dados nos 300  $\mu\text{s}$ , o que ocorreu no choque s4201 (Figura 5.7). Na última curva (choque s0301, Figura 5.8), apresentamos quatro di-exponenciais. A di-exponencial mais acima ( $K=0.01$ ) juntamente com a di-exponencial mais abaixo ( $K=0.995$ ) delimitam a região por onde passam todas as di-exponenciais possíveis para ajustes com  $t_{\text{pico}} = 26 \mu\text{s}$ . A primeira exponencial mais acima do limite inferior ajusta os primeiros 60  $\mu\text{s}$ , e a seguinte ajusta a cauda dentro dos 300  $\mu\text{s}$ .

Os ajustes definitivos, incluindo todos os choques com todos os parâmetros usados nos cálculos estão no apêndice A, Tabela A.1 e Figuras A.1 a A.12. O valor de  $I_0$  na Tabela 5.1 foi escolhido de maneira a manter a derivada na faixa de 2 a 12  $\text{kA}/\mu\text{s}$  e fazer com que a curva passasse pelo máximo. Os diferentes valores da condutividade calculados num mesmo choque, a partir dos parâmetros que ajustam partes distintas da curva, são devidos a variações da condutividade do canal ao longo da descarga. Os valores de condutividade obtidos estão entre a condutividade de um solo pouco condutivo ( $10^{-2}$

mho/m) e a condutividade do ar ( $10^{-14}$  mho/m) próximo do solo, indicando uma possível interferência do espaço entre as placas metálicas (“gap” de ar).

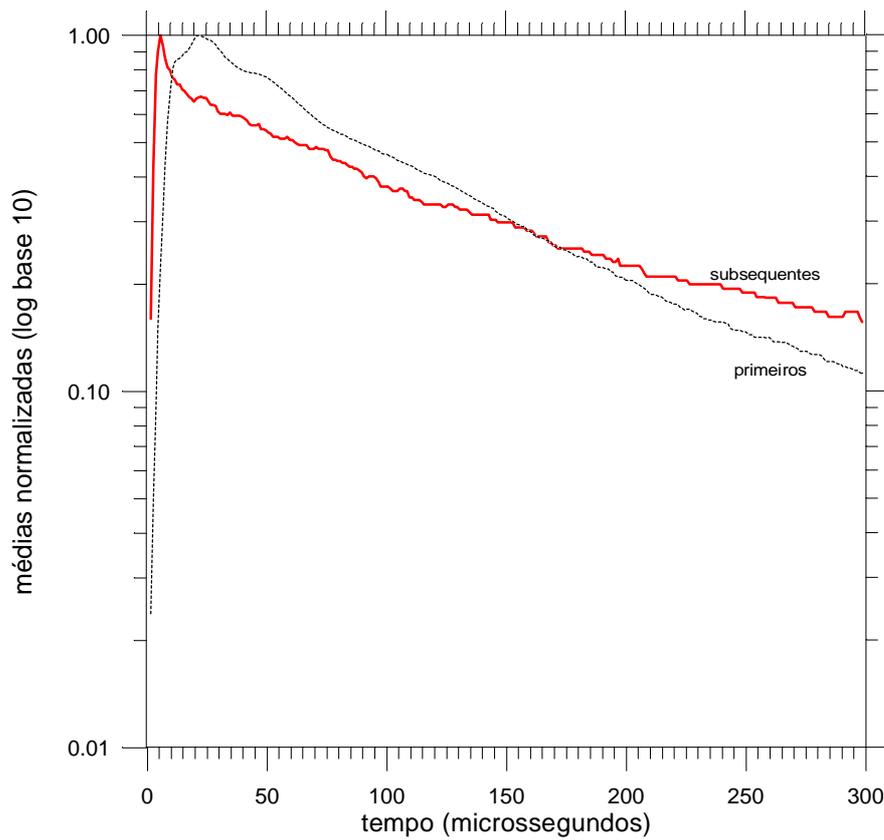


Fig. 5.1 Curvas para os valores médios das correntes dos primeiros choques de retorno e dos subsequentes. As curvas obtidas indicam regimes exponenciais.

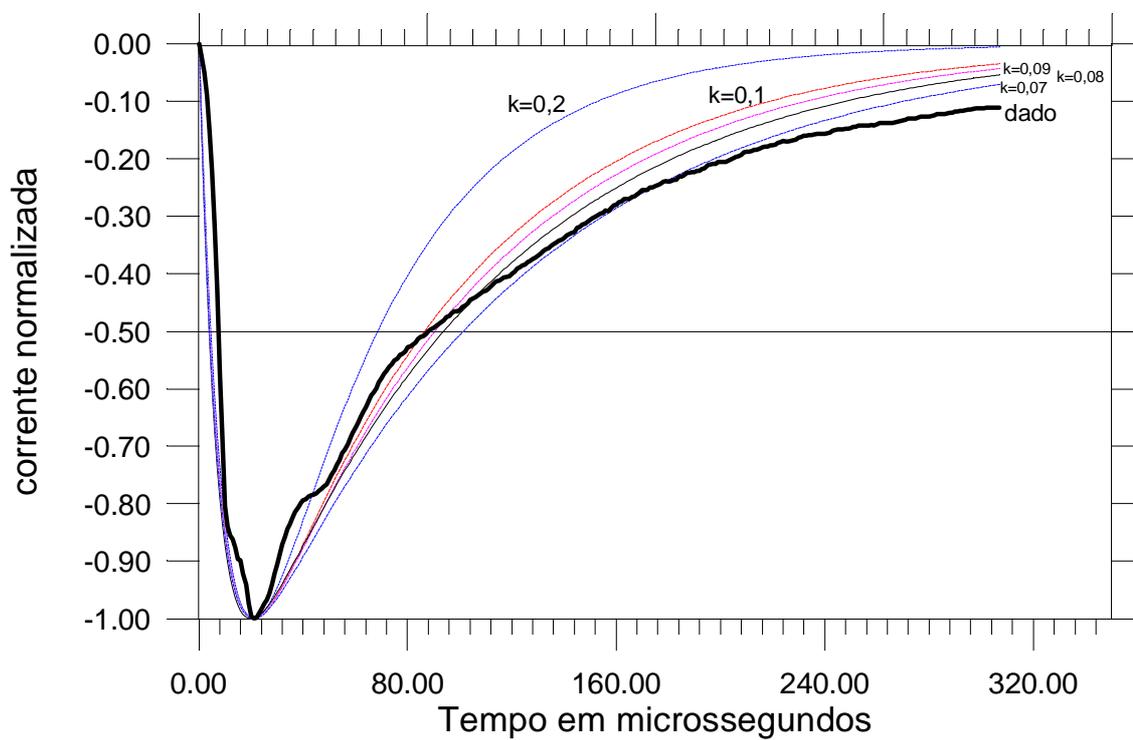


Fig. 5.2 Di-exponenciais normalizadas pelo valor de pico, comparadas com a curva média para os primeiros choques de retorno normalizada pelo valor de pico (vide texto).

TABELA 5.1 PARÂMETROS UTILIZADOS PARA O AJUSTE DAS CURVAS NAS FIGURAS 5.3 A 5.8 CALCULADOS A PARTIR DE  $\alpha$  E  $\beta$ , APRESENTANDO O VALOR CALCULADO PARA A CONDUTIVIDADE.

choque	k	I <sub>o</sub> (kA)	$\alpha$ ( $\mu\text{s}^{-1}$ )	$\beta$ ( $\mu\text{s}^{-1}$ )	I <sub>pico</sub> (kA)	t <sub>pico</sub> ( $\mu\text{s}$ )	$\sigma \cdot 10^{-6}$ ( $\Omega \cdot \text{m}$ ) <sup>-1</sup>	$\sigma \cdot 10^4$ s <sup>-1</sup>
3	0.6	350	0.0294707	0.049117	74.8	26	0.694	0.625
3	0.01	80	0.0017891	0.1789111	74.8	26	1.598	1.438
3	0.995	36000	0.0383652	0.038558	74.8	26	0.68	0.612
3	0.2	112	0.0154753	0.0773768	74.8	26	0.821	0.739
6	0.1	70	0.0118996	0.1189966	53.54	21.5	1.158	1.042
21	0.01	34	0.0033226	0.3322633	37.8	14	2.968	2.671
21	0.6	180	0.0547313	0.0912188	37.8	14	1.29	1.161
37	0.1	74	0.1705619	0.0170561	53.54	15	0.165	0.149
38	0.2	79	0.0171216	0.0856083	38.58	23.5	0.182	0.164
42	0.055	20	0.0116419	0.211671	29.92	14.5	1.975	1.778

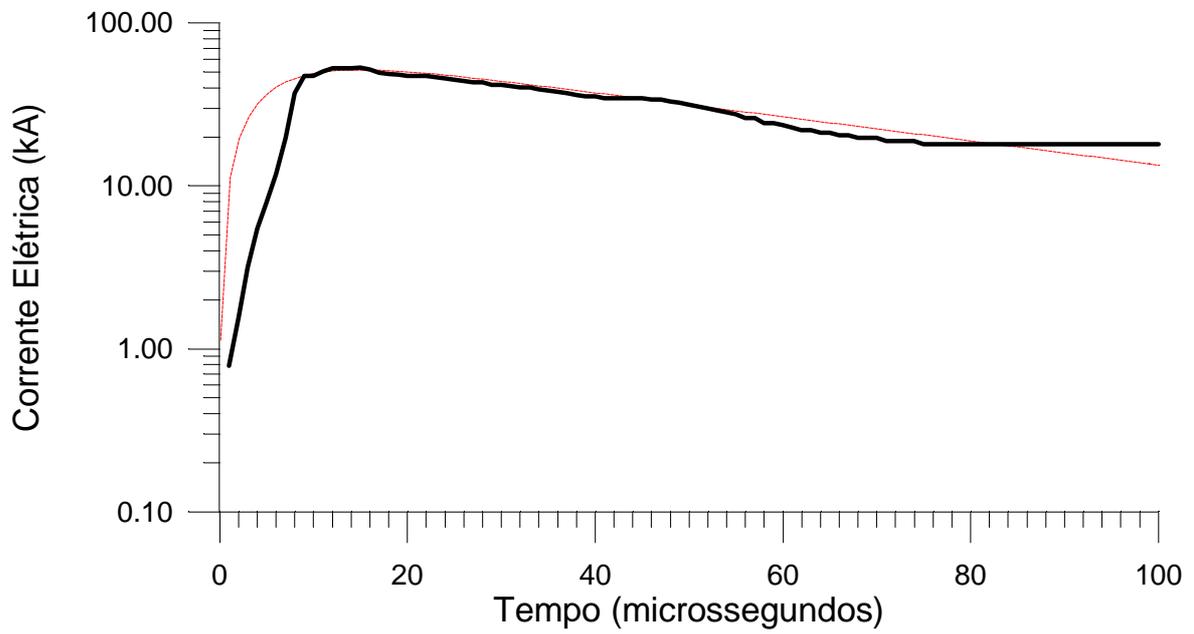


Fig. 5.3 Choque s3701 ajustado por di-exponencial

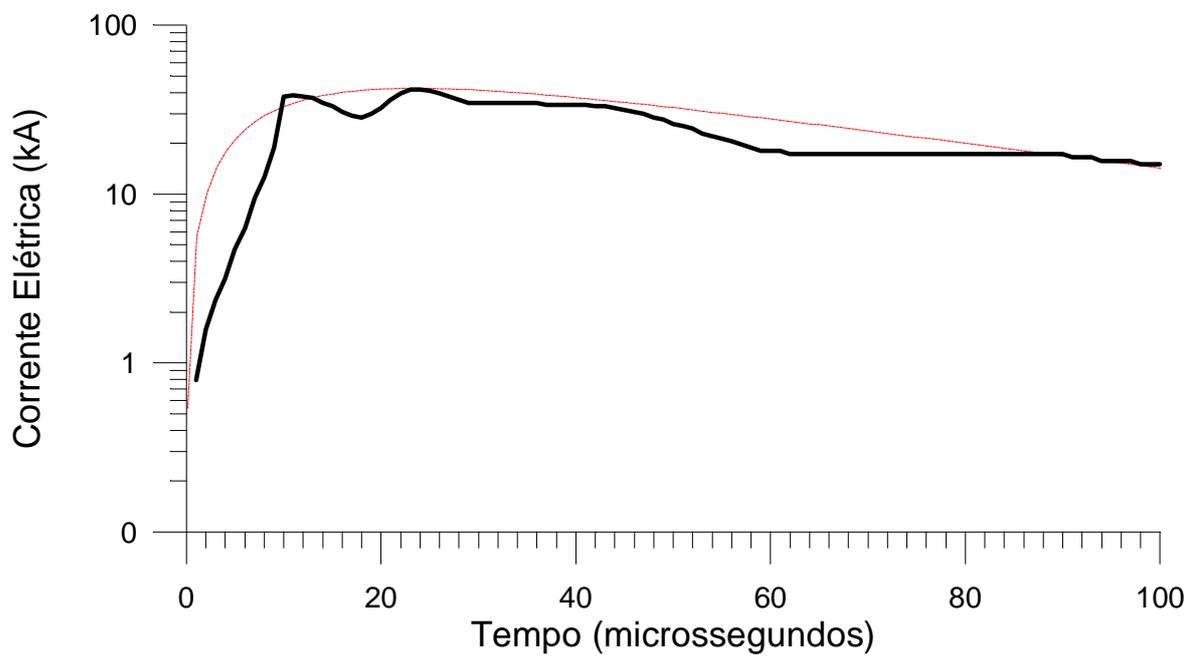


Fig. 5.4 Choque s3801 ajustado por di-exponencial

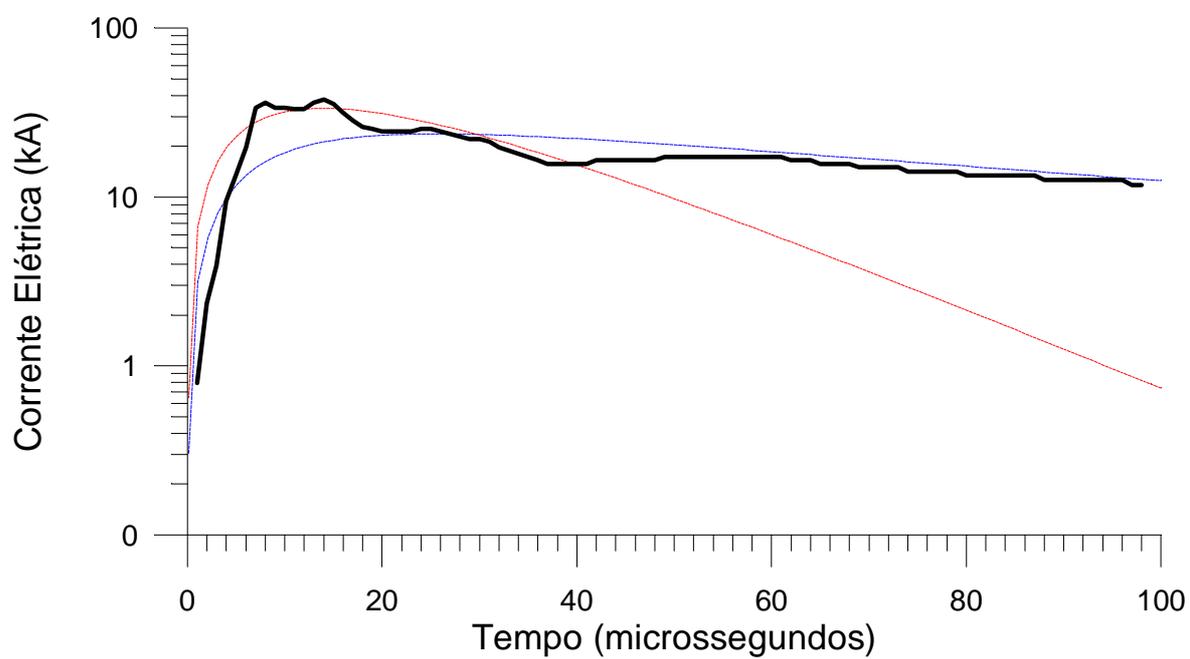


Fig. 5.5 Choque s2101 ajustado por duas di-exponenciais. A primeira priorizando a frente de onda até 50  $\mu$ s e a segunda priorizando a cauda da frente de onda até 100 $\mu$ s.

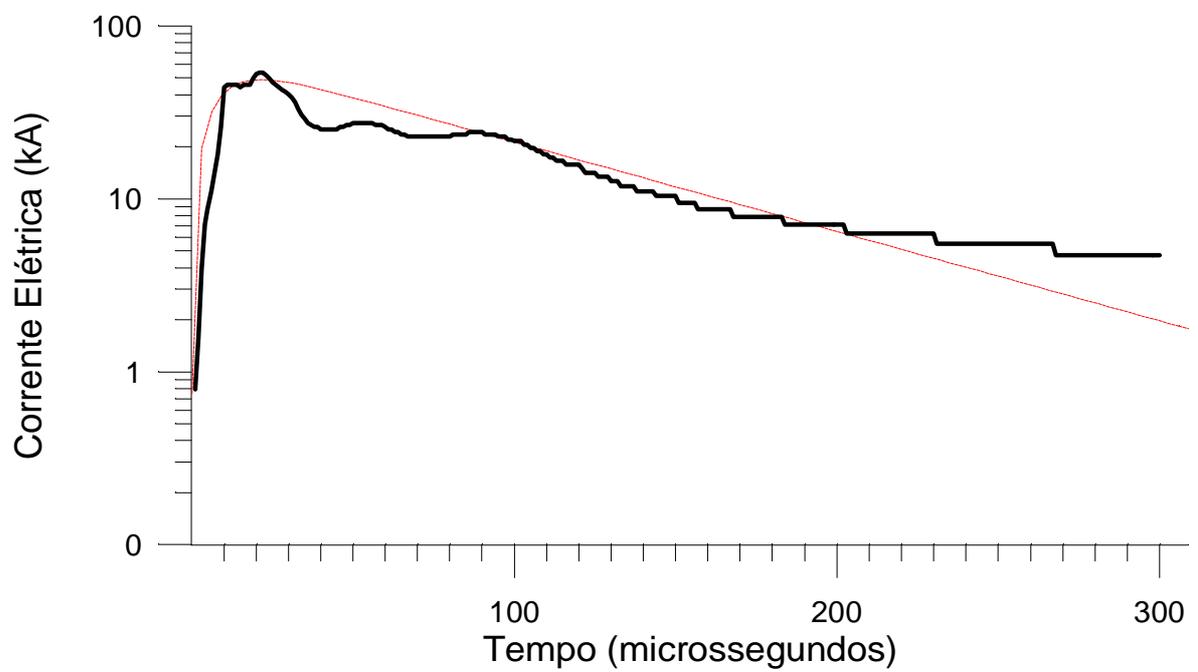


Fig. 5.6 Choque s0601 ajustada por uma di-exponencial mantendo o limite superior da curva de dados (exceto o valor de pico), abaixo da di- exponencial até 200  $\mu$ s.

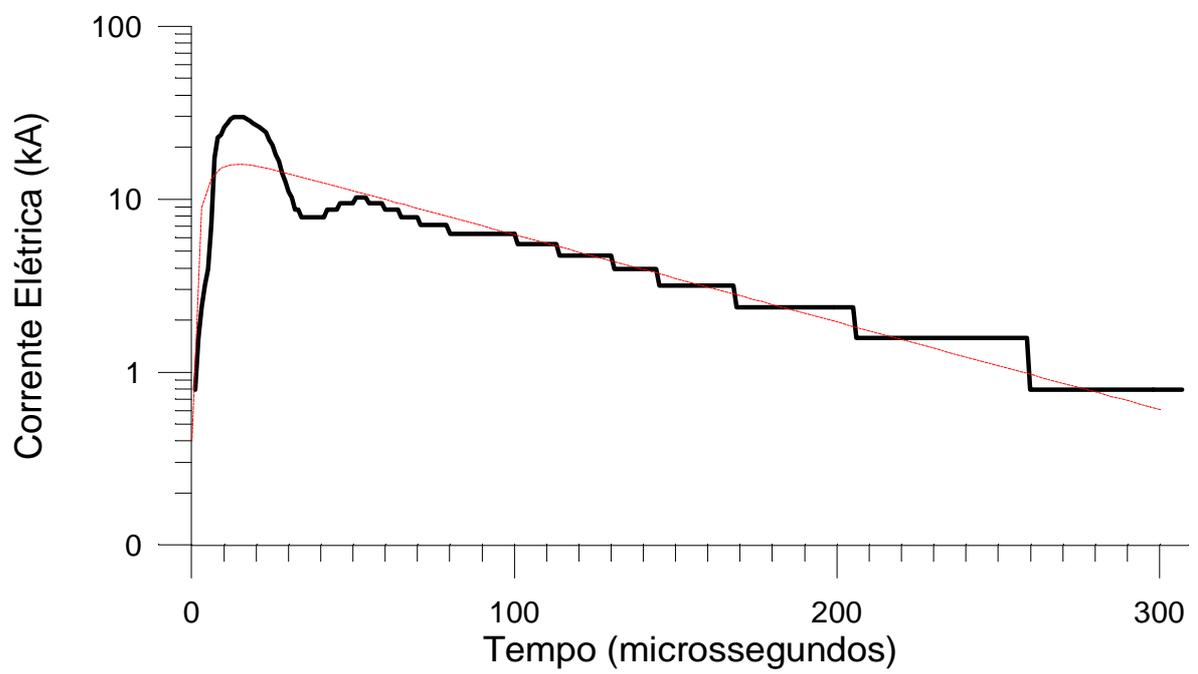


Fig. 5.7 Choque s4201 ajustado por di-exponencial contemplando o ajuste da cauda até 300  $\mu$ s.

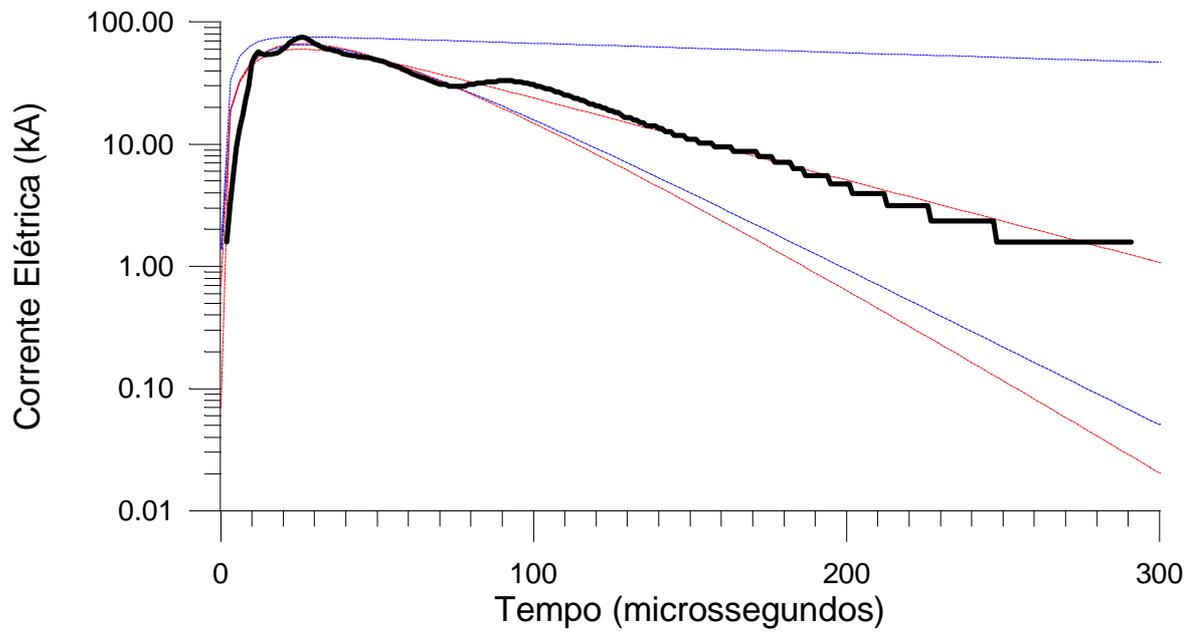


Fig. 5.8 Choque s0301. A di-exponencial mais abaixo indica a escolha de  $K$ , pelo limite superior por nós estipulado de  $K=0.995$ , enquanto a di-exponencial mais acima indica a escolha de  $K$  pelo limite inferior  $K=0.01$ . Ambas as di-exponenciais não foram escolhidas para ajustes e sim para indicar os limites inferior e superior para as di-exponenciais. As di-exponenciais centrais foram escolhidas para ajuste da frente de onda até  $100 \mu\text{s}$  (pontilhada mais abaixo), e a outra para ajuste da cauda até  $300 \mu\text{s}$ .

#### **5.4 Ajustes Semi-empíricos de Curvas de Corrente Obtidas na África do Sul e para a Curva Média Normalizada dos Registros do Brasil e da Suíça.**

As Figuras 5.9, 5.10 e 5.11 apresentam os ajustes conseguidos para três curvas apresentadas por Erikson (1979), obtidas pelo emprego da mesma técnica e com uma estação semelhante à do Cachimbo instalada na África do Sul. Os valores dos parâmetros de ajuste foram lançados nas próprias figuras.

Na Figura 5.12 apresentamos os ajustes obtidos para a curva normalizada obtida na Suíça, para os primeiros 50  $\mu$ s ( $K=0.05$ ), para a cauda ( $K=0.01$ ), e para a curva completa ( $K=0.02$ ).

As curvas tracejadas mostram que os dois trechos ajustados isoladamente se assemelham a exponenciais, mas a curva inteira não, e portanto o ajuste para a curva completa necessariamente não conseguirá cobrir simultaneamente o pico e a cauda.

Na Figura 5.13 apresentamos o ajuste obtido para as curva média de corrente registradas no Morro do Cachimbo.

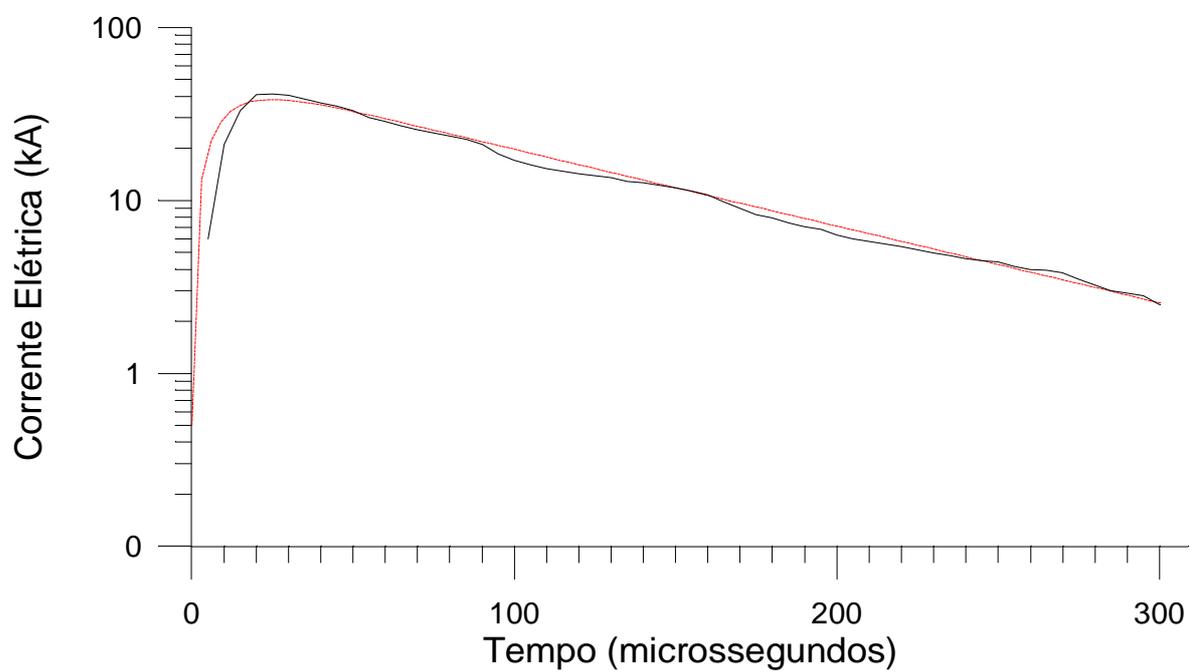


Fig. 5.9 Ajuste para a curva de corrente do choque e1001 obtido na África do Sul pelo emprego da mesma técnica.  $t_{\text{pico}}=25\mu\text{s}$ ;  $I_{\text{pico}}=41.3\text{ kA}$ ;  $K=0.1$ ;  $\alpha=0.010233712$ ;  $\beta=0.10233712$ ,  $\sigma=0.896 \times 10^4\text{ s}^{-1} = 0.996 \times 10^{-6}\text{ }(\Omega\cdot\text{m})^{-1}$ .

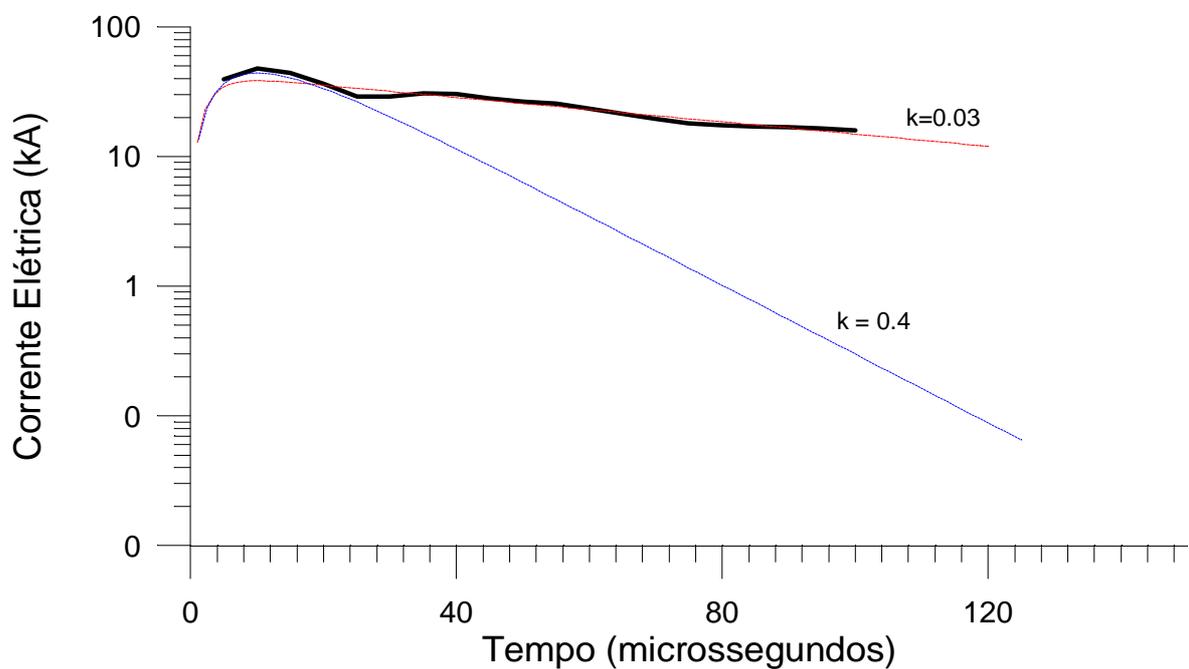


Fig. 5.10 Ajuste para a curva de corrente do choque e1601 obtido na África do Sul pelo emprego da mesma técnica.  $t_{\text{pico}}=10\mu\text{s}$ ;  $I_{\text{pico}}=47.5\text{ kA}$ ;  $K=0.03$ ;  $\alpha=0.010845024$ ;  $\beta=0.3615008$ ,  $\sigma=2.96 \times 10^4\text{ s}^{-1} = 3.29 \times 10^{-6}\text{ }(\Omega.\text{m})^{-1}$ ;  $K=0.4$ ;  $\alpha=0.06108604$ ;  $\beta=0.1527151$ ,  $\sigma=1.701 \times 10^4\text{ s}^{-1} = 1.89 \times 10^{-6}\text{ }(\Omega.\text{m})^{-1}$ .

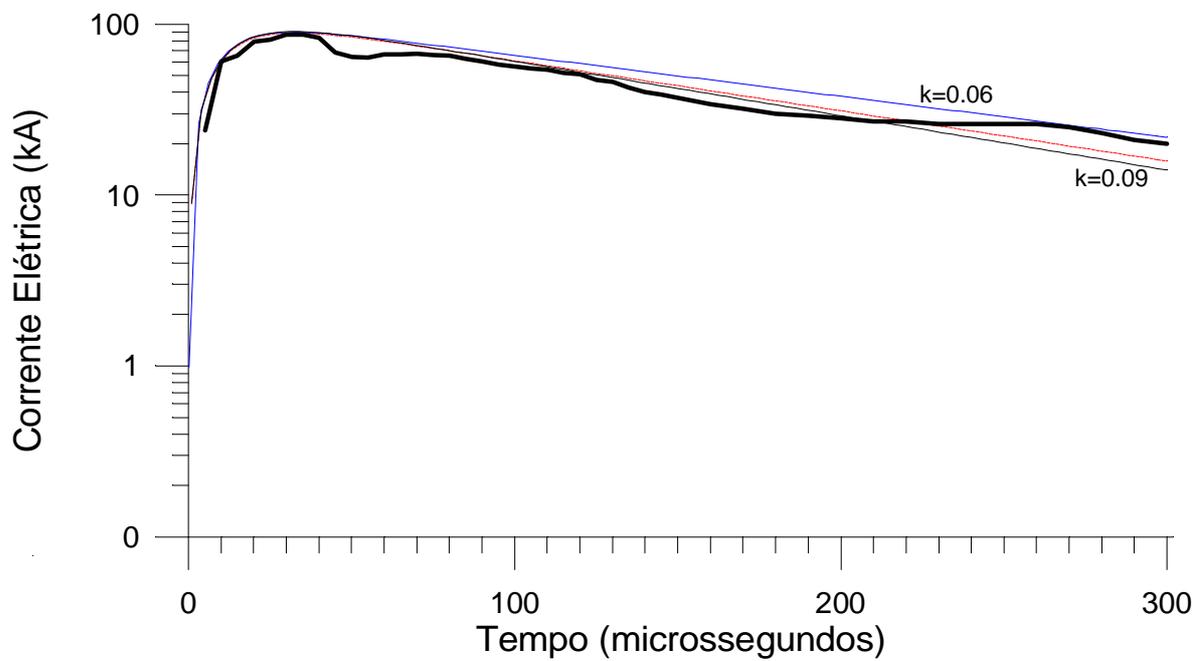


Fig. 5.11 Ajuste para a curva de corrente do choque e2701 obtido na África do Sul pelo emprego da mesma técnica.  $t_{\text{pico}}=32.5\mu\text{s}$ ;  $I_{\text{pico}}=87\text{ kA}$ ;  $K=0.06$ ;  $\alpha=0.00552552$ ;  $\beta=0.092092$ ,  $\sigma=0.777 \times 10^4 \text{ s}^{-1} = 0.863 \times 10^{-6} (\Omega.\text{m})^{-1}$ ;  $K=0.08$ ;  $\alpha=0.006757801846$ ;  $\beta=0.084472523$   $\sigma=0.726 \times 10^4 \text{ s}^{-1} = 0.81 \times 10^{-6} (\Omega.\text{m})^{-1}$  (curva tracejada);  $K=0.09$ ;  $\alpha=0.007327644923$ ;  $\beta=0.081418276$ ,  $\sigma=0.706 \times 10^4 \text{ s}^{-1} = 0.78 \times 10^{-6} (\Omega.\text{m})^{-1}$ .

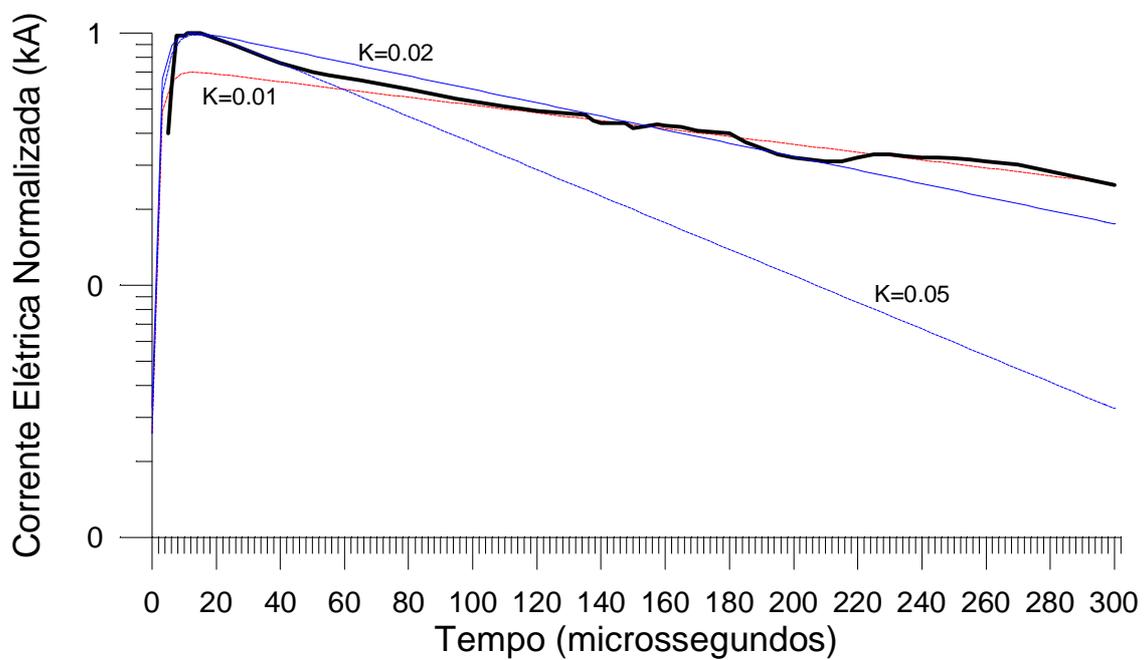


Fig. 5.12 Ajustes para a curva média normalizada obtida na Suíça.  $t_{\text{pico}}=13\mu\text{s}$ ;  $K=0.01$ ,  $\alpha= 0.00357822076$ ,  $\beta=0.357822076$ ,  $\sigma=2.876 \times 10^4 = 3.2 \times 10^{-6} (\Omega.m)^{-1}$ ;  $K=0.02$ ,  $\alpha= 0.006141323077$ ,  $\beta=0.307066153$ ,  $\sigma=2.492 \times 10^4 \text{ s}^{-1} = 2.8 \times 10^{-6} (\Omega.m)^{-1}$ ;  $K=0.05$ ,  $\alpha= 0.012128469$ ,  $\beta=0.242569384$ ,  $\sigma= 2.027 \times 10^4 \text{ s}^{-1} = 2.3 \times 10^{-6} (\Omega.m)^{-1}$ .

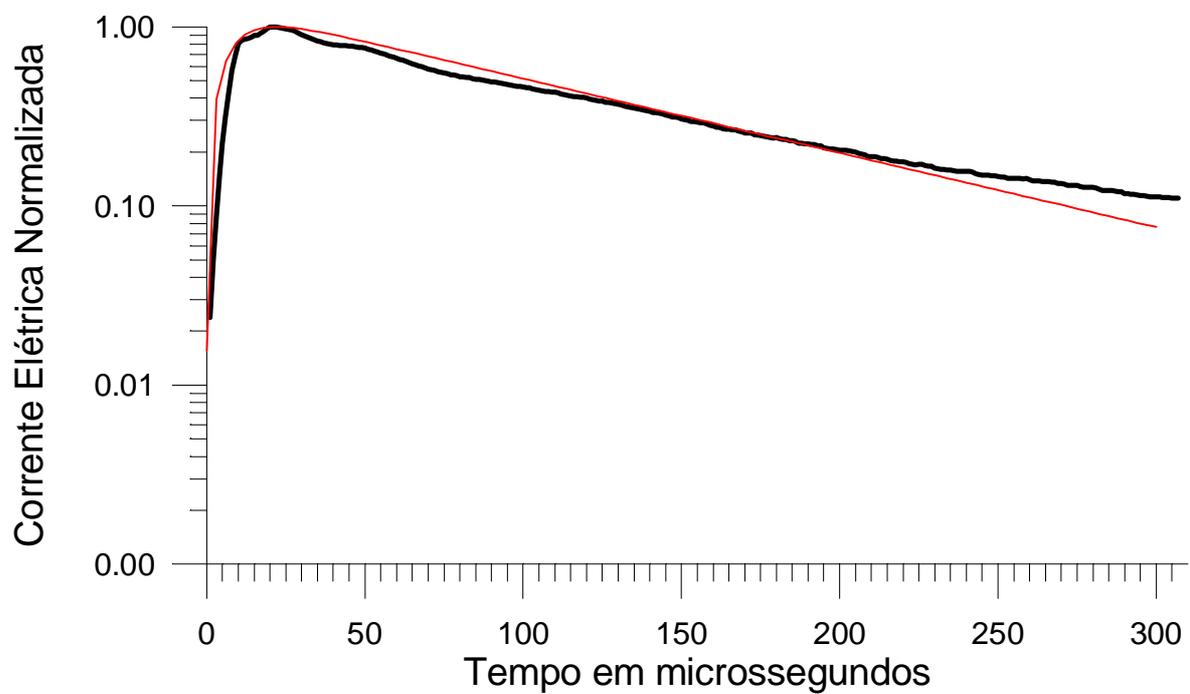


Fig. 5.13 Ajuste para a curva média dos primeiros choques de retorno registrados no Morro do Cachimbo.  $K=0.075$ ,  $\alpha= 0.009546439772$ ,  $\beta=0.127285863$ ,  $\sigma=1.089 \times 10^4 \text{ s}^{-1} = 1.21 \times 10^{-6} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ .

Os valores médios para as condutividades obtidas do ajuste das curvas médias foram lançados na Tabela 5.2 e se referem às médias entre os diversos valores de K e de  $\sigma$  calculados. O objetivo de fazermos essas médias foi obter uma estimativa da condutividade a partir da curva média, compensando as diferenças encontradas por tendências de melhor ajuste de um determinado trecho da curva. Entretanto, no caso dos dados do Morro do Cachimbo, como a curva ajustou adequadamente, mantivemos um único valor. Na próxima seção vamos apresentar o valor do cálculo da condutividade a partir do ajuste individual das 22 curvas analisadas.

TABELA 5.2 MÉDIAS CALCULADAS PARA OS VALORES DE K E  $\sigma$

País	Média das Condutividades $\times 10^{-6}(\Omega.m)^{-1}$ (m.k.s).	Média das Condutividades $\times 10^4 s^{-1}$ (c.g.s).	Valor médio de K
Brasil	1.21	1.089	0.287
África do Sul	1.437	1.294	0.1266
Suíça	2.738	2.465	0.03

### 5.5 Ajustes Semi-Empíricos dos 22 Primeiros Choques e Cálculo da Condutividade.

Nessa sessão do trabalho vamos mostrar o resultado do cálculo da condutividade a partir do ajuste das 22 curvas correspondentes aos dados experimentais. Os procedimentos adotados foram semelhantes aos descritos na Seção 5.3, com a diferença de estarmos agora, ajustando toda a curva de corrente, até os 307  $\mu$ s. Na Tabela 5.3 são fornecidos os valores médios dos parâmetros utilizados no ajuste, bem como o valor médio calculado para a condutividade.

Os valores obtidos para a derivada da corrente (m), em  $t = 0$ , ficaram entre 2.26 kA/ $\mu$ s e 12.05 kA/ $\mu$ s, com média de 7.91 kA/ $\mu$ s. Chamamos o ajuste de “semi-empírico” por causa do terceiro parâmetro livre  $I_0$  ser escolhido por superposição do pico da curva exponencial ao pico da curva experimental e não calculado a partir dos valores de m,  $\alpha$  e

$\beta$  (Equação 5.20). Esse procedimento foi adotado devido à pouca precisão no cálculo da derivada, na escala de 1  $\mu$ s, para a qual foram reduzidas todas as curvas. Entretanto, o fato de, após os ajustes, podermos manter as derivadas dentro da faixa esperada, representa uma boa confiabilidade no método de ajuste, bem como nos valores numéricos obtidos para os parâmetros  $\alpha$  e  $\beta$ .

O valor da condutividade encontrado foi de  $1.6745 \times 10^{-6} (\Omega.m)^{-1}$  com um desvio padrão de 0.91145. O desvio padrão associado a cada grandeza ainda é grande devido ao número relativamente reduzido de elementos da amostra. Entretanto o objetivo deste trabalho não é validar as conclusões somente a partir de uma análise puramente estatística, mas também à luz de outras evidências como as apresentadas na Seção 4.2 e de um modelo matemático que reproduza algumas características das descargas. Essa discussão será desenvolvida com mais detalhes no capítulo 6. As curvas ajustadas e os parâmetros utilizados estão mostrados no Apêndice A.

TABELA 5.3 VALORES MÉDIOS DOS PARÂMETROS UTILIZADOS PARA O AJUSTE DAS CURVAS DOS PRIMEIROS CHOQUES DE RETORNO

grandeza	unidade	valor médio	desvio padrão	menor valor	maior valor
$t_{\text{pico}}$	$\mu$ s	20.2	8	7	40.5
K		$8.3863 \times 10^{-2}$	$5.4901 \times 10^{-2}$	0.015	0.2
$I_0$	kA	62	38.43	20	140
$\alpha$	$\mu$ s <sup>-1</sup>	0.011159	0.003690	0.005814	0.022524
$\beta$	$\mu$ s <sup>-1</sup>	0.178228	0.102390	0.04967	0.45048
$\sigma$ (c.g.s)	$10^4$ s <sup>-1</sup>	1.5071	0.8203	0.47434	3.76409
$\sigma$ (m.k.s)	$10^{-6} (\Omega.m)^{-1}$	1.6745	0.91145	0.5270	4.1823
m	kA/ $\mu$ s	7.91	2.82	2.26	12.05

Observação: Os parâmetros estão mostrados no apêndice A. Tabela A.1.

A Figura 5.14 mostra a correlação entre  $t_{\text{pico}}$  e K. Choques nos quais a corrente atinge o valor de pico mais tarde, tendem a ser ajustados por curvas em que os valores de  $\alpha$  e  $\beta$  produzem maiores  $K = \alpha/\beta$ , pois diminuem o valor calculado de  $\beta$  (Equação 5.21). O ajuste linear obtido foi  $t_{\text{pico}} = 125.741 \times K + 9.61399$ , com um coeficiente de correlação de cerca de 74 %.

A Figura 5.15 mostra a correlação entre a condutividade e  $t_{\text{pico}}$ . Podemos notar que à medida que  $t_{\text{pico}}$  aumenta, a condutividade calculada diminui, significando que naqueles choques em que a corrente demora a atingir o pico, a condutividade calculada tende a ser menor. Reciprocamente, sabe-se que em meios maus condutores, portanto com baixa condutividade, a corrente tende a ter rampa mais suave, demorando mais a atingir o valor de pico, enquanto nos bons condutores, as rampas tendem a serem mais íngremes, com o valor de pico sendo atingido mais cedo. As curvas cheias indicam curvas teóricas calculadas de

$$\sigma = \frac{(\mathbf{K} + 1) \cdot \ln \mathbf{K}}{4\pi \cdot (\mathbf{K} - 1)} \cdot \frac{1}{\mathbf{T}_{\text{pico}}} \quad (5.24)$$

obtida da combinação das Equações 5.21, 5.22 e 5.23, usando valores de K, limítrofes de 0.01 e 0.995, arbitrariamente escolhidos para o truncamento.

A curva central (tracejada) tem equação

$$\sigma = \frac{29}{\mathbf{T}_{\text{pico}}} \quad (5.25)$$

na unidade de  $10^{-6} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ , com  $t_{\text{pico}}$  em  $\mu\text{s}$ . Essa curva separa as condutividades calculadas em duas metades com aproximadamente a mesma quantidade de valores acima e abaixo. Isso significa que 50% dos valores calculados para a condutividade são inferiores aos valores calculados por essa curva.



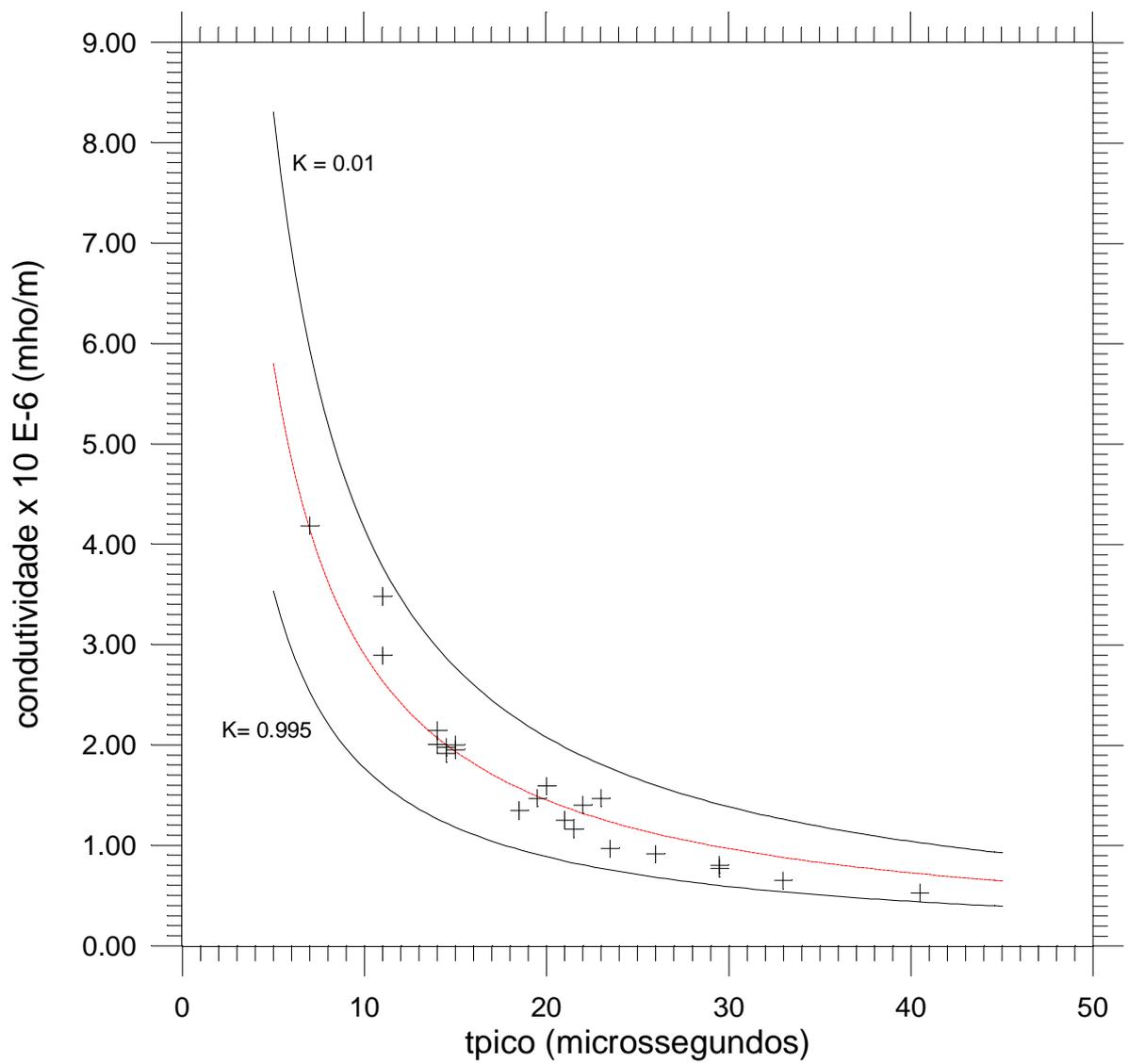


Fig. 5.15 Valores calculados para condutividade a partir dos parâmetros de ajuste  $\alpha$  e  $\beta$ .

A Figura 5.16 mostra a faixa de valores possíveis a condutividade entre 5 e 45  $\mu\text{s}$  e os valores calculados para a condutividade *versus* K. As curvas cheias foram calculadas pela Equação 5.24 para os valores de tempo limítrofes de 7 e 40.5  $\mu\text{s}$ , que correspondem ao menor e maior valor de  $t_{\text{pico}}$ , respectivamente.

A Figura 5.14 sugere que há uma tendência para a escolha de maiores valores de K para curvas com valores de  $t_{\text{pico}}$  proporcionalmente maiores e a Figura 5.16 sugere que isso implica que a condutividade calculada terá um valor menor, ou seja, maiores valores de  $t_{\text{pico}}$  implicam em maiores valores de K e menores valores de  $\sigma$ .

As Figuras 5.17 e 5.18 mostram que não existe correlação entre o instante em que ocorre o pico, o parâmetro  $I_0$  e o parâmetro m, com

$$I_0 = m/(\beta - \alpha) \quad (5.26)$$

obtido das Equações 5.16 a 5.19.

Enquanto ajustávamos as curvas, o parâmetro  $I_0$  foi escolhido arbitrariamente até o valor de pico da curva teórica coincidir ou se aproximar o máximo possível do pico da curva experimental, garantindo o ajuste da cauda da curva de dados.  $\alpha$  e  $\beta$  eram escolhidos arbitrariamente até obtermos um ajuste para a cauda da curva.

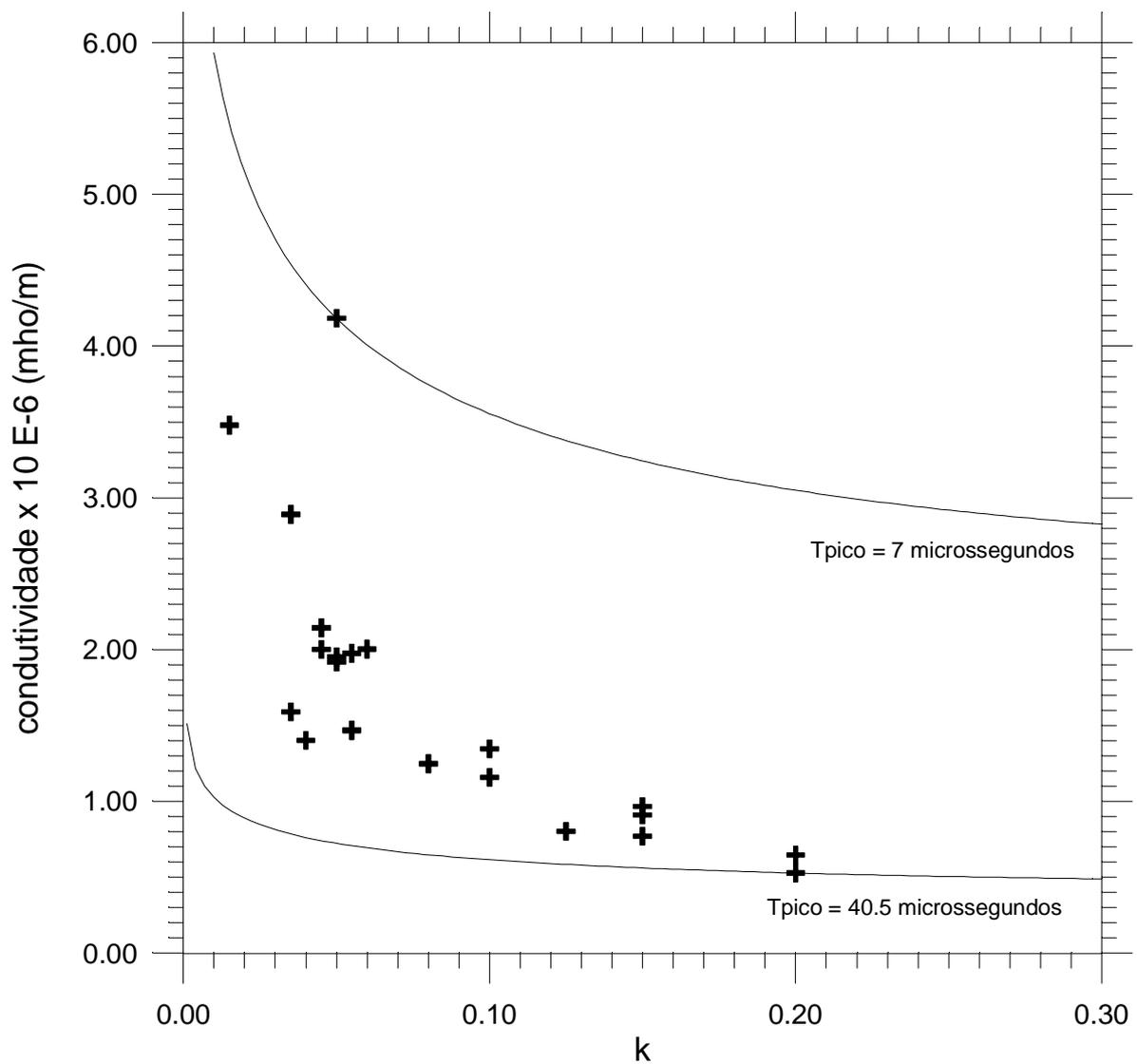


Fig. 5.16 Valores da condutividade calculados a partir dos parâmetros de ajustes apresentados no Apêndice A, mostrados em função de K, dentro da faixa temporal de 7 a 40.5  $\mu$ s.

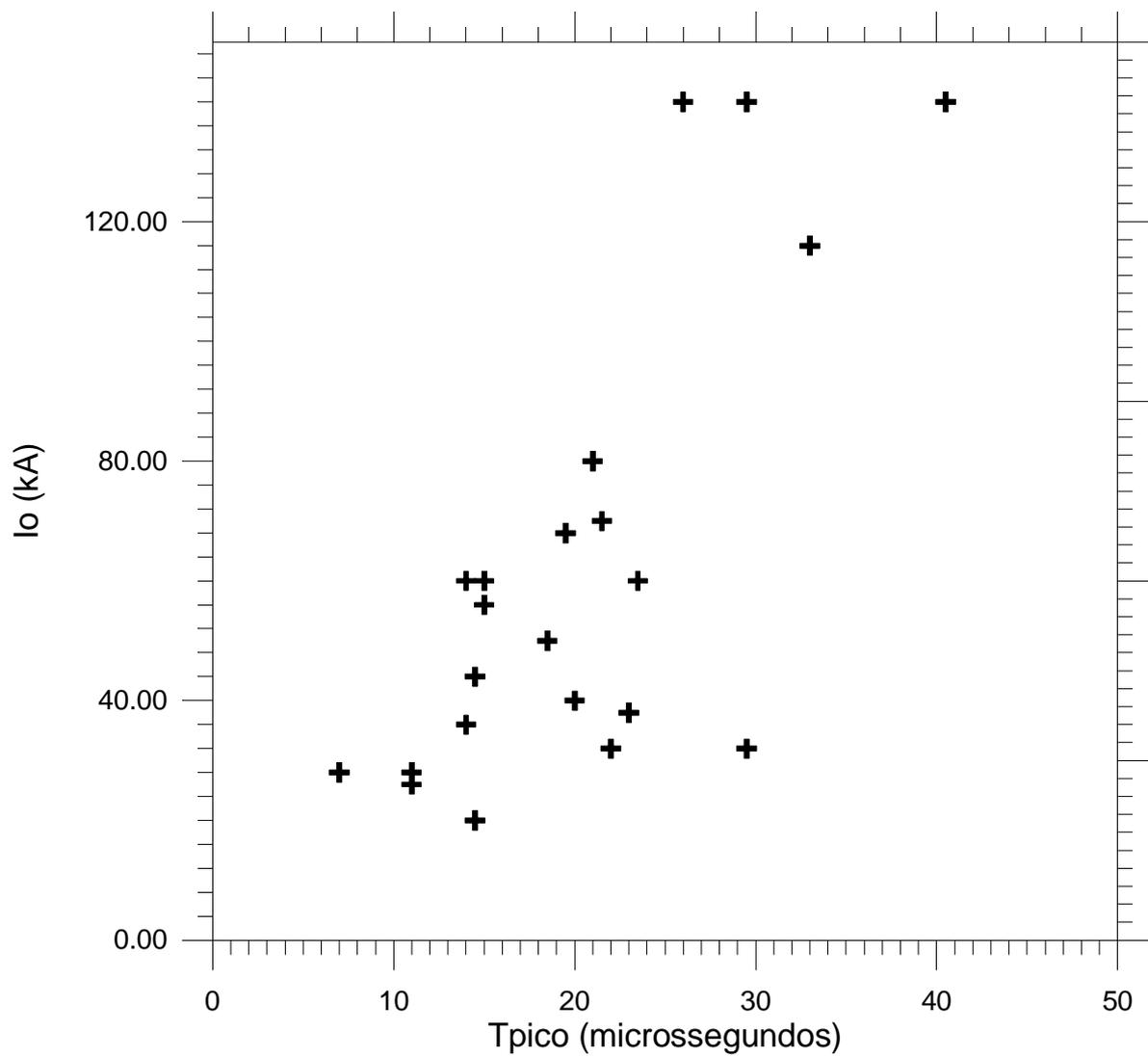


Fig. 5.17 Instante em que a corrente atinge o pico ( $t_{pico}$ ) versus parâmetro  $I_o$ .

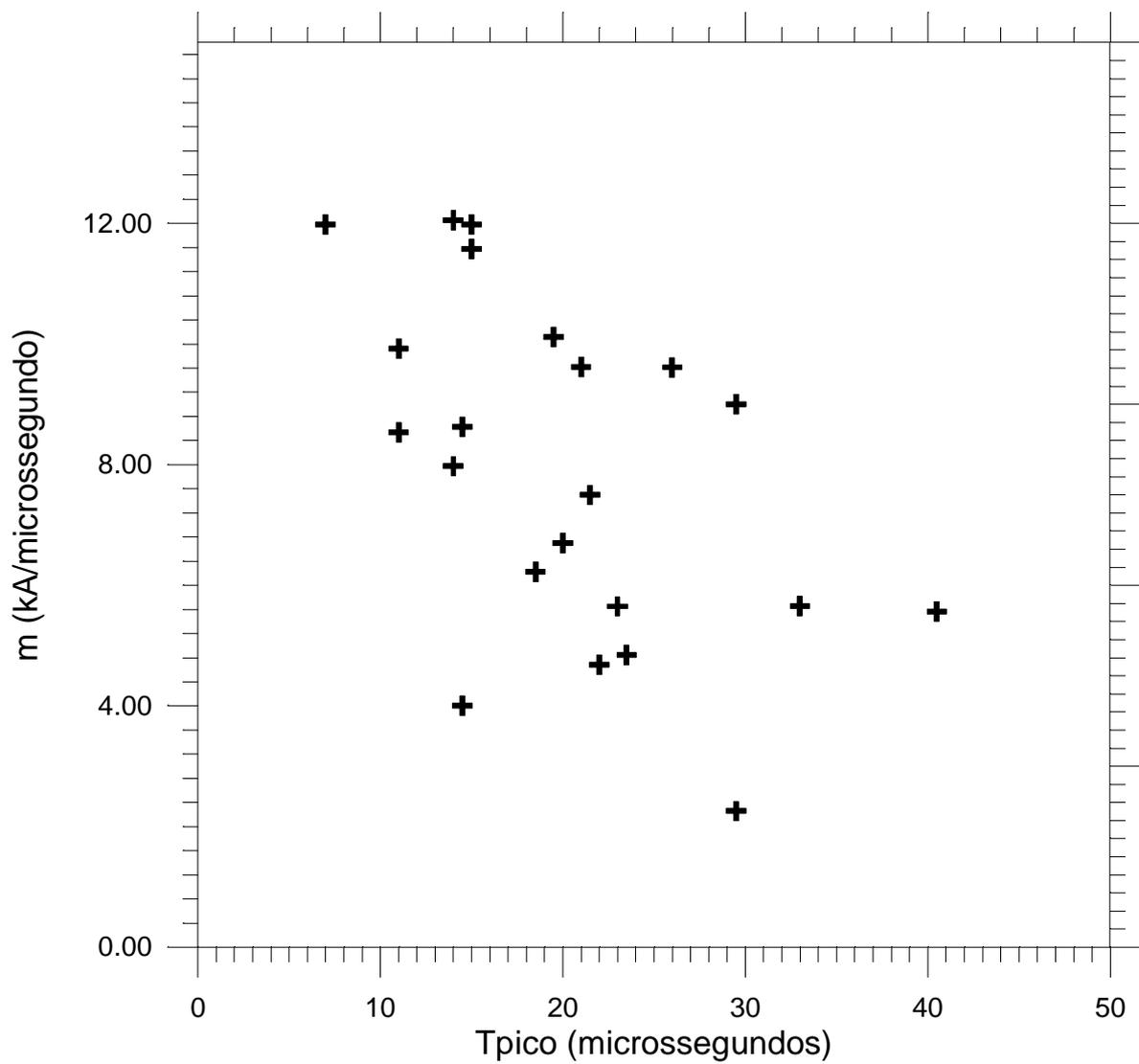


Fig. 5.18 Instante em que a corrente atinge o pico ( $t_{\text{pico}}$ ) *versus* derivada temporal da corrente em  $t = 0$  (m).

## 5.6 Ajustes das Curvas de Corrente dos Subseqüentes por Di-exponenciais.

As di-exponenciais ajustam satisfatoriamente os primeiros choques de retorno mas não ajustam adequadamente os choques subseqüentes. Esse fato pode ser entendido a partir da escolha do  $K=\alpha/\beta$  que permita o melhor ajuste à curva. A partir da Equação 5.20 pode-se mostrar que para uma di-exponencial :

$$\frac{I_{\text{pico}}}{\mathbf{m} \cdot \mathbf{T}_{\text{pico}}} = \frac{K^{\frac{1}{1-k}} (K^{-1} - 1)}{\ln K} \quad (5.27)$$

A Equação 5.27 indica que a escolha de  $K$  pode ser feita a partir do valor de  $I_{\text{pico}}$ , de  $\mathbf{m}$  e  $t_{\text{pico}}$ , resolvendo essa equação por métodos gráficos. O lado direito da equação é dependente exclusivamente de  $K$  e tem um comportamento assintótico com limite superior  $e^{-1}$ , enquanto o lado esquerdo depende de parâmetros que podem ser obtidos diretamente dos dados experimentais. Nos choques de retorno subseqüentes a escolha dos três parâmetros do lado esquerdo permitem um cálculo da razão expressa na Equação 5.27 maior que o limite assintótico superior do lado direito

$$\frac{I_{\text{pico}}}{\mathbf{m} \cdot \mathbf{T}_{\text{pico}}} > e^{-1} \quad (5.28)$$

Isso mostra que é impossível obtermos um valor de  $K$  que gere uma di-exponencial que tenha

$$t_{\text{pico(dado)}} = t_{\text{pico(di-exponencial)}} \quad (5.29)$$

$$I_{\text{pico(dado)}} = I_{\text{pico(di-exponencial)}} \quad (5.30)$$

e que ajuste a cauda da curva de dados dos choques subsequentes adequadamente:

$$\mathbf{I(t > t_{pico(dado)}) \approx I(t > t_{pico(di-exponencial)} \quad (5.31).$$

Por outro lado, o fato de podermos ajustar empiricamente uma curva experimental do primeiro choque com uma di-exponencial (Equação 5.20), mostra que a obtenção de  $\alpha$  e  $\beta$  observando-se as condições impostas por 5.29, 5.30 e 5.31 permitem o cálculo do valor da derivada em  $t = 0$ . Isso é relativamente difícil de ser obtido diretamente dos dados de um primeiro choque de retorno, pois a concavidade da curva experimental é inicialmente positiva passando por uma inflexão antes de  $I_{pico}$ . Por outro lado, na di-exponencial essa derivada é sempre decrescente até um ponto de inflexão que ocorre depois de  $I_{pico}$ . O fato de a concavidade na curva experimental ser positiva, havendo uma inflexão na curva antes do pico, é uma evidência de que deve haver um mecanismo de acoplamento solo - torre - canal que precisa ser investigado com mais detalhes. Isso faz com que os modelos que tentem ajustar as curvas experimentais com di-exponenciais não consigam superpor as curvas teóricas com as curvas experimentais no trecho ascendente da corrente. Uma exceção quanto à concavidade inicial da curva de dados pode ser vista na frente de onda do choque s5005 até  $10 \mu s$  conforme Figura 5.19.

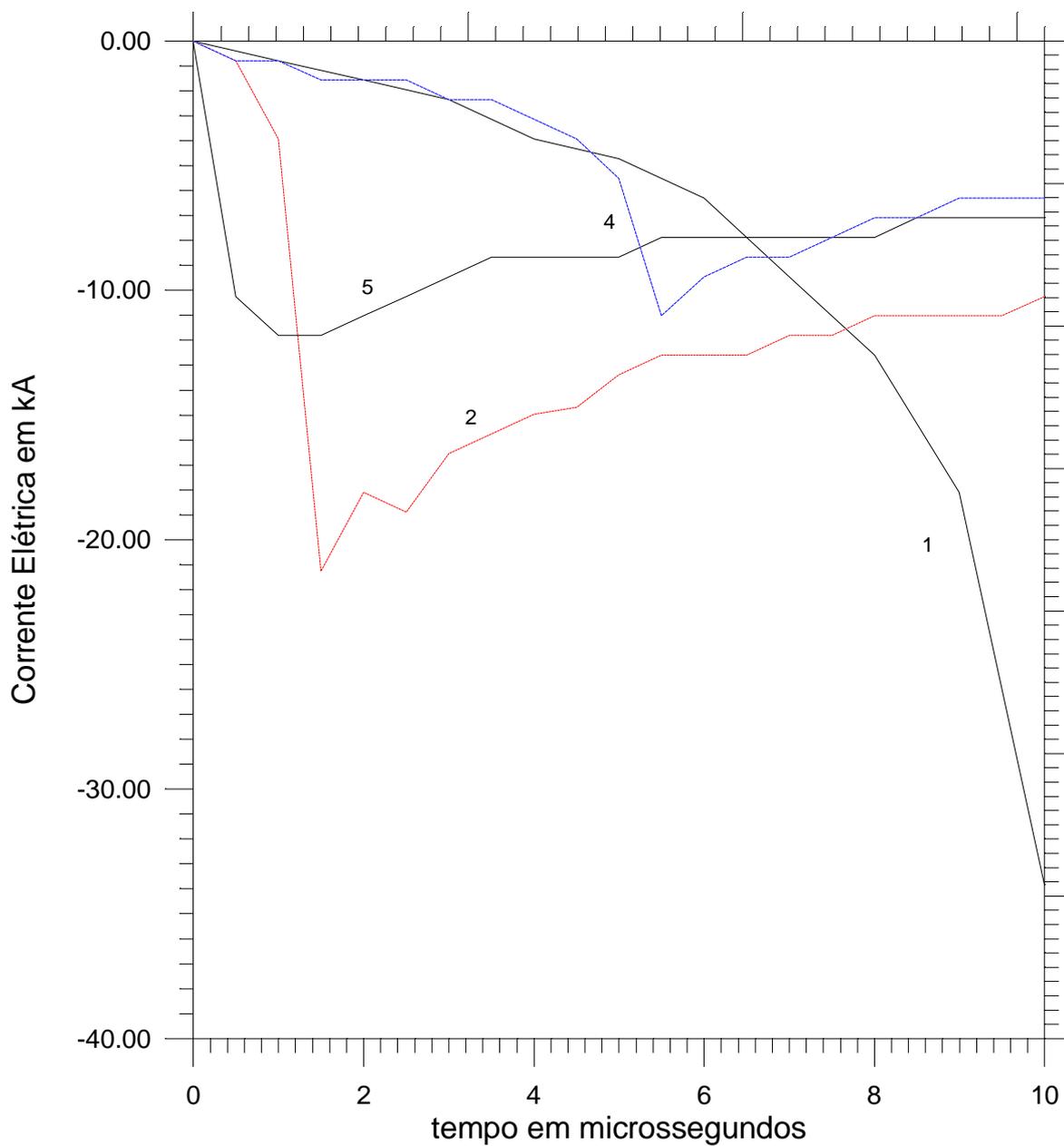


Fig. 5.19 Frente de onda até 10  $\mu$ s da descarga s50 e seus choques (indicados com número na figura) mostrando a concavidade do s5005 diferente dos outros choques. As curvas mostradas são as originalmente obtidas sem pré-tratamento.



## Capítulo 6

### Discussão dos Resultados

Nesse trabalho apresentamos pela primeira vez uma análise das correntes até cerca de 300  $\mu\text{s}$  (formas de onda) de descargas negativas descendentes, obtidas pela técnica de captura de descargas em torres metálicas, no Brasil.

Essa técnica simula de maneira mais realista os efeitos das descargas em sistemas de pára-raios que são compostos de elementos condutores sobre a cobertura das edificações, descendo pelas laterais até um sistema de aterramento distribuído em torno das edificações e em torres de linhas de transmissão. Por ser um sistema composto de elementos condutores (corpo metálico), com uma configuração geométrica definida, apresenta impedância  $Z_t$ , que se acopla à impedância do canal  $Z_c$  e à impedância do sistema de aterramento no solo  $Z_s$  na hora da descarga. Esse acoplamento é desejável pois nos casos de interesse prático da proteção é importante saber a forma de onda da corrente que é injetada no sistema de captação conectado através dos condutores de descidas ao aterramento. Essa forma de onda é utilizada nos modelos matemáticos que calculam a radiação e os campos eletrostáticos em torno da estrutura a ser protegida (Caixeta e Pissolato, 1997a e 1997b).

Os parâmetros de engenharia, como valores médios do tempo de crista, taxa de variação da corrente desde  $0.1I_{\text{pico}}$  até  $0.9I_{\text{pico}}$  ( $T_{10}$ ),  $T_{30}$ , etc. relativos ao conjunto das 63 descargas, já foram sistematizados por Diniz et al. (1995). Nosso trabalho foi apresentar uma análise detalhada de um subconjunto desses dados (choques descendentes negativos), buscando investigar a existência de regularidades nas curvas de corrente até então não percebidas e possíveis correlações entre parâmetros ainda não investigados na massa de dados na Estação de Pesquisas do Morro do Cachimbo. Essas regularidades referem-se, especificamente, ao aspecto das curvas e aos parâmetros elétricos analisados (valor de pico da corrente e instante em que ocorre o pico). Nosso intuito inicial era

elaborar um modelo matemático que nos permitisse calcular a condutividade do canal diretamente a partir do ajuste das curvas de corrente, entretanto, o valor da condutividade obtido é dez ordens de grandeza menor que a condutividade do canal, obtida por métodos espectroscópicos. Essa diferença significa portanto que os relâmpagos que tocam os sistemas de pára-raios sofrem uma influência da impedância do trajeto por onde passa a descarga.

Para proceder à análise, separamos os choques por ordem e as curvas por trechos, restringindo o estudo aos primeiros trezentos microssegundos, o que já bastava em termos de extensão da curva para os nossos propósitos. É importante notar que como a resolução temporal foi aumentada ao longo dos anos e a capacidade de armazenamento do sistema não foi ampliada, as curvas começavam a ser truncadas cada vez mais cedo. No grupo G1 o registro vai até cerca de 1600  $\mu\text{s}$ , portanto com 1600 medidas da corrente, com a precisão de 1  $\mu\text{s}$ . No grupo G2, como a precisão foi de 0.5  $\mu\text{s}$ , a capacidade de amostragem de uma única curva caiu para cerca de 800  $\mu\text{s}$ . No grupo G3 a precisão foi aumentada para 0.2  $\mu\text{s}$  e a amostragem se restringiu aos primeiros 320  $\mu\text{s}$ . Esse fato decorreu de não haver um aumento na capacidade de armazenagem do sistema.

As curvas foram previamente tratadas para subtrair a corrente contínua que muitas vezes precedia o primeiro choque de retorno, devido à emissão de corrente provocada pela torre. Isso foi feito para podermos estudar efetivamente o trecho ascendente das curvas. Para eliminar esse trecho de corrente contínua, subtraímos da curva o trecho desde o primeiro valor repetido de  $I(t)$  registrado, até o último valor repetido antes que a curva começasse a apresentar valores diferentes daquele registrado na primeira medida.

No caso dos 50 choques subseqüentes o valor médio de trecho reduzido foi de 2.48  $\mu\text{s}$  com um desvio padrão de 14  $\mu\text{s}$ , sendo o valor mínimo de 0  $\mu\text{s}$  e o valor máximo de 99  $\mu\text{s}$ . No caso dos primeiros choques de retorno, como a curva cresce mais lentamente, subtraímos apenas os primeiros valores repetidos, mantendo os demais. Essa redução pode ser percebida nas Figuras 4.5 e 4.7. As curvas foram reduzidas para uma escala

temporal de 1  $\mu$ s e agrupadas de modo a separar os primeiros choques dos subseqüentes para serem analisados separadamente. Os primeiros choques apresentam muitas ramificações, diferentemente dos subseqüentes que não são ramificados. Isto altera profundamente o aspecto da forma de onda da corrente. Além do mais, durante os primeiros choques, a região da troposfera onde o canal se forma apresenta condições elétricas diferentes daquelas existentes nos choques subseqüentes, pois quando estes ocorrem, essa região já apresenta uma acentuada ionização, portanto uma condutividade elétrica diferente.

As componentes M se distribuem por todo intervalo inter-choque, entretanto, esse trabalho é o primeiro que apresenta uma análise das características das componentes M próximas, medidas diretamente nas curvas de corrente, pelo emprego da técnica de captura em torres. Detectamos a existência de 13 componentes M em 11 choques de retorno iniciadas a partir de 240  $\mu$ s do começo do choque de retorno, com valores de pico da ordem de 2 kA atingidos num tempo de 30-40  $\mu$ s, e largura do pulso de cerca de 120  $\mu$ s. Comparando com os valores apresentados por Thottappillil et al. (1995) que obteve para os mesmos parâmetros valores superiores a 1 ms, 200 A e largura de pulso da ordem de 800  $\mu$ s, respectivamente, concluímos que esses valores são significativamente diferentes por ocorrerem as componentes M, em instantes em que o canal apresenta regimes de condutividade diferentes. Uma explicação para esse fato é *que a condutividade do canal após 1 ms é menor que aquela em torno de 200  $\mu$ s o que faz com que os valores de pico da corrente elétrica sejam atingidos em tempos maiores que naquelas componentes M registradas em torno de 200  $\mu$ s. Isso provoca também níveis de corrente contínua mais severos e valores de pico mais elevados nas componentes M próximas (registradas em torno de 200  $\mu$ s).*

As curvas de corrente dos choques em que ocorreram componentes M foram comparadas com o primeiro choque de retorno, na Figura 6.1. Enquanto no choque 40 (Figura 6.1), as componentes M ocorrem todas próximas do mesmo instante, no choque 61 (Figura 6.2), as componentes ocorreram em instantes diferentes. Esse fato pode

indicar que existem descargas em que o mesmo centro na base da nuvem descarrega várias vezes, inclusive durante o primeiro choque (s4001 por exemplo) e em outros casos, são centros em posições diferentes que alimentam o canal.

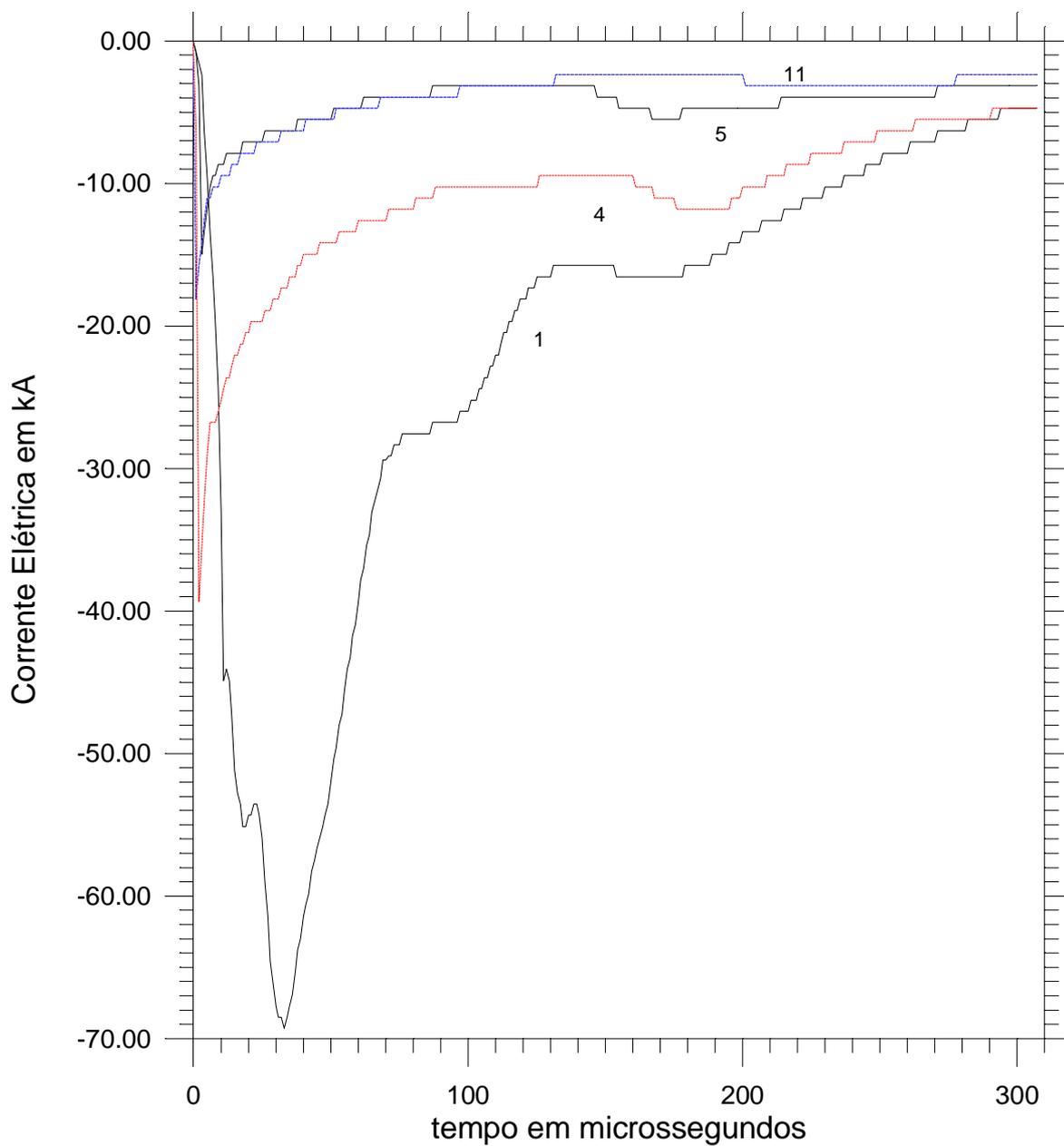


Fig. 6.1 Descarga s40:com diversos choques choques apresentando componentes M (elevações nas curvas de corrente após o primeiro pico) comparadas com o primeiro choque de retorno. Os números próximos aos choques se referem à ordem do choque dentro da descarga.

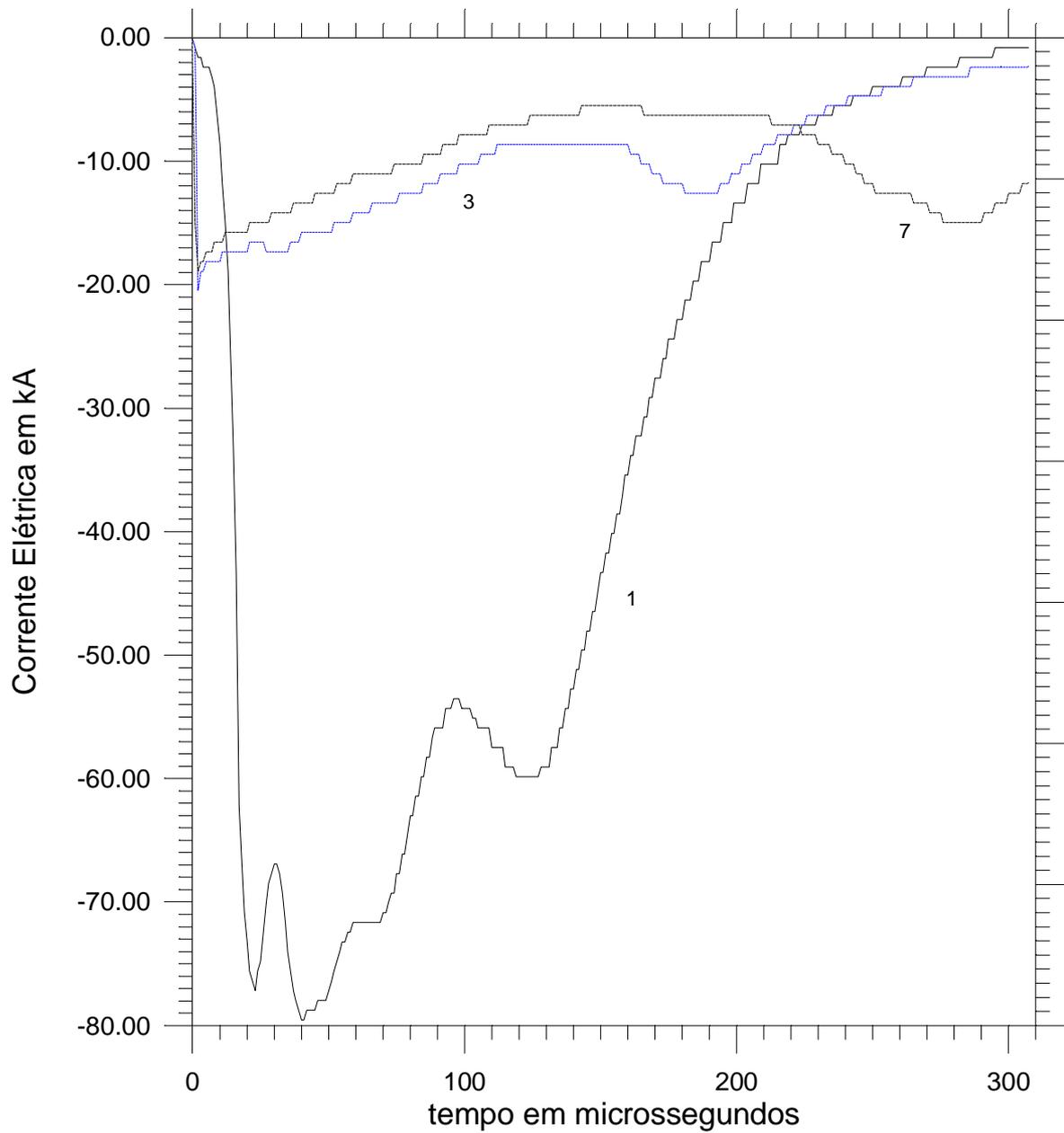


Fig. 6.2 Relâmpago s61: com os choques apresentando componentes M comparadas com o primeiro choque de retorno.

Elaboramos as curvas médias que permitiram obter os valores médios de alguns parâmetros diretamente da curva. Como centramos as curvas nos pontos iniciais de crescimento esse fato permitiu um alisamento da curva média, possibilitando uma curva mais suave para a corrente e permitindo a integração e derivação. Isso foi um resultado que muito nos surpreendeu pois tentamos obter o padrão temporal da derivada da corrente nos choques individuais sem sucesso, devido à pouca resolução na medida das correntes (cerca de 750 A). Isso nos permitiu concluir que: dado um conjunto de curvas  $I_n(t)$ , com a precisão de medidas de  $t$  maior que a de  $I(t)$  para rampas suaves registradas em  $I(t)$  o padrão temporal de  $\frac{\partial I(t)}{\partial t}$  nesse conjunto de curvas  $I_n(t)$ , que naturalmente não pode ser obtido com precisão para um evento isolado, é automaticamente regenerado a partir da curva média. A explicação para esse fato é que *a precisão em  $t$  compensa a imprecisão em  $I(t)$  desde que haja uma dependência de  $I$  no parâmetro de medida  $t$ , como um efeito de “interferência construtiva” que regenera o sinal médio a partir da média do conjunto  $I_n(t)$ .*

Outro fato que observamos é que o valor médio da intensidade da corrente dos terceiros choques de retorno é maior que a dos segundos choques de retorno (Figura 6.3). Enquanto Rakov e Uman (1990) analisando o pico da radiação distante chegaram a conclusão que os valores de pico da radiação distante eram maiores nos terceiros que nos segundos, com um nível de confiança de 0,1 (teste t). Nossa análise mostrou que também as curvas de corrente eram mais intensas, com um nível de confiança de 0.2. Somadas as evidências encontradas por Brook et al. (1962) esses fatos sugerem que deve haver um mecanismo físico que explique tais diferenças (Lacerda et al. 1997b). A observação da luminosidade do canal em descargas múltiplas (Uman, 1987) também parecem indicar, em vários eventos, uma luminosidade mais intensa no terceiro choque de retorno em comparação com o segundo. Schonland et al. (1935) também constataram que choques mais luminosos são choques que “em geral ocorrem depois de intervalos de espera mais longos que a média”, reforçando a sugestão de Lacerda et al. (1997b) que deve haver um mecanismo físico que apoie esse fato. Embora esse mecanismo ainda não seja conhecido, é possível que esteja relacionado ao fato de o intervalo entre o primeiro

e o segundo choques ser menor que o intervalo entre o segundo e o terceiro, havendo assim menos tempo para que o centro de carga dentro da nuvem se carregue por processos J e K nos segundos choques e havendo mais tempo para que os centros se recarreguem entre o segundo e o terceiro choques. Outro fato que reforça essa hipótese é dado pela constatação de Schonland et al. (1935) que grandes velocidades dos líderes contínuos estão associadas a intervalos mais curtos entre os choques e que velocidades mais lentas estão associadas a intervalos mais longos entre choques. Como os líderes contínuos depositam carga ao longo do canal é possível também que os envelopes coronas nos terceiros choques de retorno apresentem densidade eletrônica maior que nos segundos, devido à velocidade dos líderes precedentes aos terceiros serem menores. Quando esse tempo é suficientemente longo, pode ocorrer uma nova descarga, inclusive formando um canal diferente.

*Por outro lado, existe uma fraca tendência do pico do segundo choque de retorno ser mais intenso, quanto mais intenso for o pico do primeiro choque, o que não ocorre entre os valores de pico da corrente para os segundos e terceiros choques de retorno, como se pode observar na Figura 6.4. Tal correlação pode auxiliar na compreensão do mecanismo físico citado anteriormente. Contudo, é necessário um maior conjunto de dados para comprovar a existência de tal mecanismo.*

Os quartos choques de retorno na Figura 6.3 apresentam-se também mais intensos que os segundos choques mas, a quantidade de dados utilizados e a falta de evidências adicionais impossibilita qualquer conclusão. Na realidade, esperamos que pelos mesmos argumentos apresentados acima, uma maior quantidade de dados coletados venha a mostrar que a média dos quartos choques seja menos intensa que a dos terceiros.

Obtivemos também uma correlação linear excelente entre o instante em que a corrente atinge o valor de pico e o instante em que a derivada da corrente é máxima (Figura 4.8). Isso mostra que o instante em que o pico da radiação distante é atingido está correlacionado com o instante em que a corrente é máxima. Esse fato permitiu concluir

que *a forma de onda mantém aproximadamente o mesmo aspecto enquanto a corrente aumenta* (Lacerda et al. 1997c). Isso mostra que um dispositivo eletrônico sensível à radiação, bem próximo do ponto onde caiu a descarga se antecipa cerca de 0.5 - 1.0  $\mu$ s no valor do pico do campo elétrico em relação ao instante em que a corrente atingirá seu pico. Por outro lado, os valores da corrente de pico não estão correlacionados com os valores da derivada máxima.

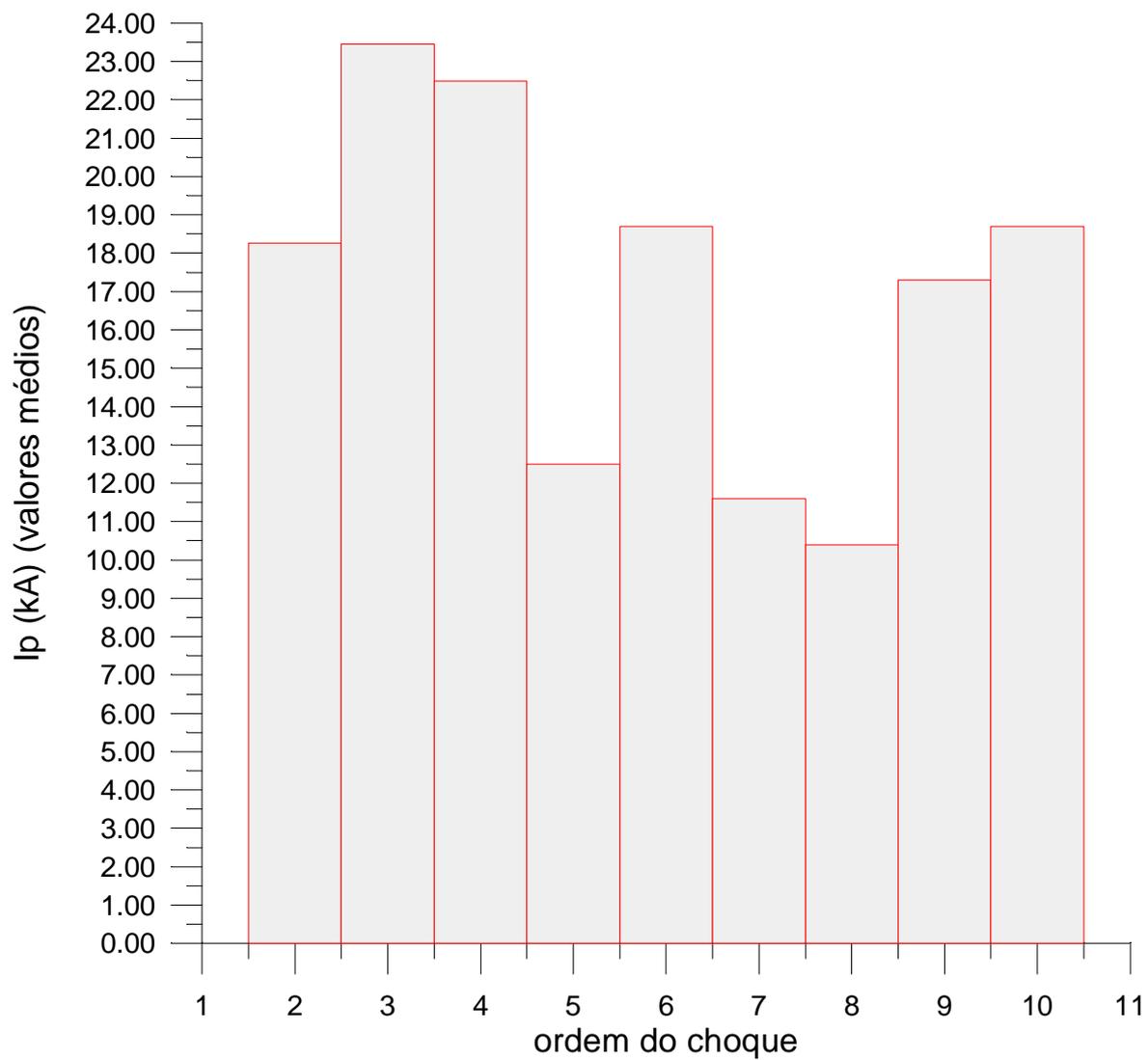


Fig. 6.3 Intensidade média dos choques *versus* ordem dos choques.



O período que houve maior incidência de descargas ND na torre foi de 14:46 h a 18:24 h com 10 descargas múltiplas (54 choques) contra 8 descargas, todas simples, fora desse período. O fato de ocorrerem as descargas múltiplas nesse horário parece estar ligado ao fato de haver mais tempestades nesse período.

As curvas médias normalizadas foram comparadas com as curvas normalizadas da Suíça mostrando que o valor de pico da corrente no caso dos dados da Estação do Cachimbo são atingidos em tempos superiores aos registrados na Suíça. Esse fato pode ser explicado supondo-se que a *condutividade do conjunto Canal-torre-solo ou o campo elétrico, ou ambos, são menores aqui no Brasil que na Suíça.*

A massa de dados analisada na Suíça conta com 88 primeiros choques com curvas na região em que ocorre o pico o que torna o valor médio obtido de cerca de 30 kA significativo. Por outro lado, o valor de cerca de 40 kA por nós apresentado, é praticamente coincidente com a média obtida por Gin (1997) trabalhando com uma massa de dados envolvendo dois verões, com centenas de milhares de relâmpagos. *Essa diferença entre os valores de pico é portanto significativa e corresponde a diferenças físicas, associadas ao desenvolvimento das descargas.*

Na parte da curva além dos 200  $\mu$ s a média obtida na Suíça foi estabelecida utilizando 10 curvas, enquanto que no nosso caso essa média envolve 22 descargas. Apesar de o número de descargas ser pequeno, após 200  $\mu$ s as curvas apresentam-se bem mais regulares pois, em muitos casos, a corrente já atingiu os níveis de corrente contínua, que apresenta sempre a mesma forma, quase horizontal, com valores da ordem de 1 a 2 kA.

Esses dois instantes definem duas regiões das curvas experimentais onde seguramente as curvas médias apresentam-se confiáveis. Resta portanto, analisar o trecho em que existem os maiores desvios, ou seja, aquele que vai de cerca de 100 a 200  $\mu$ s. Nesse intervalo de tempo ocorrem muitas ramificações, características do primeiro choque de retorno. Essas ramificações deformam de maneira regular, mas em instantes de tempo

casuais, a curva da corrente, dependendo do local do canal onde ocorre a ramificação. *Assim, o grande desvio encontrado nessa região corresponde à existência de muitas ramificações aleatoriamente distribuídas ao longo do canal.* Entretanto, em algumas descargas essas deformações produziram mudanças significativas na forma de onda (choques 56 e 61, ver apêndice A), mantendo a corrente muito próxima do valor de pico por muito tempo. Isso corresponde provavelmente a canais com muitas ramificações próximas do solo, ou com uma ramificação que injete no canal uma corrente de mesma intensidade que a corrente do ramo principal. Nos choques 49 e 57 (Apêndice A) ocorrem oscilações intensas um pouco mais afastadas do instante do pico, onde se pode perceber a elevação produzida na corrente, característica de ramificação, desde a sua rampa de subida até o início do decaimento. Se as oscilações fossem mais próximas do instante de pico elas produziriam curvas muito semelhantes às curvas 56 e 61. Isso significa que nos relâmpagos com muitas ramificações próximas do solo ou ramificações muito luminosas próximas do chão, a corrente elétrica tende a se manter próxima do pico por um período maior.

As curvas médias normalizadas foram comparadas com as curvas normalizadas da Suíça, mostrando que o valor de pico da corrente no caso dos dados da Estação do Cachimbo são atingidos em tempos superiores aos registrados na Suíça e que o aspecto das curvas de corrente normalizadas são diferentes.

Estabelecemos uma extensão do modelo de Borovski (1995) que prevê condutividades decrescentes com o crescimento do instante em que ocorre o pico. Partimos para o ajuste das curvas e observamos que após os ajustes, as condutividades também decresciam com o valor de K. Esse parâmetro, K, define a forma da curva matemática usada para ajuste, mostrando que a condutividade depende da forma da curva, havendo uma correlação entre K (forma da curva) e o instante em que ocorre o pico. Os valores da Tabela 5.2 representam o resultado da comparação entre as formas das curvas e os valores das condutividades. Essa é a única maneira de compararmos os dois conjuntos de dados (Suíça e Brasil), a partir da forma das curvas, pois não dispomos de curvas de

descargas em quantidade suficiente para compararmos os valores da condutividade calculados em cada curva individualmente. Aplicamos o mesmo método utilizado para a obtenção da curva média de corrente dos dados da Suíça às curvas experimentais aqui registradas e comparamos as duas curvas. É importante notar que a curva obtida na Suíça fica completamente fora do intervalo compreendido entre a curva média somada aos desvios e à curva média subtraídos os desvios dos dados do Cachimbo (Seção 4.2). Como as curvas da Suíça próximas do pico formam uma amostra de 88 dados, supõe-se que o desvio médio seja bastante pequeno pois cada curva nova contribui para a média com um valor menor do que a 1/89 do valor da intensidade da corrente, portanto as formas das curvas são significativamente diferentes. Dessa comparação concluímos que a condutividade calculada com os dados da Suíça é pelo menos duas vezes maior que aquela obtida com os registros do Cachimbo. Usando os valores médios da Tabela 5.3, concluímos que a condutividade fica entre  $0.7$  e  $2.3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$  que comparadas com o valor de  $2.465 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$  geram valores de 1 a 3 vezes maiores na Suíça. Esse valor é consistente com aquele obtido diretamente da comparação das curvas que prevê um número da ordem de 2 vezes maior.

Entretanto o valor medido para a corrente elétrica é maior aqui no Brasil que na Suíça, numa razão de 4/3 aproximadamente. Portanto, aplicando a lei de Ohm, utilizando os valores grosseiramente aproximados acima obtidos, concluímos que o campo elétrico que contribui para o desenvolvimento das descargas no Brasil é de 4/3 a 4 vezes mais intenso que o campo elétrico na Suíça, sendo em média 8/3 vezes mais intenso.

Apesar de não estarmos preocupados em obter essa razão com grande precisão, o resultado qualitativo e as faixas de grandeza dessas diferenças são muito importantes para uma avaliação geral das estruturas das nuvens CB nesses dois países, servindo essa avaliação como um primeiro teste para esse modelo. Contudo, essa avaliação está fora do escopo desse trabalho, e pode ser vista como recomendação para uma pesquisa futura. Outra possibilidade, que não exclui a primeira para explicar tais diferenças a ser considerada, é o fato de as torres estarem em alturas diferentes. Certamente outros

parâmetros meteorológicos devem ser investigados simultaneamente, tais como umidade relativa do ar, temperatura ambiente, etc.

Assim, admitindo como válida a lei de Ohm na sua forma  $J=\sigma.E$ , foi possível observar que o desenvolvimento da corrente elétrica depende da condutividade  $\sigma$ , e do campo elétrico  $E$ . As pequenas variações da condutividade encontradas nos cálculos, interferem menos no desenvolvimento de correntes que as grandes variações do campo elétrico estimadas. Conclui-se portanto, que as variações nas medidas da corrente registradas no Brasil devem ser diferentes daquelas registradas na Suíça por efeitos da variação principalmente do campo elétrico. Como o campo elétrico depende da intensidade e distribuição das cargas no interior das nuvens de tempestade e ao longo do canal, e da orografia local, espera-se que sejam essas variações as responsáveis pelas diferenças registradas nas correntes. Isso significa que as alturas atingidas pelas nuvens podem ter um papel importante nessas diferenças. Outra possibilidade a ser investigada é o efeito das condições meteorológicas locais sobre o desenvolvimento das correntes nas descargas, mas essa investigação foge aos propósitos deste trabalho. As alterações no campo elétrico causadas pela distribuição de cargas ao longo do canal também devem ser consideradas, pois essa distribuição de cargas altera o campo elétrico das vizinhanças.

A Figura 6.5 representa valores calculados para a condutividade a partir da média dos parâmetros de ajustes (Tabela A.1) e a partir do ajuste das curvas médias (Tabela 5.2).

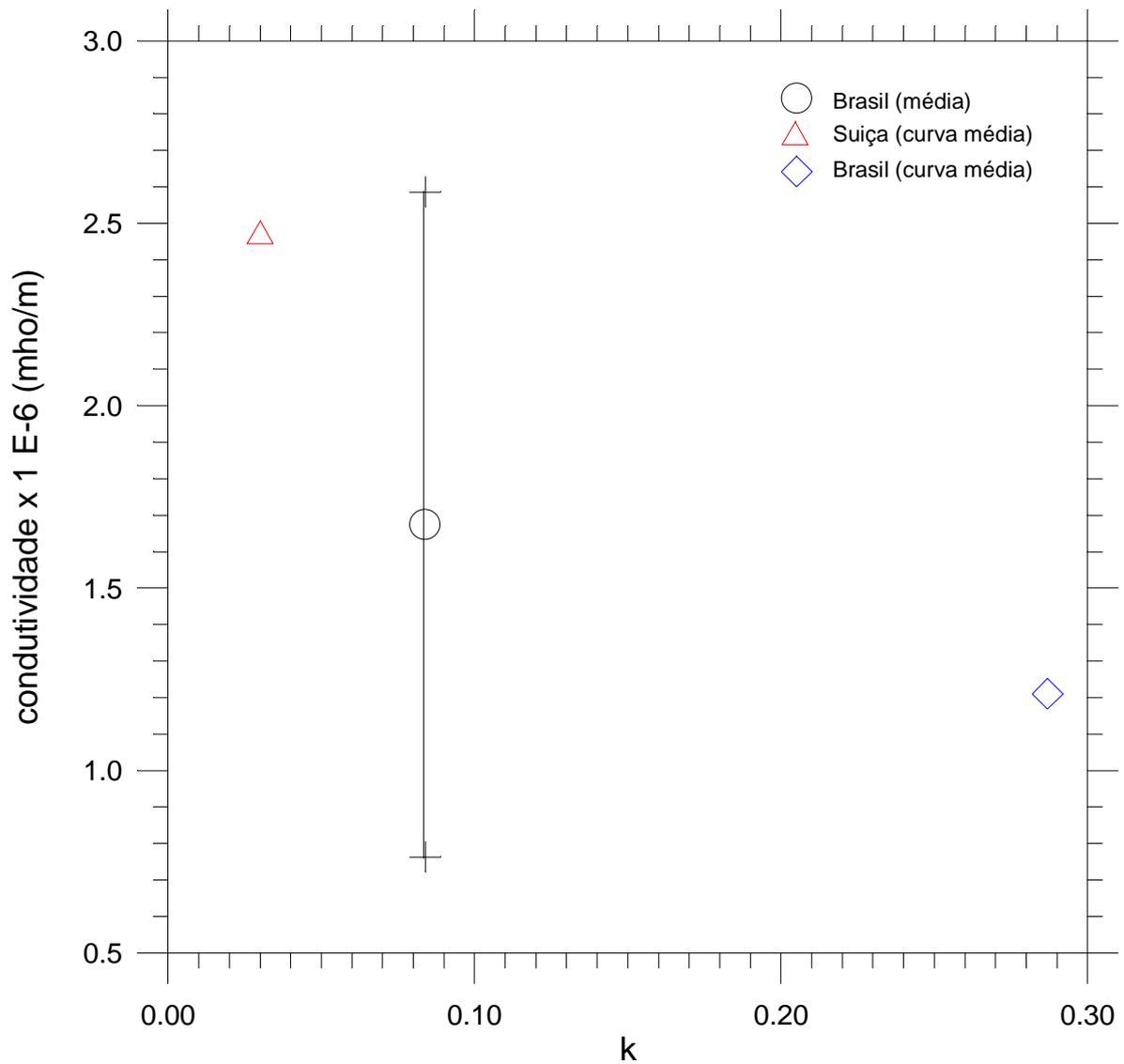


Fig. 6.5 Condutividade calculadas para as curvas de corrente registradas no Brasil (círculo e losango) e para a Suíça (triângulo). O círculo representa o valor médio calculado a partir da média dos parâmetros de ajustes das curvas individualmente, com a respectiva barra de erros. Os valores representados pelo triângulo e pelo losango foram obtidos a partir da curva média.

Quanto aos dados da África do Sul, a Figura 6.6 foi incluída nessa discussão dos resultados apenas para ilustrar o fato de que as curvas são semelhantes, pois não pretendemos que uma média obtida entre três valores seja representativa do conjunto daquela massa de dados. Contudo são as únicas curvas disponíveis para essa comparação. Incluímos a curva média obtida no Brasil para visualizarmos as semelhanças entre as duas. O que é realmente significativo nessa comparação é que a cauda da simulação da curva média na figura tem uma inclinação semelhante à da curva média obtida no Brasil. Entretanto, a quantidade de dados é muito pequena para estendermos quaisquer discussões a partir deles.

Uma questão a ser discutida é o efeito da condutividade do solo e da presença da torre no caminho percorrido pela descarga até o solo.

O efeito da condutividade finita do solo pode ser sentido no cálculo da radiação produzida e na propagação de surtos induzidos em linhas de transmissão (Nucci, 1997b), gerando campos horizontais que podem ser de intensidade comparável aos campos verticais (Kamra e Ravichandram, 1993; Michishita et al. 1996). O efeito da presença da torre na medida da corrente é uma questão não resolvida definitivamente, mas seu estudo é de vital importância porque quando uma torre de transmissão é atingida por descargas atmosféricas podem ocorrer descargas entre os condutores dessa linha (Davis e Johnston, 1941) ou mesmo entre a torre e outros pontos das vizinhanças.

Cálculos teóricos apontam para um aumento no valor de pico da corrente, com o surgimento de um segundo pico, sobreposto à curva de corrente calculada sem a presença da torre (Nucci, 1997b) o que explicaria a existência de um pico de intensidade menor ( $I_{p1}$ ) nas curvas dos choques individuais registrados no Cachimbo, antes do segundo pico mais intenso ( $I_p$ ), atribuídos à presença da torre. Supondo que seja esse o caso, a Figura 6.7 mostra o efeito da torre sobre os picos de corrente, através da relação do primeiro pico ( $I_{p1}$ ) e o segundo pico ( $I_p$ ). A figura mostra que a torre atua no sentido de gerar um segundo pico cerca de 17% mais intenso, muito embora reproduza com

mais fidelidade as características elétricas das descargas sobre as estruturas circundadas por condutores aterrados.

Nas curvas apresentadas por Nucci (1997b) com dois picos de corrente, a inclinação no decaimento das curvas se altera ligeiramente em relação às curvas com um único pico (sem a presença da torre) (Nucci, 1997b), o que indicaria uma pequena variação na condutividade. Como o método de cálculo da condutividade por nós empregado está baseado no ajuste da cauda da corrente, é de se esperar uma pequena variação nesse cálculo pela presença da torre, porém de pequena intensidade, estando dentro dos desvios provocados pelo ajuste. Por outro lado, não existe boa correlação linear entre a diferença de intensidade do primeiro para o segundo pico da corrente e a derivada máxima, nem entre o instante em que ocorre o primeiro pico e o instante em que ocorre o segundo pico, conforme pode ser visto na Figura 6.8. A Figura 6.7, por outro lado, representa uma possível correlação entre os valores do primeiro e o segundo picos da corrente (~ 83%).

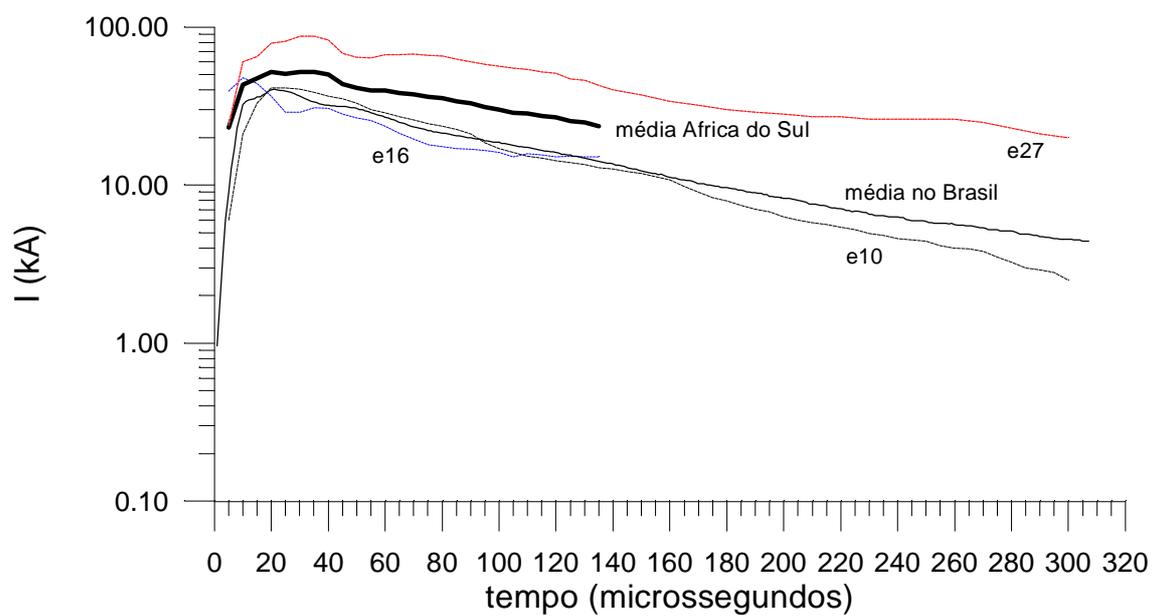


Fig. 6.6 Valores das três curvas de corrente da África do Sul (e10,e16,e27). A curva em linha cheia grossa representa a média obtida na África do Sul e aquela em linha cheia fina, a curva média no Brasil.

As condutividades obtidas no Brasil, Suíça e África do Sul por esse método (ajuste da curva média) apresentam valores que ficam entre a condutividade do solo e a condutividade do ar, e nos três casos muito menores que a condutividade do canal. Esse fato sugere que a condutividade do conjunto canal-atmosfera-torre-solo é influenciada significativamente pelo meio que apresenta menor condutividade que é o ar, principalmente aquele entre as chapas metálicas na base da torre, por estar próximo ao solo, onde a condutividade desse último é muito pequena. Contudo não existe ainda uma teoria completa que permita calcular adequadamente o acoplamento de impedâncias entre os elementos constitutivos do circuito canal-atmosfera-torre-solo. O valor final obtido certamente depende dos comprimentos dos meios atravessados pela corrente.

O valor da condutividade calculado a partir da curva média da Suíça é em torno de duas vezes maior que os valores obtidos para o Brasil e África do Sul.

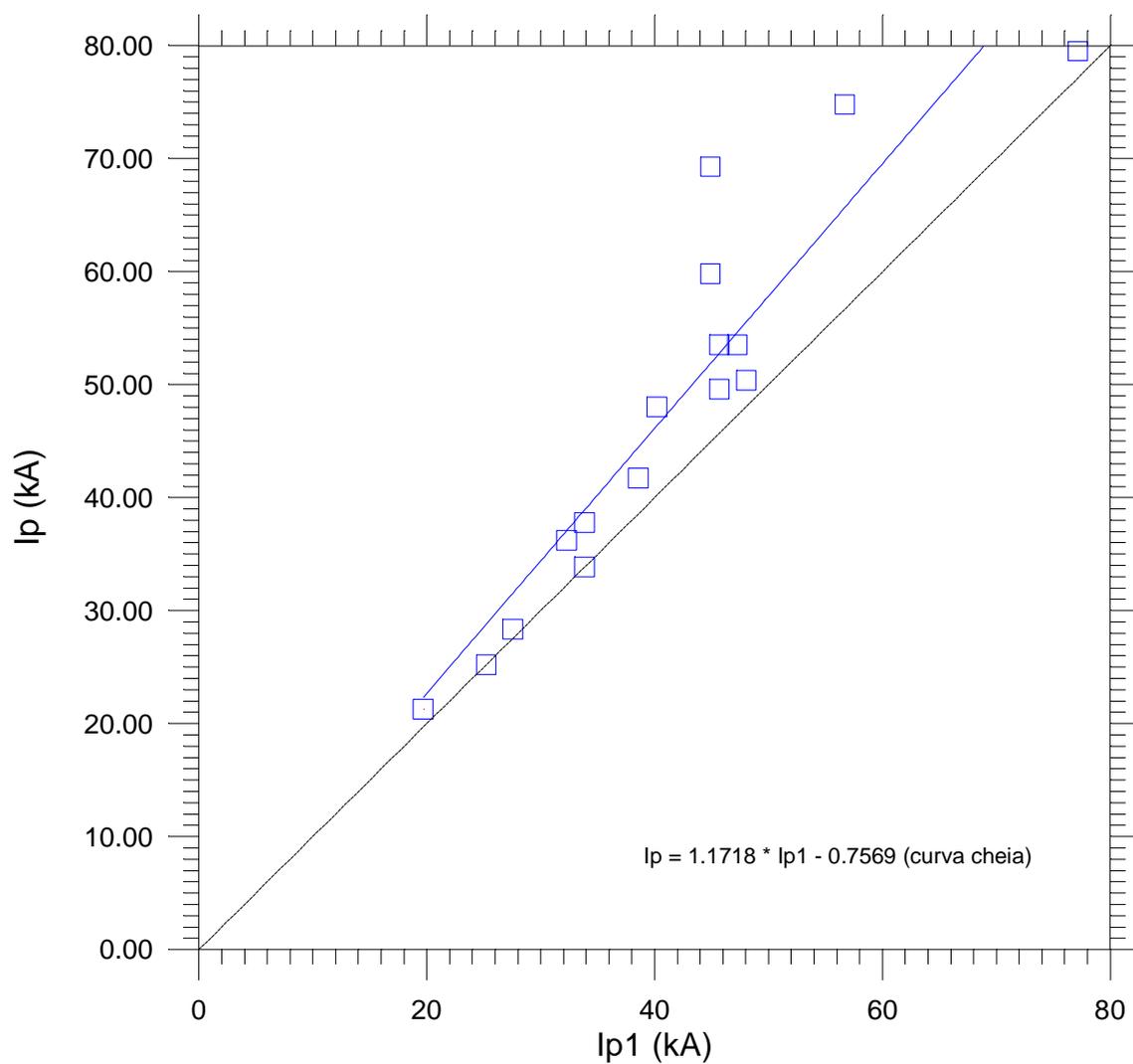


Fig. 6.7 Possíveis correlação entre o primeiro pico da corrente ( $I_{p1}$ ) e o segundo pico da corrente ( $I_p$ ). O coeficiente de correlação é de cerca de 85%, para a curva cheia e o ajuste linear está representado na equação lançada no próprio gráfico.

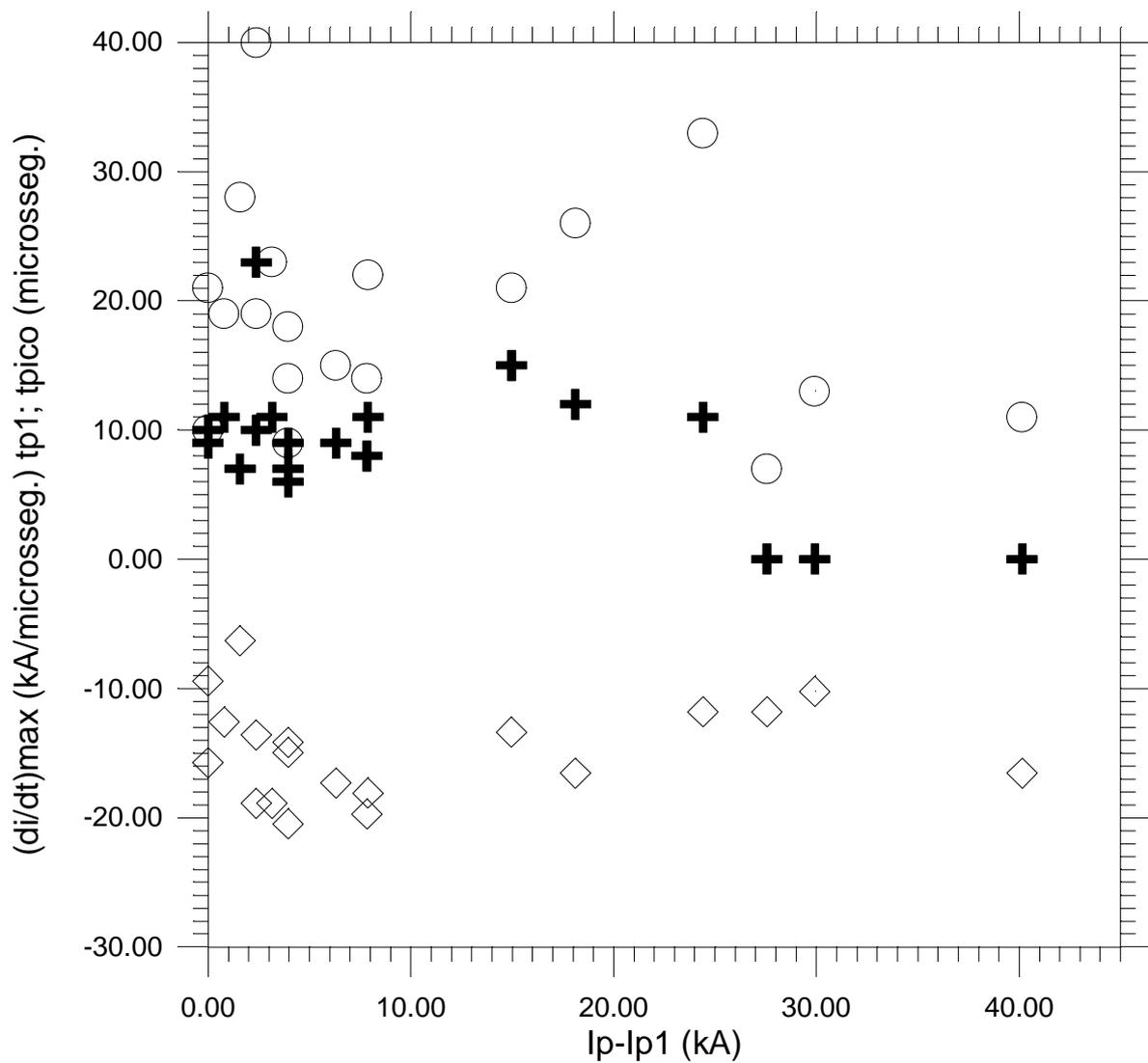


Fig. 6.8 Diferenças entre o pico da corrente e o primeiro pico nos primeiros choques de retorno *versus* derivada máxima (losangos); instante em que a corrente atinge o primeiro pico (cruzes) e o instante em que ocorre o pico (círculos).

## Capítulo 7

### Conclusões e Recomendações para Pesquisas Posteriores

#### 7.1 Conclusões

Esse trabalho apresenta uma análise dos choques negativos descendentes registrados no Brasil comparando-se os resultados obtidos com aqueles obtidos em outras estações de pesquisa. Essa comparação permitiu chegar às seguintes conclusões:

1) A forma de onda da corrente registrada na Suíça e no Brasil apresentam o mesmo aspecto mas possuem diferenças quanto ao *instante em que ocorre o valor de pico* da corrente, o próprio *valor de pico* e o *instante em que a corrente decai até o valor de 50% do valor de pico*. Essas diferenças estão evidenciadas na Figura 4.3 e são sumarizadas na Tabela 7.1.

TABELA 7.1 COMPARAÇÃO ENTRE OS PARÂMETROS ELÉTRICOS REGISTRADOS NO BRASIL E NA SUÍÇA

Parâmetro	Suíça	Brasil
Primeiros choques de retorno		
Valor de pico da corrente (kA)	30	41
Instante em que ocorre o pico ( $\mu$ s)	13	22
Instante de queda até 50% do valor de pico ( $\mu$ s)	112	88
Choques de retorno subseqüentes		
Valor de pico da corrente (kA)	12	14
Instante em que ocorre o pico ( $\mu$ s)	1	4

Instante de queda até 50% do valor de pico ( $\mu\text{s}$ )	37	60
--	----	----

2) A Intensidade média das correntes registradas no Brasil é maior que aquelas registradas na Suíça devido ao fato de o campo elétrico ser mais intenso no Brasil que na Suíça.

3) Há uma forte correlação linear ( $\sim 94\%$ ) entre o instante em que a corrente atinge o pico e o instante em que a derivada da corrente é máxima, indicando que as formas das curvas entre esses dois instantes são semelhantes.

4) Os terceiros choques de retorno nesse estudo aparecem como sendo mais intensos que os segundos, por toda a curva de corrente até  $300 \mu\text{s}$ . A explicação pode estar no fato de que quando o intervalo entre os segundos e primeiros choques forem muito menores que entre os terceiros e os segundos choques, os terceiros tendem a ser mais intensos devido a maior acumulação de cargas no centro negativo e em torno do canal, em função do rearranjo dessas cargas ser mais favorecido pelo crescimento do intervalo inter-choques. Todavia o conjunto de dados é insuficiente para provar definitivamente essa tendência.

5) As diferenças encontradas nas componentes M por nós analisadas, comparadas com aquelas registradas em relâmpagos disparados na Flórida e Alabama estão registradas na Tabela 7.2. Elas podem ser chamadas de componentes M próximas por se iniciarem logo após o choque de retorno em oposição às registradas na Flórida e Alabama que são chamadas de componentes M distantes. As diferenças apresentadas devem-se ao fato de o regime de condutividade existente no canal ser diferente, pois as componentes M próximas ocorrem em um regime onde a condutividade é maior.

TABELA. 7.2 DIFERENÇAS ENTRE AS COMPONENTES M REGISTRADAS NO NOSSO ESTUDO E AQUELAS REGISTRADAS NA FLÓRIDA E ALABAMA

componente M	$\Delta t_m$	$I_{cc}$	$I_m$	$t_{1/2}$
Belo Horizonte	237.57 $\mu$ s (13)	3.69 kA (13)	2.37 kA (13)	120 $\mu$ s (13)
Florida	11 ms (80)	195 A (55)	84 A (62)	874 $\mu$ s (59)
Alabama	7 ms (78)	159 A (66)	164 A (62)	757 $\mu$ s (54)

Em resumo, na Tabela 7.2, o número entre parênteses é o número de casos estudados e os valores representam a média geométrica.  $\Delta t_m$  é o tempo transcorrido desde o choque de retorno;  $I_{cc}$  é o nível de corrente contínua quando a componente M foi iniciada;  $I_m$  é o valor de pico contado a partir do nível de corrente contínua;  $t_{1/2}$  é o tempo transcorrido desde a metade do valor de pico antes do pico até a metade do valor de pico após o pico.

6) As condutividades obtidas para o conjunto canal-torre-ar-solo apresentam-se em valores da ordem de  $1 \times 10^4 \text{ s}^{-1} = 1.1 \times 10^{-6} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ , sendo um valor intermediário entre o solo e o ar e representa um valor médio para o conjunto, demonstrando que a condutividade do sistema por onde a descarga é dissipada depende do comprimento dos meios atravessados pela descarga, com uma contribuição significativa do espaçamento entre as placas metálicas.

## 7.2 Recomendações para Pesquisas Posteriores

Recomendamos que:

1) esse estudo seja complementado com dados de curvas de corrente registradas após 1994 para aumentar a confiabilidade nos valores médios calculados. Estimando uma média de 3 descargas negativas descendentes por ano, se esse estudo se estender até o ano 2002, a base de dados (choques negativos descendentes) aumentará para 46 descargas, o que significa mais que o dobro da base de dados atual;

2) devem ser realizados outros estudos com as descargas atmosféricas referentes aos potenciais que surgem ao longo do solo no instante em que caem as descargas na Estação de Pesquisas do Morro do Cachimbo;

3) devem ser realizados outros estudos para medir a impedância da torre diretamente no instante da descarga;

4) a estação de pesquisas pode ser reequipada com sensores de campo elétrico e sensores de campo magnético, próximos à estação, para medidas simultâneas dessas grandezas no instante da descarga. Isso seria um auxílio importante na modelagem dos campos a partir da curva de corrente, permitindo um outro tipo de medida da condutividade do solo;

5) sincronização do sistema de captura da descarga com o sistema de detecção de tempestade atualmente existente o que permitirá checar a eficiência do último na região;

6) dispositivos de medida do raio do canal podem ser construídos e acoplados à torre para a medida direta da evolução temporal do raio do canal, na região do “gap” (placas metálicas);

7) os dados do sistema de detecção de descargas na região próxima à torre podem ser usados para calcular a razão entre a quantidade de descargas que caem na torre e o total de descargas que caem próximas à torre, gerando uma estimativa de grande importância na área de proteção com pára-raios tipo Franklin;

8) os registros fotográficos sejam utilizados no cálculo das distâncias de atração.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Albright, J. G. A lightning flash and its component strokes. **Journal of Applied Physics**, v. 8, p. 313-318, May, 1937.
- Appleton, E. V.; Chapman, F. W. On the nature of atmospherics IV. **Proceedings of the Royal Society of London**, s. A, v. 158, p. 1-22, Feb. 1937.
- Barros, M.T.C. **Proteção de subestações contra descargas atmosféricas**. International Seminar on Lightning Protection, 4., São Paulo, Set. 1997. Apostila de curso. São Paulo, 1997.
- Berger, K. Novel observations on lightning discharges: results of research on Mount San Salvatore. **Journal of the Franklin Institute**, v. 283, p. 480-525, June. 1967.
- Berger, K.; Anderson, R. B.; Kroninger, H. Parameters of lightning flashes. **Electra**, v. 41, p. 23-37, 1975.
- Borovsky, J.E. An electrodynamic description of lightning return strokes and dart leaders: guided wave propagation along conducting cylindrical channels. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n. D2, p. 2697-2726, Feb. 1995.
- Brook, M. Kitagawa, N. Workman, E.J. Quantitative study of strokes and continuing currents in lightning discharges to ground. **Journal of Geophysical Research**, v. 67, n. 2, p. 649-659, Feb. 1962.
- Bruce, E. E. R.; Golde, R. H. The lightning discharge. **The Journal of the Institution of Electrical Engineers**, v. 88, Part II, n. 6, p. 487-505, Dec 1941.

Caixeta, G.P.; Pissolato J. **Numerical simulation of lightning stroke on an LPS and the electromagnetic field generated.** In: International Symposium on High Voltage Engineering, 10, Montréal-Québec, Canada, Aug. 1997a. **Proceedings.** Montréal: 1997, v. 5, p.287-290.

Caixeta, G.P.; Pissolato, J. Electromagnetic fields generated by lightning on protection structures of telecommunication centers. In: International Conference of IEEE, Austin, Texas, USA, Aug. 1997b. **Proceedings.** Austin: 1997, v. 1, p. 374-378.

Chang, J.; Beuthe, T.G.; Seto, L.; Duft, A. Hayashi, N.; Chisholm, W.; Janischewskyj, W. An investigation of the possible relationships between thundercloud electric fields and the lightning parameters for tall structures. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, n. D11, p. 13.197-13.205, Sep. 1989.

Chang, H. C.; Inan, U. S. . Lightning-induced electron precipitation from the magnetosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 90, n. A2, p. 1531-1541, Feb. 1985.

Chauzy, S.; Médale J.; Prieur, S.; Soula, S. Multilevel measurement of electric field underneath a thunder cloud. 1 a new sistem and the associated data processing. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. D12, p.22.319-22.326, Dec. 1991.

Chèze, J.; Sauvageot, H.; Area-average rainfall and lightning activity. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D2, p. 1.707-1.715, Jan. 1996.

Cooray, V.; Perez, H. Some features of lightning flashes observed in Sweden. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.638-10.688, May, 1994.

- Davis, R.; Johnston, J.E.M. The surge characteristics of tower and tower-footing impedances. **Journal of the Institution of Electrical Engineers**, v. 88, n. II, p. 453-466, 1941.
- Darveniza, M.; Zhou, Y. Lightning-initiated fires: energy absorbed by fibrous materials from impulse current arcs. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.663-10.670, May, 1994.
- Deaver, E.D; Krider, E.P. Electric fields and current densities under small Florida thunderstorms. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. D12, p. 22.273-22.281, Dec. 1991.
- Dennis, A.S.; Pierce, E.T. The return stroke of lightning flash to earth as a source of VLF Atmospherics. **Radio Science**, v. 68, n. D, p. 7: 777-794, July, 1964.
- Despiau, S.; Houngninou, E. Raindrop charge, precipitation, and Maxwell currents under tropical storms and showers. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D10, p. 14.991-14.997, June. 1996.
- Diendorfer, G., Uman, M. A. An improved return stroke model with specified channel-base current. **Journal of Geophysical Research**, v.. 95, p. 13.621-13.644, 1990.
- Diniz, J.H.; Carvalho, A.M.; Soares Filho, J.J. **Parâmetros de descargas atmosféricas; resultados de 9 anos de pesquisa na Estação do Cachimbo período 1985-1994.** Relatório nº 02.110 ST/DN1-001 CEMIG, dez 1995.
- Dowden, R. L.; Adams, C. D. D.; Cotton, P. D. Use of VLF Transmissions in the location and mapping of lightning induced ionization enhancements (LIEs). **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 54, n.10, p.1355-1373, 1992.

- Eriksson, A. J. **The lightning ground flash - an engineering study**. Pretória. 400 p. South Africa. Thesis (Ph. D. in Philosophy in the Faculty of Engineering) - University of Natal, Dec. 1979.
- Farrel, W. M.; Desh, M. D. Cloud-to-stratosphere lightning discharges: a radio emission model. **Geophysical Research Letters**, v. 19, n. 7, p. 665-668, Apr. 1992.
- Fernandez, J.H; Piazza, L.R.;Trivedi, N.B. Ocorrência de eventos Trimpi na Estação Antártica Comandante Ferraz. In: Congresso Internacional da Sociedade Brasileira de Geofísica, 5., São Paulo, 1997. **Anais**. São Paulo: set. 1997, v. 2, p. 1119-1120.
- Fisher, R.J.; Schnetzer, G.H.;Thottappillil, R.; Rakov, V.A.; Uman, M.A.; Goldberg, D.J. Parameters of triggered-lightning flashes in Florida and Alabama. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. D12, p. 22.887-22.902, Dec. 1993.
- Franzblau, E. Electrical discharges involving the formation of NO, NO<sub>2</sub>, HNO<sub>3</sub>, and O<sub>3</sub>. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. D12, p. 22.337-22.345, Dec. 1991.
- French, J.R.; Helsdon, J.H.; Detwiler, A.G.; Smith, P.L. Microphysical and electrical evolution of a Florida thunderstorm. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D14, p.18.961-18.977, Aug. 1996.
- Garbagnati, E.; Lo Piparo, G. B. Stazione sperimentale per il rilievo delle caratteristiche dei fulmini. **L'Elettrotecnica**, v. 57, n. 7, 1970.
- Gin, R. B. **Estudo Coordenado de um sistema de tempestade sobre a América do Sul**. São José dos Campos. Dissertação (Mestrado em Ciência Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1992

Gin, R.B. **Estudo das características dos relâmpagos nuvem-solo em Minas Gerais no verão de 1993**. São José dos Campos. Tese (Doutorado em Ciência Espacial/Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1997.

Goldenbaum, G.C.; Dickerson, R.R. Nitric Oxide production by lightning discharges. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. D10, p. 18.333-18.338, Oct. 1993.

Grant, I.S.; Phillips W.R. **Eletromagnetism**. London: John Wiley, 1975.

Gunn, R. The Electrical charge precipitation at various altitudes and its relation to thunderstorms. **Physical Review**, v. 71, n. 3, p. 181-186, Feb. 1947.

Hart, W.C; Malone, E.W. **Lightning and lightning protection**. Gainesville, VI, Don White Consultants, 1979.

Heckman S.J.; Williams, E. R. Corona envelopes and lightning currents. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, n. D11, p. 13.278-13.294, Sep. 1989.

Hill, R. D. Channels heating in return stroke lightning. **Journal of Geophysical Research**. v. 76, p. 637-645, 1971.

Hill, R. D. Energy dissipation in lightning. **Journal of Geophysical Research**, v. 82, p. 4967-4968, 1977.

Johnk, C.T.A. **Engineering eletromagnetic fields and waves**. London: John Wiley, 1975.

- Jordan M.D., Idone P V., Orville, R.E., Rakov, V.A., Uman, M. Luminosity characteristics of lightning M components. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n. D12, p. 25.695-25.700, Dec, 1995
- Kamra, A.K.; Ravichandram, M. On the assumption of the earth's surface as a perfect conductor in atmospheric eletricity. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. D12, p. 22.875-22.885, Dec. 1993.
- Kasemir, H.W. Current budget of the atmospheric electric global circuit. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.701-10.708, May, 1994.
- Kascher, R. **Aterramento e proteção elétrica de sistemas eletrônicos**. International Seminar on Lightning Protection, 4., São Paulo, Sep. 1997. Apostila de curso. São Paulo, 1997.
- Kitagawa, N.; Brook, M.; Workman, E. J. Continuing currents in cloud-to-ground lightning discharges. **Journal of Geophysical Research**, v. 67, n.2, p. 637-647, Feb. 1962.
- Kitagawa, N.; Michimoto, K. Meteorological and electrical aspects winter thunderclouds. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p.10.713-10.721, May, 1994.
- Kostenko, M.V. Electrodynamic characteristics of lightning and their influence on disturbances of high-voltages lines. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n. D2, p. 2.739-2.747, Feb. 1995.
- Krasnitsky, Y.A. Evaluation of lightning current pulse parameters from spherics waveforms. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.723-10.725, May., 1994.

Lacerda, M. Dúvidas sobre o modelo eletrogeométrico e restrições à sua aplicabilidade. In: Seminário Internacional de Proteção Contra Descargas Atmosféricas, 1., São Paulo, Nov. 1988. **Anais**. São Paulo: Universidade de São Paulo. não publicado.

Lacerda, M. Dúvidas e limitações do modelo eletrogeométrico. **Eletricidade Moderna**, n. 184, p. 20-28, July, 1989.

Lacerda, M. **Sobre a física dos raios: modelagem da corrente corona**. São Paulo. Dissertação (Mestrado em Física Aplicada) - Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 1993.

Lacerda, M., Pinto Jr., O., Pinto, I. C. A., Diniz, J. H., Carvalho, A. M. Direct lightning current measurements in southeastern Brazil I. current waveform. In: Congresso Internacional da Sociedade Brasileira de Geofísica. 5., São Paulo, 1997. **Anais**. São Paulo: Ática Shopping Cultural, 1997a. v. 2, p. 1176-1178.

Lacerda, M., Pinto Jr., O., Pinto, I. C. A., Diniz, J. H., Carvalho, A. M. Direct lightning current measurements in southeastern Brazil II. correlations. In: Congresso Internacional da Sociedade Brasileira de Geofísica. 5., São Paulo, 1997. **Anais**. São Paulo: Ática Shopping Cultural, 1997b. v. 2, p. 1179-1181.

Lacerda, M., Pinto Jr., O., Pinto, I. C. A., Diniz, J. H., Carvalho, A. M., Direct lightning current measurements in southeastern Brazil III. M-component. In: Congresso Internacional da Sociedade Brasileira de Geofísica. 5., São Paulo, 1997. **Anais**. São Paulo: Ática Shopping Cultural, 1997c. v. 2, p. 1182-1184.

Lacerda, M. Cálculo do efeito skin em condutores de seção retangular/circular. In: International Seminar on Lightning Protection, 4., São Paulo, 1997. **Anais**. São Paulo: Novalunar Gráfica e Editora, 1997. p. 133-136.

- LePage, W.R.; Seely, S. **General network analysis**. New York: McGraw-Hill, 1952.
- Le Vine, D. M.; Willet, J. C.; Bailey, J. C. Comparison of fast electric field changes from subsequent return strokes of natural and triggered lightning. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, n. D11, p. 13.259-13.265, Sep. 1989.
- Lin, Y.T. M.A.; Uman, M.A.; Standler, R.B. Lightning return stroke models. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, n. C3, p. 1.571-1.583, Mar. 1980.
- Liu, X.; Wang, C.; Zhang, Y.; Xiao, Q.; Wang, D.; Zhou, Z.; Guo, C. Experiment of artificially triggering Lightning in China. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.727-10.731, May, 1994.
- Luts A.; Salm, J. Chemical composition of small atmospheric ions near the ground. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.781-10.785, May, 1994.
- Mackerras, D.; Darveniza, M. Latitudinal variation of lightning occurrence characteristics. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.813-10.821, May, 1994.
- Malan, D. J.; Collens, H. Progressive Lightning III: The fine structure of lightning return strokes, **Proceedings of the Royal Society of London**, s. A. v.162,:p. 175, 1937.
- Malan, D. J.; Schonland, B. F. J. Progressive lightning vii: directly-correlated photographic and electrical studies of lightning form near thunderstorms, **Proceedings of the Royal Society of London**, s. A, v. 191,: 485-503, Dec. 1947.
- Marshall T. C.; Rust, W. D. Electric fields soundings trough thunderstorms. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. D12, p. 22.297-22.306, Dec. 1991.

- Marshall T. C.; McCarthy, M.P.; Rust, W. D. Electric fields magnitudes and lightning initiation in thunderstorms. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n. D4, p. 7.097-7.103, Apr. 1995.
- Massey, R. D.; McCarthy, M. P.; Paarks, G. K. Search for lightning-induced electron precipitation with rocket-borne photometers. **Geophysical Research Letters**, v. 17, n. 12, p. 2217-2220, Nov. 1990.
- Master, M. J.; Uman, M. A. A Transient electric and magnetic fields associated with establishing a finite electrostatic dipole. **American Journal of Physics**, v. 51, n. 2, p. 118-126, 1983.
- Mazur, V.; Ruhnke L.H.; Laroche, P. The relationship of leader and return stroke processes in cloud-to-ground lightning. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n.19, p. 2613-2616, Out. 1995.
- Michishita, K.; Ishii, M.; Hojo, J. Measurement of horizontal electric fields associated with distant cloud-to-ground strokes. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D2, p. 3.681-3.867, Feb. 1996.
- McCann, G. D. The measurement of lightning current in direct strokes. **AIEE Transactions**, n. 63, p. 1157-1164, May, 1944.
- McEachron, K. B. Wave shapes of successive lightning current peaks. **Electrical World**, n. 56, p. 428-431, July,1940.
- National Aeronautics and Space Administration (NASA). **Lightning technology:** Conference Publication. n. 2128 FAA-RD-80-30, 1980

- National Electrical Engineering Research Institute (NEERI). **CEMIG lightning research station system operation manual: Eletric Power**. Pretoria, South Africa, 1985.
- Niemeyer, L. Pietronero, L.; Weismann, H.J. Fractal dimension of dielectric breakdown. **Physical Review Letters**, v. 52, n. 12, p. 1033-1036, 1984.
- Nucci, C.A.; Diendorfer, G.; Uman, M.A.; Rachidi, F.; Ianoz, M.; Mazzetti, C. Lightning return stroke current models with specified channel-base curren: review and comparison. **Journal fo Geophysical Research**, v. 95, n. D12, p. 20.395-20.408, Nov. 1990.
- Nucci, C.A. **Lightning overvoltages in mediun and low-voltage networks**: evolution and means of protection. Notas de Curso realizado no Instituto de Eletrotécnica e Energia da Universidade de São Paulo, Sep. 1997a.
- Nucci, C.A. Lightning overvoltages on overhead distribution lines (with special reference to low-voltage networks). In: International Seminar on Lightning Protection, 4., São Paulo, 1997. **Anais**. São Paulo: Novalunar Gráfica e Editora, p. 1997b.
- Oetzel, G.N. Computation of the diameter of a lightning return stroke. **Journal of Geophysical Research**, v. 73, n. 6, p. 1889-1896, Mar. 1968.
- Orville E.R. Cloud-toground lightning flash characteristics in the contiguous United States: 1989-1991. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.833-10.841, May, 1994.
- Paxton, A. H.; Gardner R. L; Baker, L. Lightning return stroke. A numerical calculation of the optical radiation. **Physics of Fluids**, v. 29, p. 2736-2741, 1986.

- Perry, F. R. The measurement of lightning voltages and currents in South África and Nigeria, 1937 to 1937. **The Journal of the Institution of Electrical Engineers**, p. 69-87, 1941.
- Pierce, E.T. Atmospherics from lightning flashes with multiple strokes. **Journal of Geophysical Research**, v. 65, n. 7, p. 1867-1871, July, 1960.
- Pinto, I. R. C. A. **Estudos sobre campos elétricos e condutividade associados a nuvens eletrificadas na região da América do Sul**. São José dos Campos. Tese (Doutorado em Ciência Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1987.
- Pinto, I.R.C.A.; Pinto, O.; Gonzalez, W.D. Some aspects of stratospheric electric fields due to a constant convection current density-charge model of cloud structure. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, n. D7, p. 9979-9982, July, 1989.
- Pinto, O.; Pinto, I.R.C.A.; Gin, R.B.B.; Mendes, O. A Coordinated study of a storm system over the south american continent 1. weather information and quasi-DC stratospheric electric field data. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. D16, p. 18.195-18.204, Nov. 1992a.
- Pinto, O.; Pinto, I.R.C.A.; Gin, R.B.B.; Diniz, J.H.; Araújo, R.L.; Carvalho, A.M. A Coordinated study of a storm system over the south american continent 2. Lightning-related data. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. D16, p. 18.205-18.213, Nov. 1992b.
- Pinto, O.; Gin, R.B.B.; Pinto, I.R.C.A.; Mendes, O.; Diniz, J.H.; Araújo, R.L.; Carvalho, A.M. Cloud-to-ground lightning characteristics in southern Brasil for the 1992-1993 summer season. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D23, p. 29.627-29.635, Dec. 1996.

- Pinto, O.; Pinto, I.R.C.A.; Lacerda, M.; Carvalho, A.M.; Diniz, J. H.; Cherchiglia, L.C.L.  
Are equatorial negative lightning flashes more intense than those at higher latitudes?  
**Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 59, n. 15, p. 1881-1883,  
1997.
- Plooster, M. N. Numerical model of the return stroke of the lightning discharge. **Physics of  
Fluids**, v. 14, p. 2124-2133, 1971.
- Price, G.H.; Pierce, E.T. The modeling of channel current in the lightning return stroke. **Radio  
Science**, v. 12, n. 3, p. 381-388, May, 1977.
- Price, C.; Rind, D. A simple lightning parametrization for calculating global lightning  
distributions. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. D9, p. 9.919-9.933, June,  
1992.
- Price, C.; Rind, D. Possible implications of global climate change on global lightning  
distributions and frequencies. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p.  
10.823-10.831, May, 1994.
- Price, C; Penner, J.; Prather, M. NO<sub>x</sub> from lightning 1. Global distribution based on lightning  
physics. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. D5, p. 5.929-5.941, Mar. 1997.
- Proctor, D.E.; Lightning flashes with high origins. **Journal of Geophysical Research**, v.  
102, n. D2, p. 1.693-1.706, Jan. 1997.
- Rachidi, F.;Thottappillil, R. Determination of lightning currents from far electromagnetic fields.  
**Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. D10, p. 18.315-18.321, Apr. 1990.

Rakov, V. A., Uman, M. Some properties of negative cloud-to-ground lightning flashes versus stroke order. **Journal of Geophysical Research**, v. 95, n. D3, p. 5447-5453, Apr. 1990.

Rakov, V.A.; Thottappillil R.; Uman, M.A. Electric field pulses in K and M changes of lightning ground flashes, **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. D9, p. 9.935-9950, June, 1992.

Rakov, V.A.; Uman, M.; Thottappillil R. Review of lightning properties from electric field and TV observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.745-10.750, May, 1994.

Rakov, V.A.; Thottappillil R.; Uman, Barker, P. Mechanism of the lightning M component. **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n. D12, p. 25.701-25.710, Dec. 1995.

Rakov, V.A. Lightning electromagnetic fields: modeling and measurements. In: Int. Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility, 12., Zurich, 1997. **Proceedings**. Zurich: p. 59-64, Feb. 1997.

Rakov, V.A.; Uman, M.A. **Review of lightning return stroke models**. (Florida University, Gainesville, 1997). *Personnel Communication*.

Rao, M.; Bhattacharya, H. Lateral corona currents from the return-stroke channel and slow field change after the return stroke in a lightning discharge. **Journal of Geophysical Research**, v. 71, n. 11, p. 2.811-2.814, 1966.

Saba, M.M.F. **Estudo de condutividade, campo elétrico e relâmpagos associados a nuvens de tempestade**. São José dos Campos Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1997.

Schonland, B. F. Progressive Lightning: IV- The discharge mechanism, **Proceedings of the Royal Society of London**, s. A, v. 164, p. 132-150, 1938.

Schonland, B. F. J.; Craib, M. A. The electric fields of South African thunderstorms, **Proceedings of the Royal Society of London**, s. A, v. 114, p. 229-243, May . 1927.

Schonland, B. F. J.; Collens, H. Progressive Lightning, **Proceedings of the Royal Society of London**, s. A, v. 143, p. 654-675, 1934.

Schonland, B. F. J.; Malan, D. J.; Collens, H. Progressive Lightning: II, **Proceedings of the Royal Society of London**, s. A, v. 152, p. 595-625, 1935.

Schonland, B. F. J.; Hodges, D.B.; Collens, H. Progressive Lightning: V, **Proceedings of the Royal Society of London**, s. A, v. 166, p. 56-75, 1938a.

Schonland, B. F. J.; Malan, D. J.; Collens, H. Progressive Lightning: VI, **Proceedings of the Royal Society of London**, s. A, v. 168, p. 455-469, 1938b.

Schonland, B.F.J. **Atmospheric electricity**. London: Methuen & Co. , 2<sup>nd</sup> Ed., 1953.

Sheftel, V.M.; Chernyshev, A.K.; Chernysheva, S.P. Air conductivity and atmospheric electric field as an indicator of anthropogenic atmospheric pollution, **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.793-10.795, May . 1994a.

Sheftel, V.M.; Bandilet, O.I.; Yaroshenko, A.N.; Chernyshev A.K. Space-time structure and reasons of global, regional and local variations of atmospheric electricity, **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.797-10.806, May . 1994b.

Smythe, W.R. **Static and dynamic electricity**. New York: McGraw-Hill Book, 1939.

Solomon, R.; Baker, M. A one-dimensional lightning parametrization, **Journal of Geophysical Research**, v.101, n. D10, p. 14983-14990, June. 1996.

Sommerfeld, A.; **Electrodynamics lectures on theoretical physics**, v. 3.: Academic Press, 1964.

Soula, S.; Chauzy, S. Multilevel measurement of the electric field underneath a thunder cloud  
2. Dynamical evolution of a ground space charge layer, **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. D12, p. 22.327-22.336, Dec. 1991.

Soula, S.; Sauvageot, H.; Saissac, M.P.; Chauzy, S. Observation of thunderstorms by  
multilevel electric field measurement system and radar, **Journal of Geophysical Research**, v.100, n. D3, p. 5.025-5.035, Mar. 1995.

Tagg, G.F. **Earth resistances**. London: George Newnes, 1964.

Thottappillil, R., Rakov, V. A., Uman, M. K and M changes in close lightning ground flashes  
in Florida, **Journal of Geophysical Research** v.95, n. D11, p. 18.631-18.640, Oct,  
1990.

Thottappillil, R. **A study of cloud-to-ground lightning processes with emphasis on data  
analysis and modeling of the return stroke**, Gainesville. Thesis (Ph. D.in the College of  
Engineering) - University of Florida, USA, 1992.

Thottappillil, R.; Goldberg, J. D.; Rakov, V., A.; Uman, M.A.; Fisher, R. J., Schnetzer, G. H.  
Properties of M components from currents measured at triggered lightning channel base,  
**Journal of Geophysical Research** v. 100, n. D12, p. 25.711-25.720, Dec, 1995.

- Thottappillil, R.; Uman, M.A. Comparison of lightning return-stroke models, **Journal of Geophysical Research** v. 98, n. D12, p. 22.903-22.914. Dec, 1993.
- Thottappillil, R.; Uman, M.A. Lightning return-stroke models with height-variable discharge time constant, **Journal of Geophysical Research** v. 99, n. D11, p. 22.773-22.780. Nov, 1994.
- Thottappillil, R., Rakov, V. A., Uman, M. A. Distribution of charge along the lightning channel: Relation to remote electric and magnetic fields and to return stroke models, **Journal of Geophysical Research** v. 102, p. 6887-7006, 1997.
- Triginelli, A. D. W.; Carvalho, A. M.; Diniz, J. H.; Cherchiglia, L. C. L. Principais parâmetros aplicáveis a estudos de engenharia, **Eletricidade Moderna**, p. 118-129, abr , 1995.
- Tzur, I.; Roble, G.R The Interaction of a dipolar thunderstorm with its global electrical environment, **Journal of Geophysical Research** v. 90, n. D4, p. 5989-5999. June, 1985.
- Uman, M. A. **The lightning discharge**. Orlando, Florida: Academic Press, 1987. 377p. (International Geophysics Series Vol. 39).
- Uman, M. A., Mclain D. K. Krider, E. P. The eletromagnetic radiation from a finite antenna, **American Journal of Physics** v. 43, p.33-38, 1975.
- Vaughan Jr, O.H; Vonnegut, B. Recent observations of lightning discharges from the top of a thundercloud into clear air above, **Journal of Geophysical Research**, v. 94, n. D11, p. 13.179-13.182, Sep. 1989.

Volland, H. **Atmospheric Electrodynamics**. Berlin: Springer-Verlag, 1984.

Vonnegut, B. Lathan, D.J. Moore, C.B.; Hunyday, S.J. An explanation for anomalous lightning from forest fire clouds, **Journal of Geophysical Research**, v. 100, n. D3, p. 5.037-5.050, Mar. 1995.

Wagner, C. F. Direct strokes proves length of lightning tail, **Electrical World**, p. (293)37 e (381)125, July 1939.

Wällin, L. Elements of fair weather electricity, **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.767-10.772, May . 1994.

Watt, W.; Appleton E. V. On the nature of atmospherics I, **Proceedings of the Royal Society of London**, s. A, v. 103, p. 84-102, July. 1923.

Williams, E.; Zhang, R.; Boccipio, D. Microphysical growth state of ice particles and large-scale electrical structure of clouds, **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. D5, p. 10.787-10.792, May . 1994.

Williams, E. R. The Tripole Structure of Thunderstorms, **Journal of Geophysical Research**, v. 94 n. D11, p. 13.151-13.167, Sep. 1989.



## Apêndice A

Nesse apêndice apresentamos os parâmetros de ajuste calculados para cada curva e as curvas dos primeiros choques de retorno com os respectivos ajustes.

TABELA A.1 PARÂMETROS USADOS PARA AJUSTE DE CURVAS E CÁLCULO  
DA CONDUTIVIDADE

ch	$t_{\text{pico}}$ ( $\mu\text{s}$ )	k	$I_0$ (kA)	$\alpha$ ( $\mu\text{s}^{-1}$ )	$\beta$ ( $\mu\text{s}^{-1}$ )	$\sigma \cdot 10^4$ ( $\text{s}^{-1}$ )	m (kA/ $\mu\text{s}$ )	$\sigma \cdot 10^{-6}$ ( $\Omega\text{m}^{-1}$ )
3	26	0.15	140	0.0171685	0.0858425	0.8197355	9.61436	0.9108172
6	21.5	0.1	70	0.0118996	0.118996	1.041634	7.496748	1.157371
9	14	0.06	60	0.0128271	0.213785	1.803322	12.05747	2.003691
12	29.5	0.15	140	0.0113486	0.0756578	0.6923749	9.003288	0.7693055
13	11	0.015	26	0.005814	0.3876055	3.130733	9.926578	3.478592
19	19.5	0.055	68	0.0086568	0.1573964	1.321409	10.11429	1.468233
21	14	0.045	36	0.0104374	0.2319441	1.928811	7.974243	2.143123
26	20	0.035	40	0.0060794	0.1736998	1.430637	6.704816	1.589597
37	15	0.045	56	0.0097416	0.2164812	1.800224	11.57741	2.000249
38	23.5	0.15	60	0.0142462	0.0949747	0.8691523	4.84371	0.9657248
40	33	0.2	116	0.0121927	0.0609635	0.5821586	5.657413	0.6468428
41	21	0.08	80	0.0104585	0.1307312	1.123552	9.621816	1.248391
42	14.5	0.055	20	0.0116419	0.211671	1.777068	4.000582	1.974519
49	18.5	0.1	50	0.0138293	0.1382934	1.210554	6.223206	1.34506
50	14.5	0.05	44	0.0103206	0.2064131	1.724712	8.62807	1.916347
54	11	0.035	28	0.0110536	0.3158179	2.601161	8.533401	2.890178
56	15	0.05	60	0.0105113	0.2102268	1.756578	11.98293	1.951753
57	7	0.05	28	0.0225243	0.450486	3.764096	11.98293	4.182329
58	22	0.04	32	0.0060963	0.1524089	1.261344	4.682003	1.401494
59	29.5	0.125	32	0.0100699	0.0805594	0.7212051	2.255664	0.801339
61	40.5	0.2	140	0.00993476	0.0496738	0.4743499	5.563466	0.5270554
62	19.5	0.055	38	0.0086568	0.1573964	1.321409	5.652105	1.468233

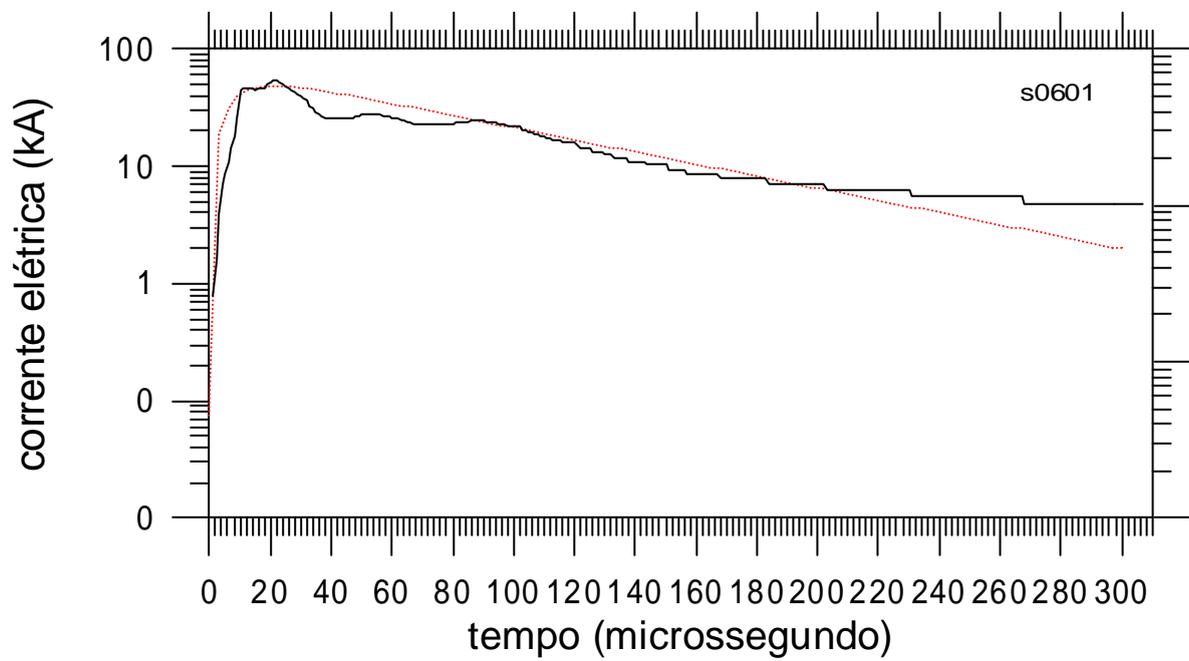
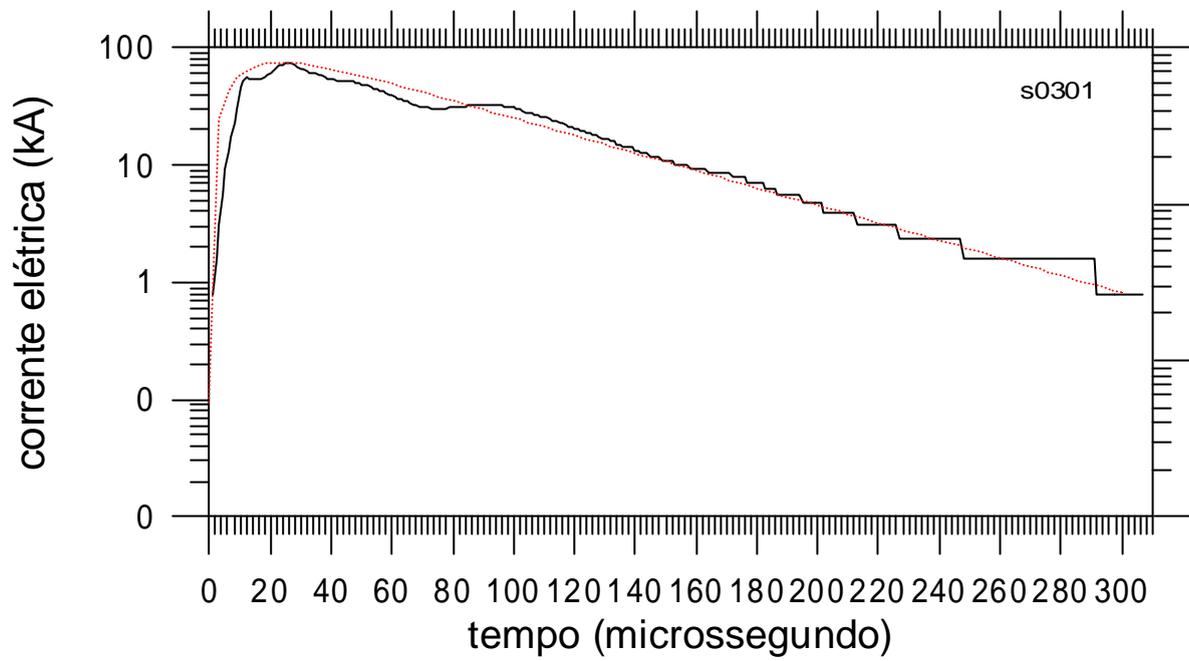


Fig. A.1 Choques 0301 e 0601 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1

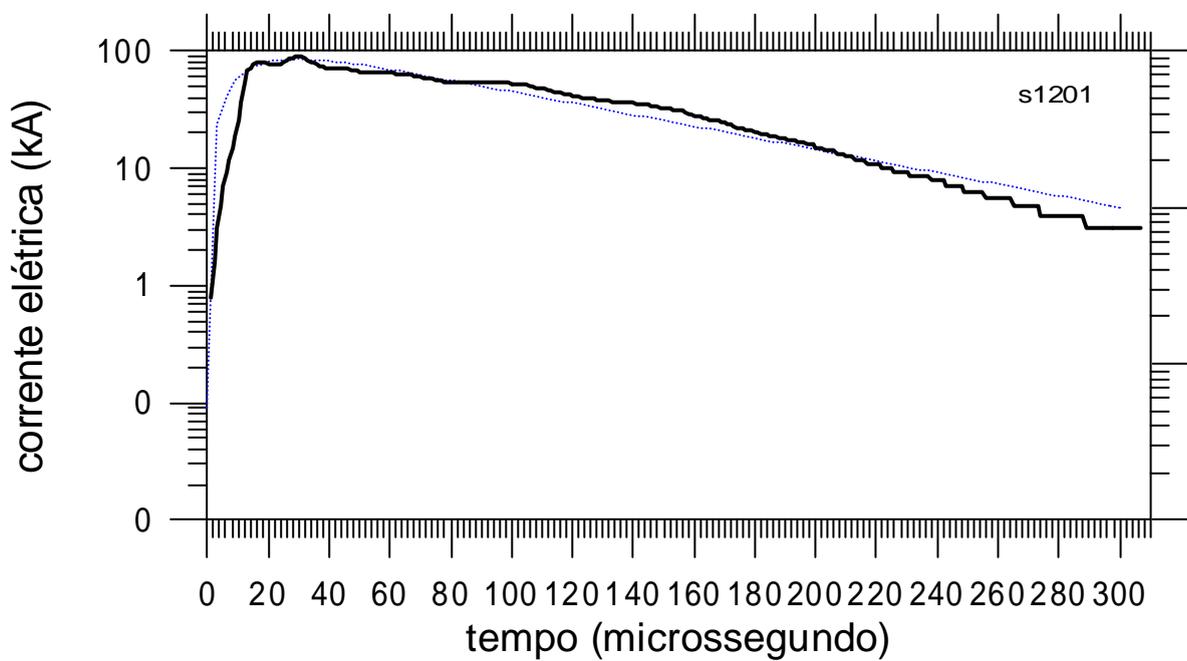
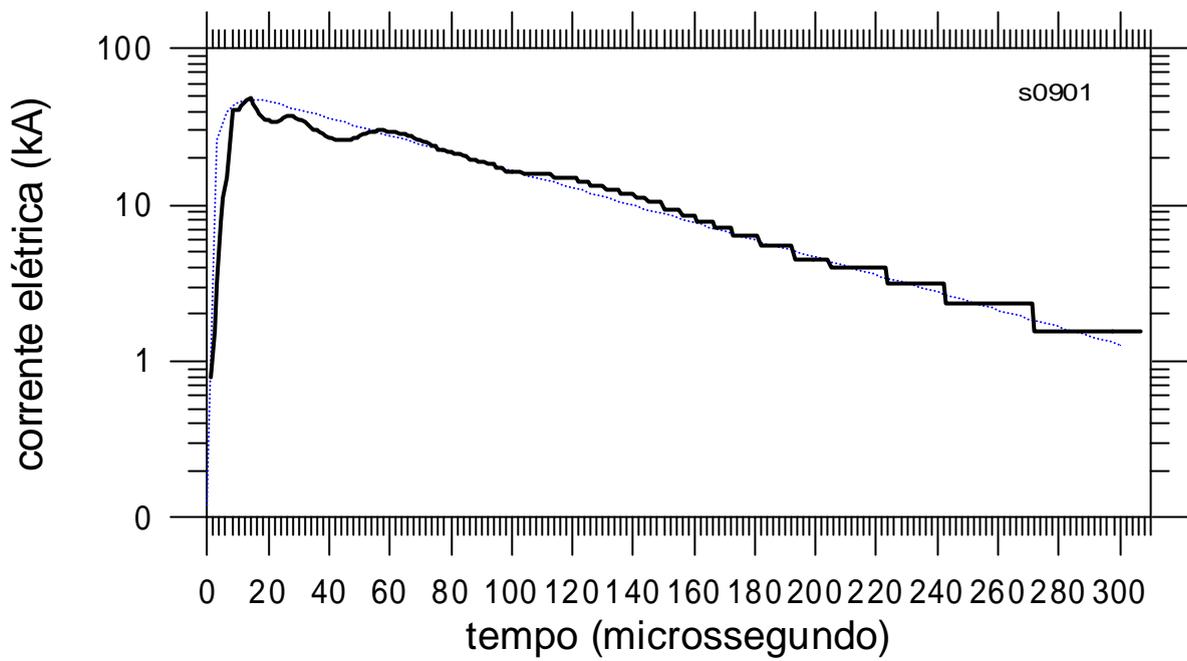


Fig. A.2 Choques 001 e 1201 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1

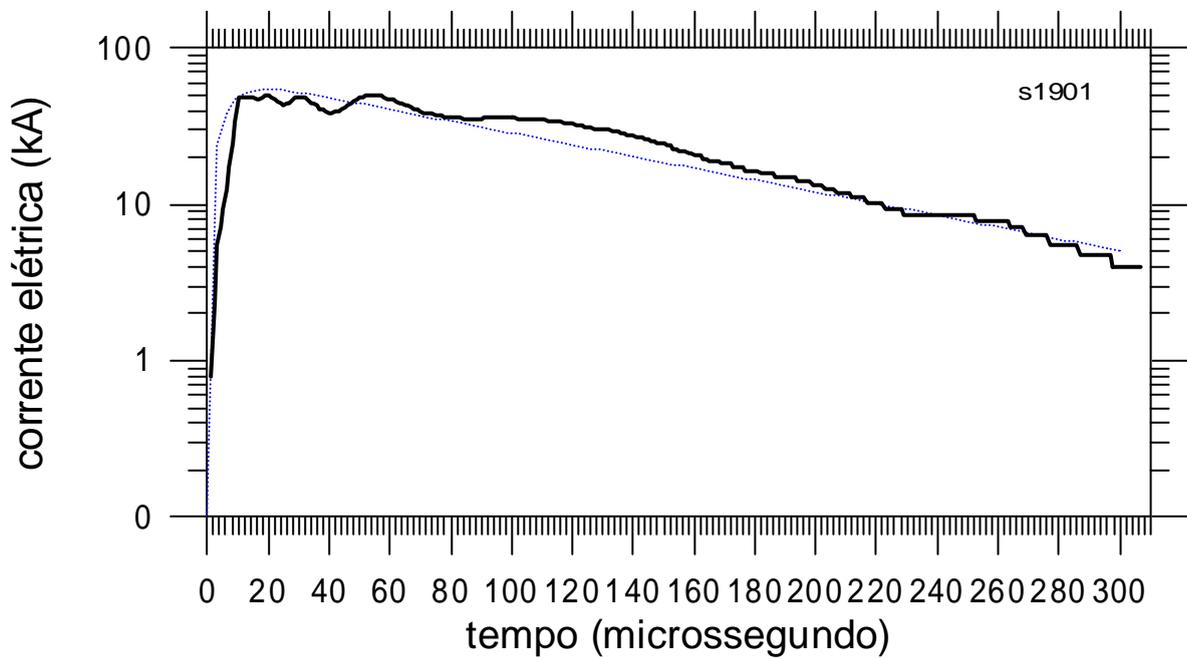
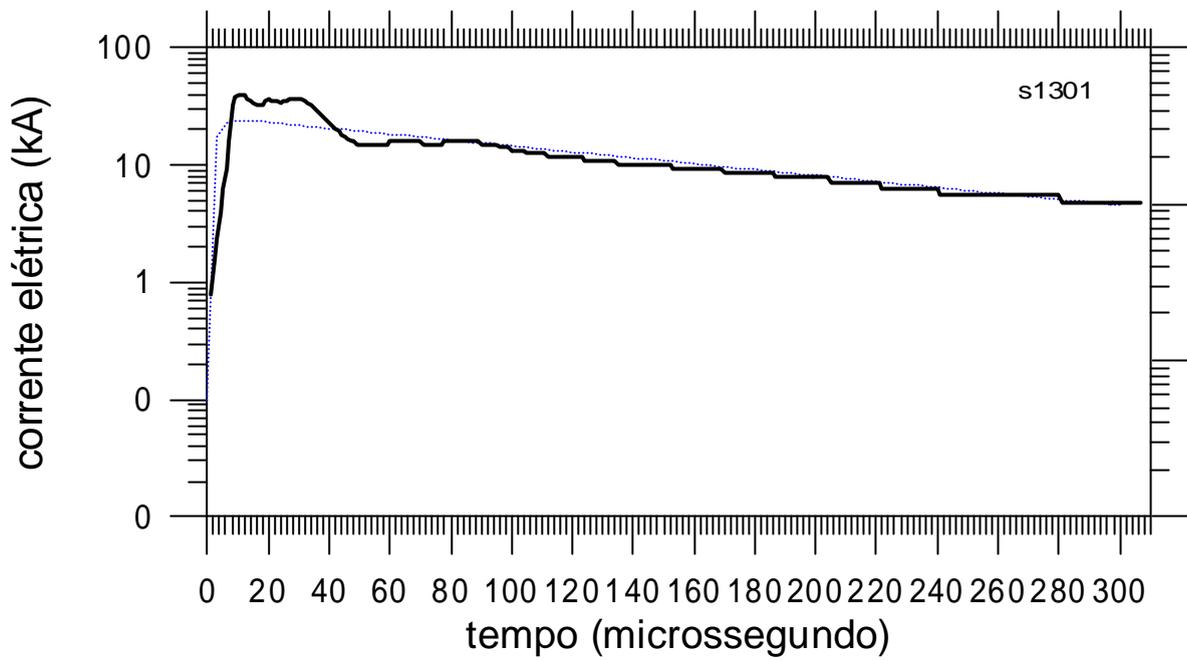


Fig. A.3 Choques 1301 e 1901 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1

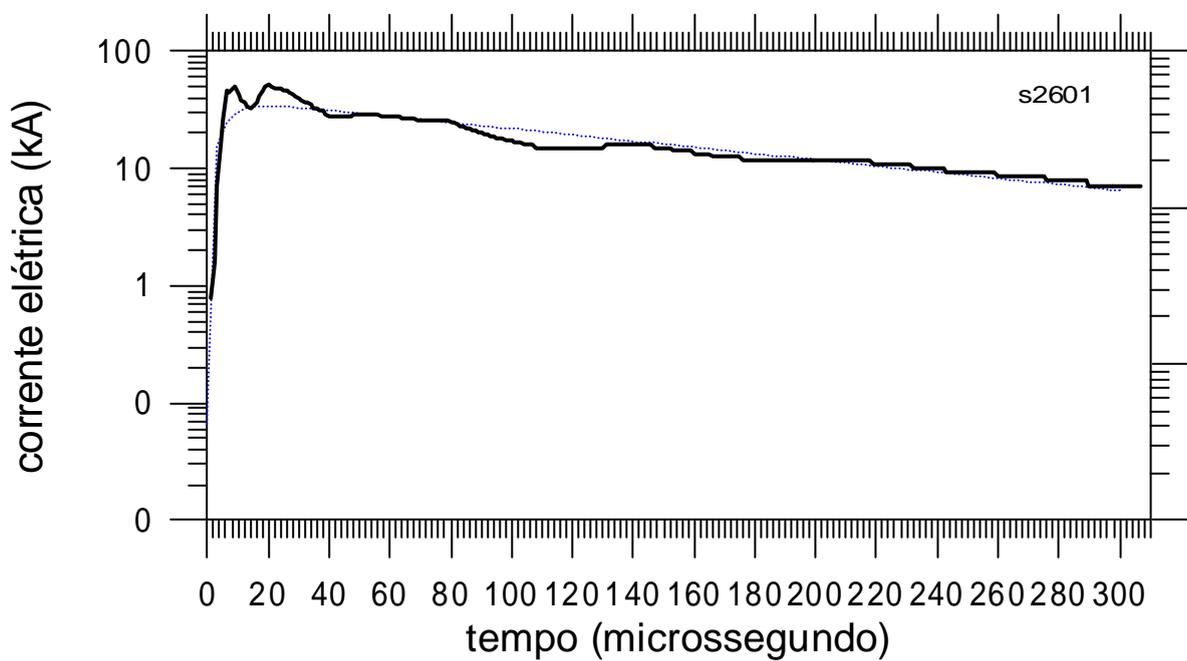
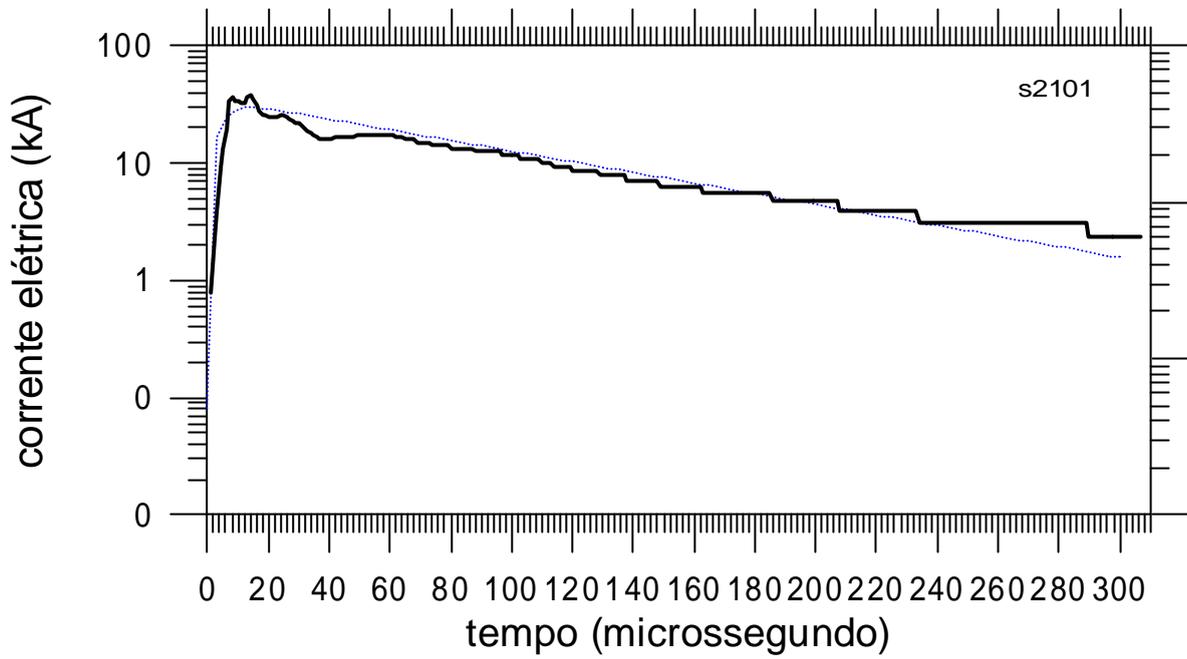


Fig. A.4 Choques 2101 e 2601 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1

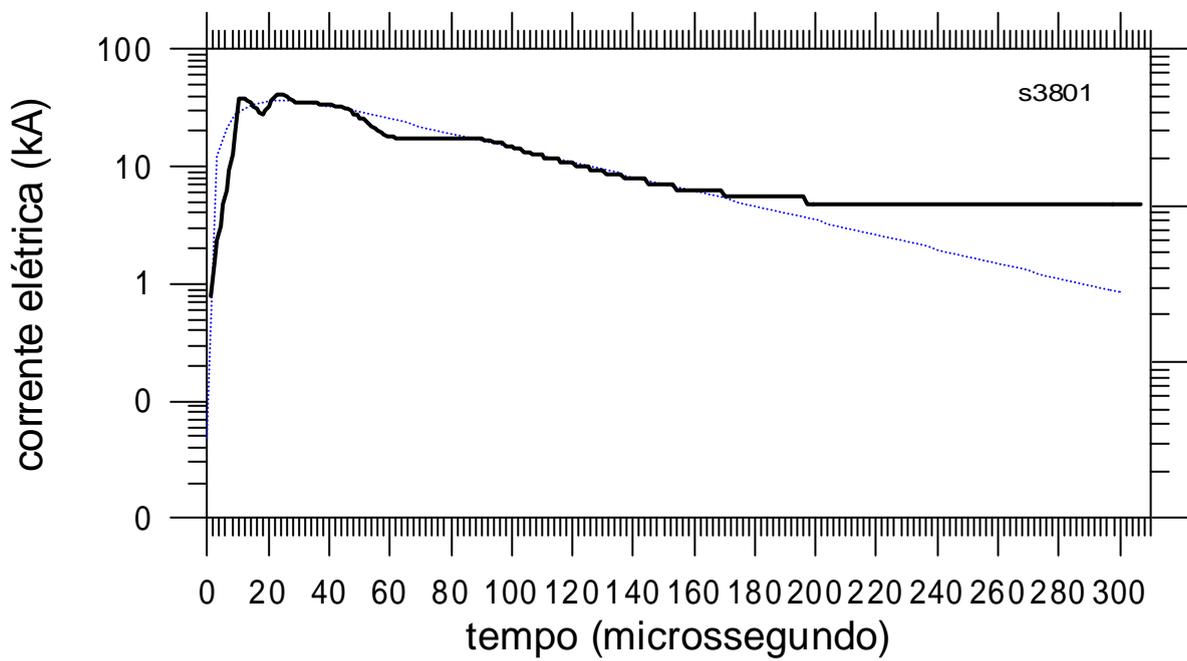
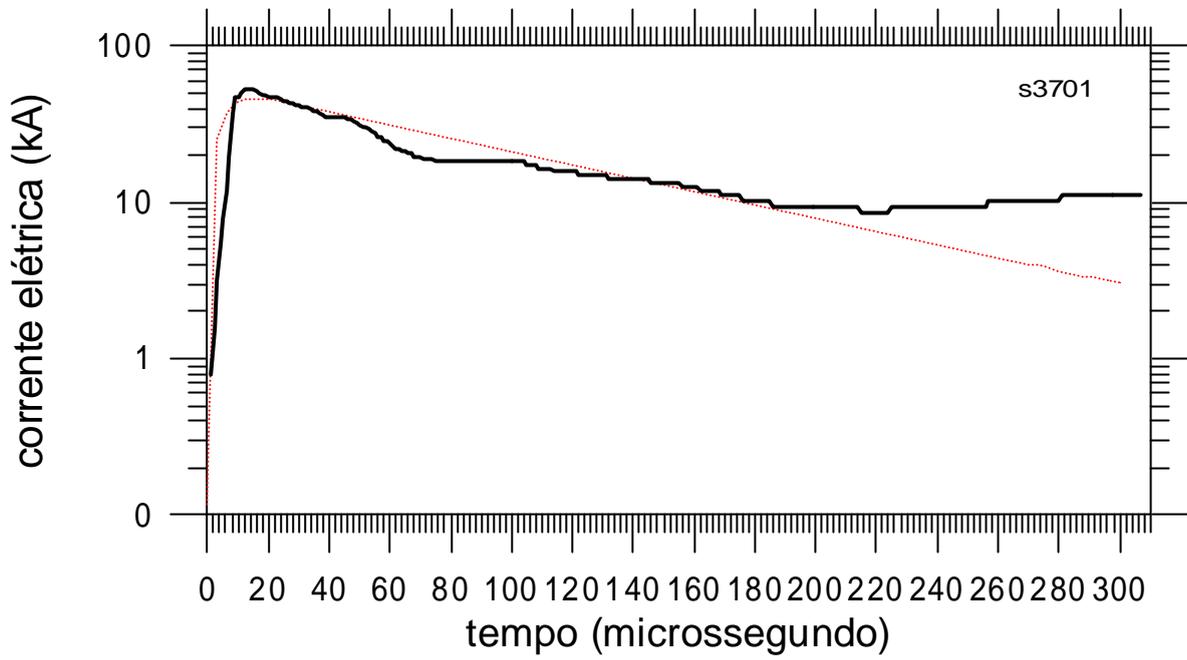


Fig. A.5 Choques 3701 e 3801 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1

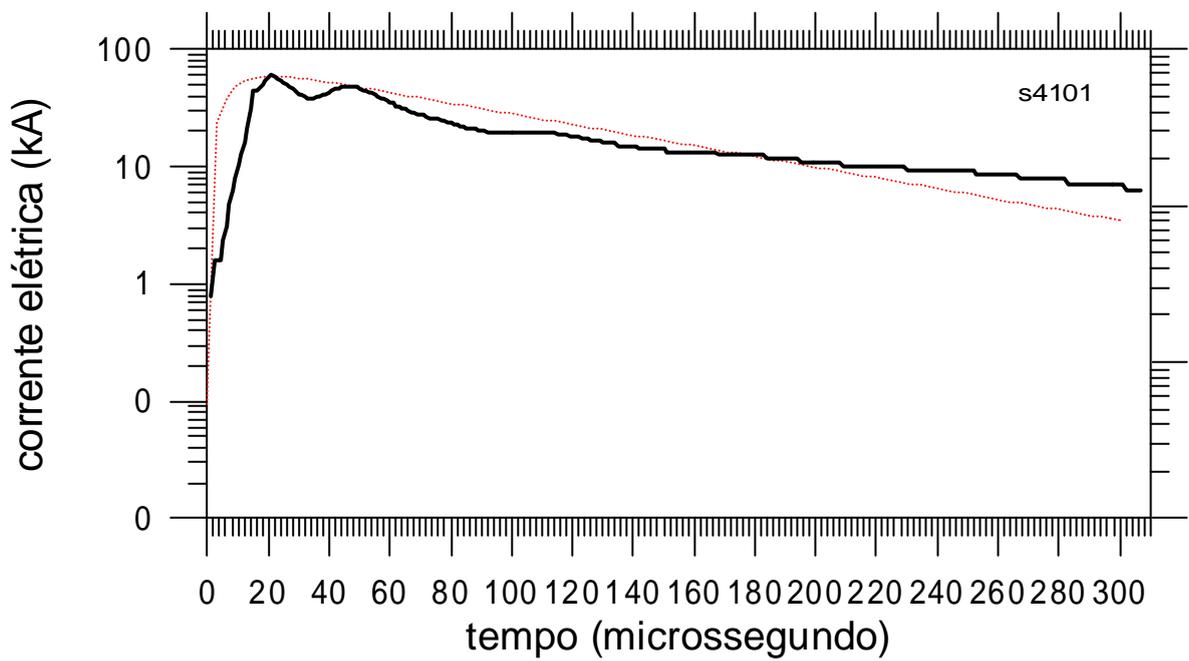
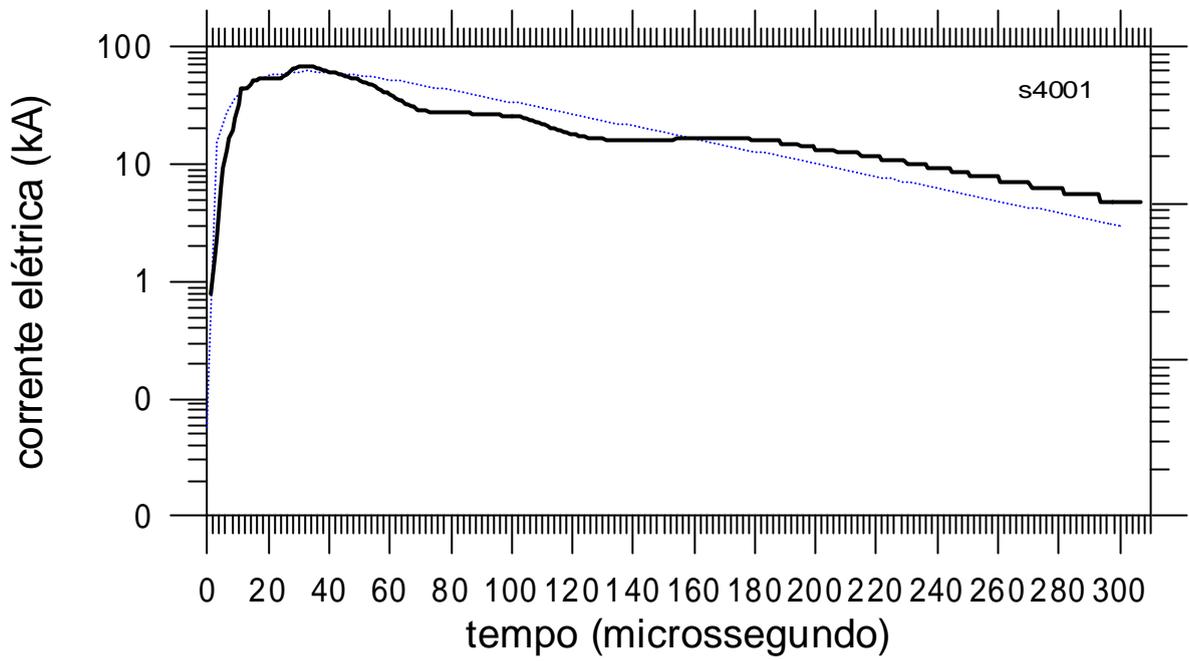


Fig. A.6 Choques 4001 e 4101 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1

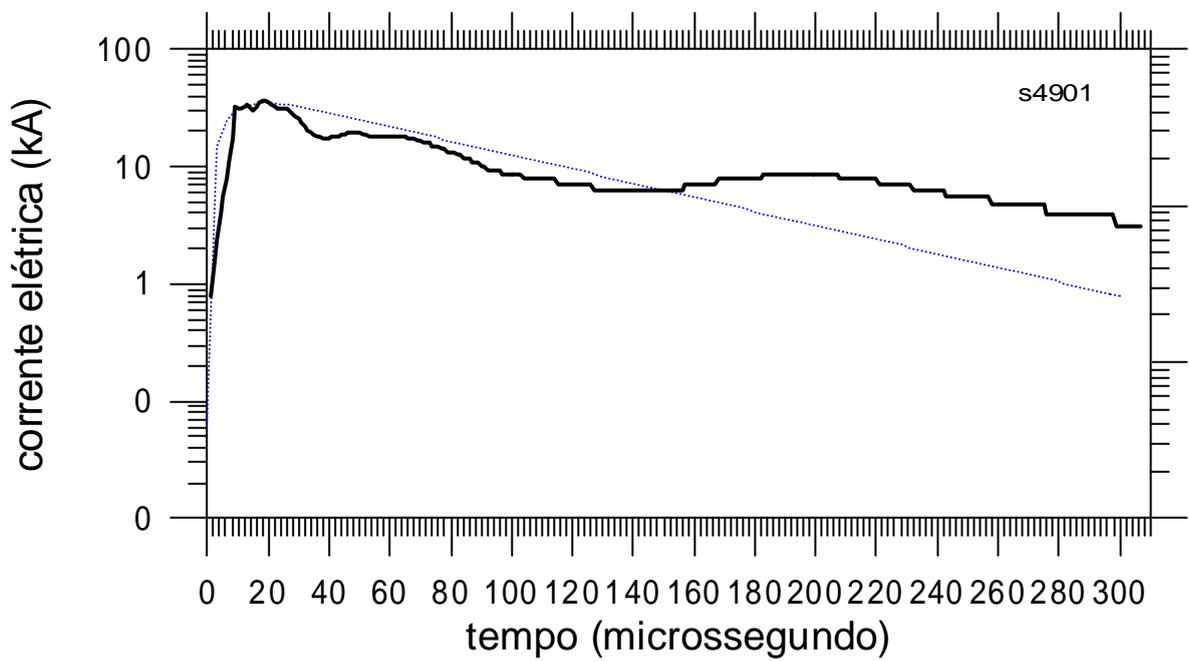
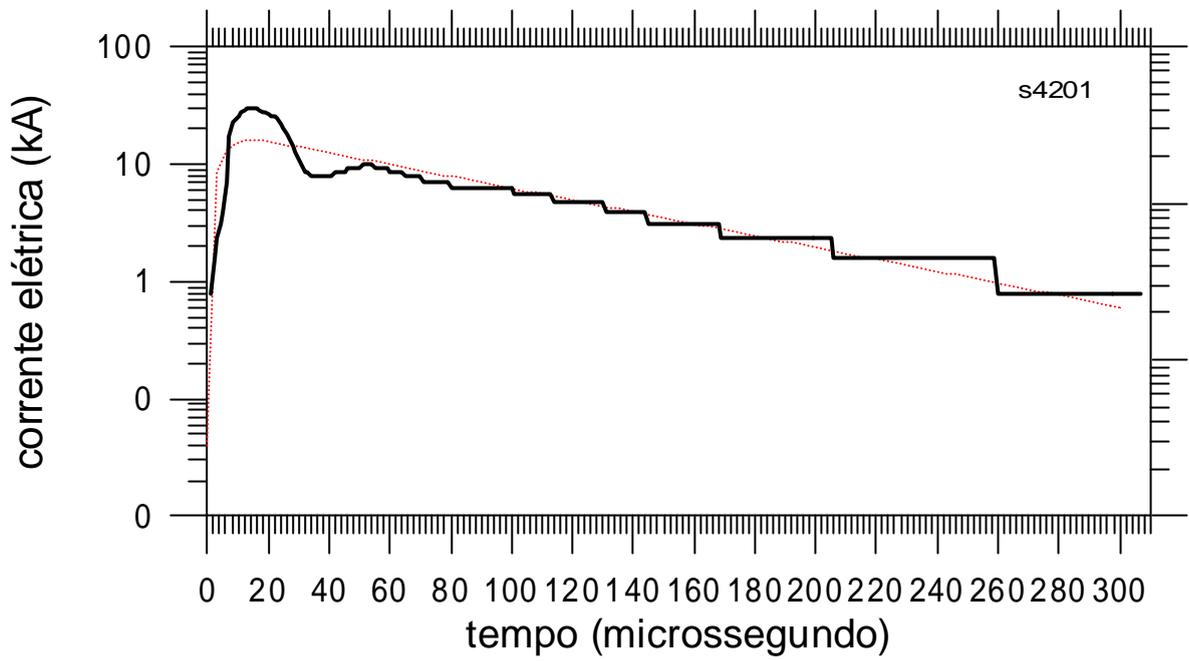


Fig. A.7 Choques 4201 e 4901 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1

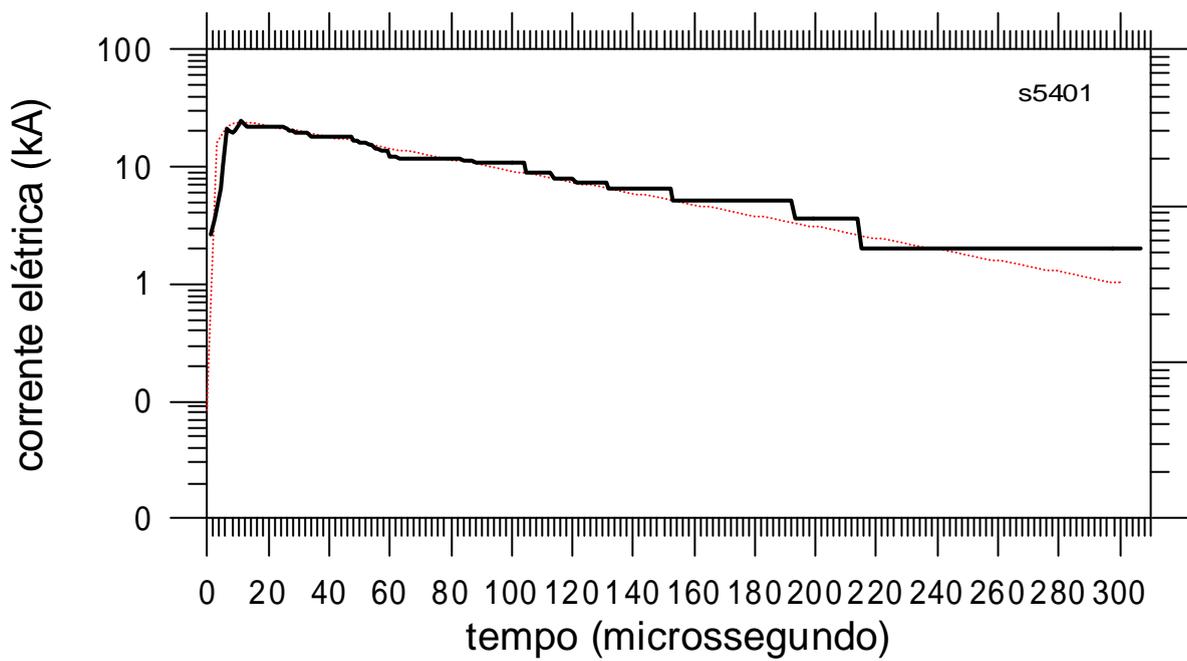
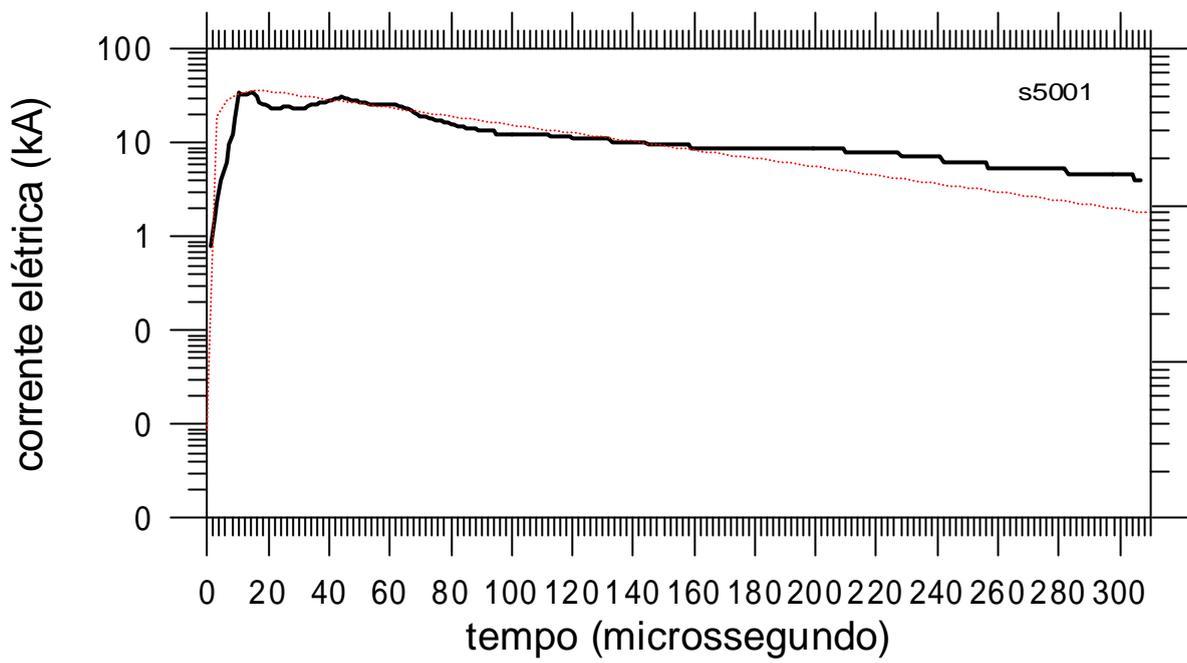


Fig. A.8 Choques 5001 e 5401 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1

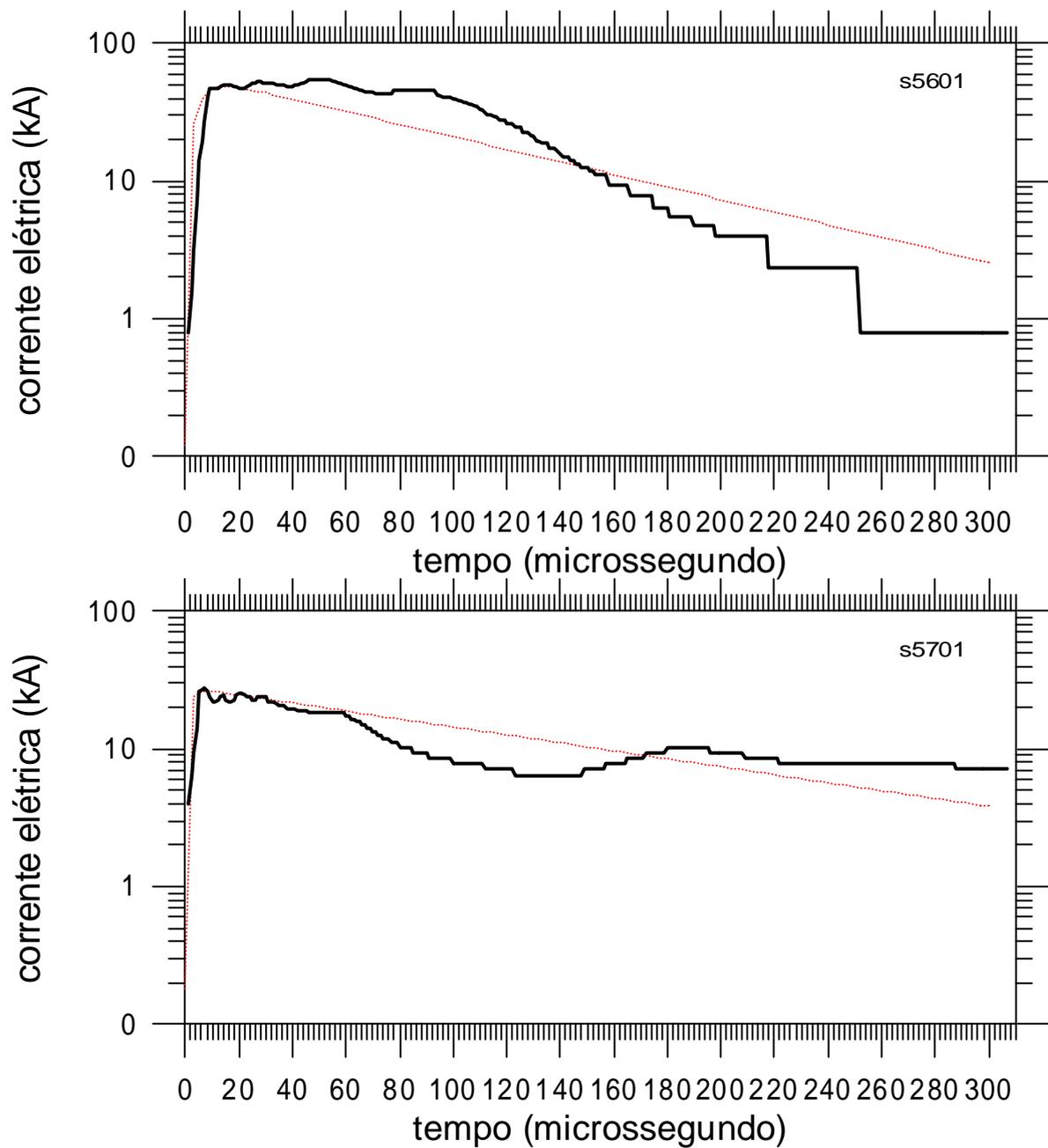


Fig. A.9 Choques 5601 e 5701 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1

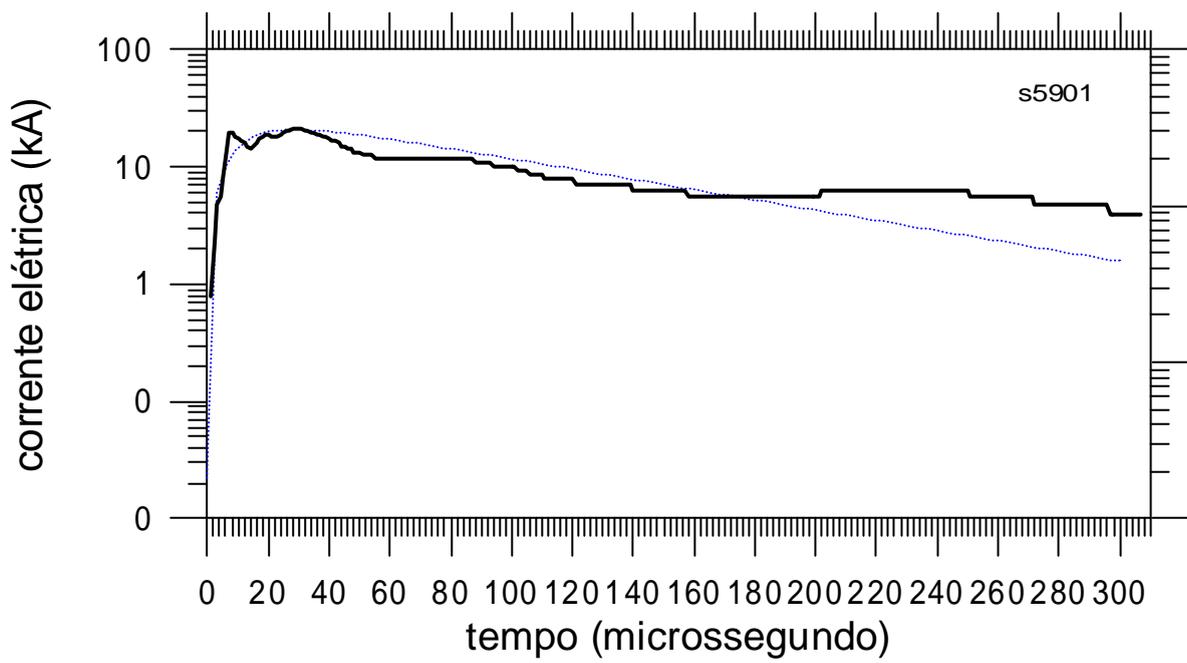
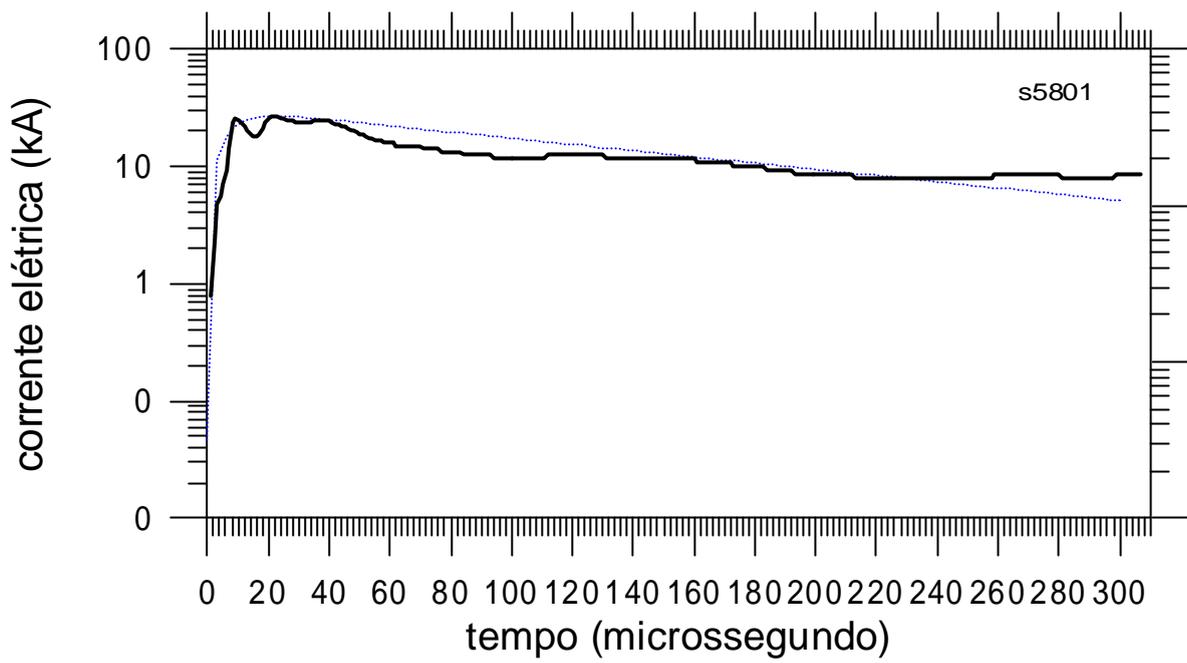


Fig. A.10 Choques 5801 e 5901 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1

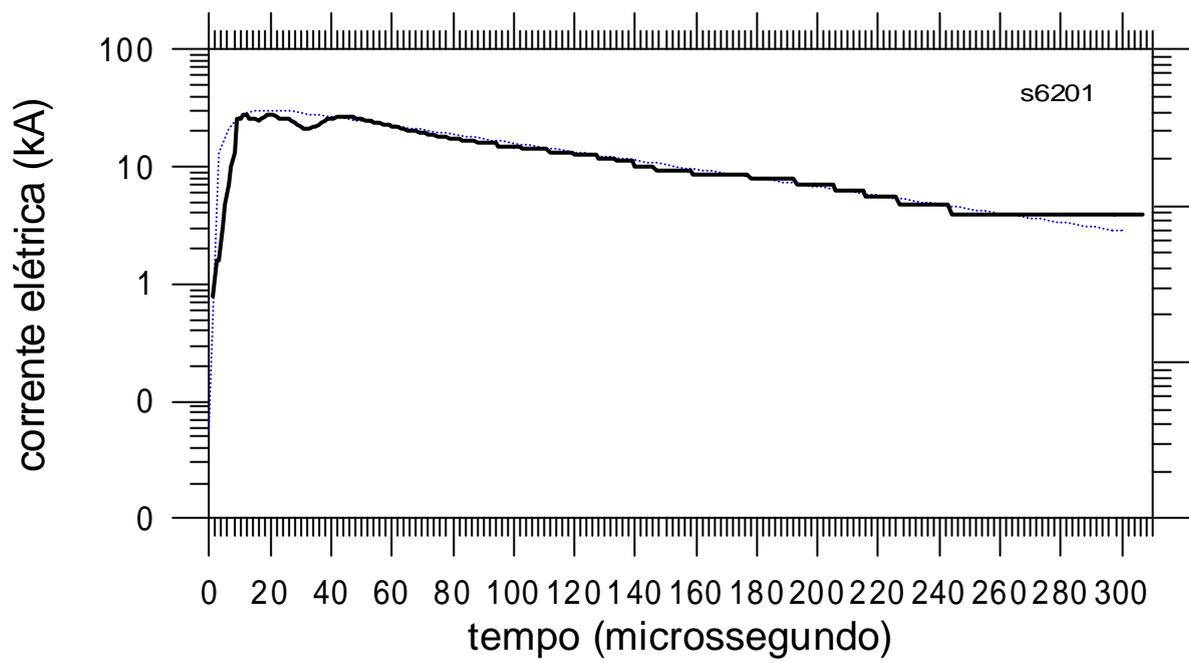
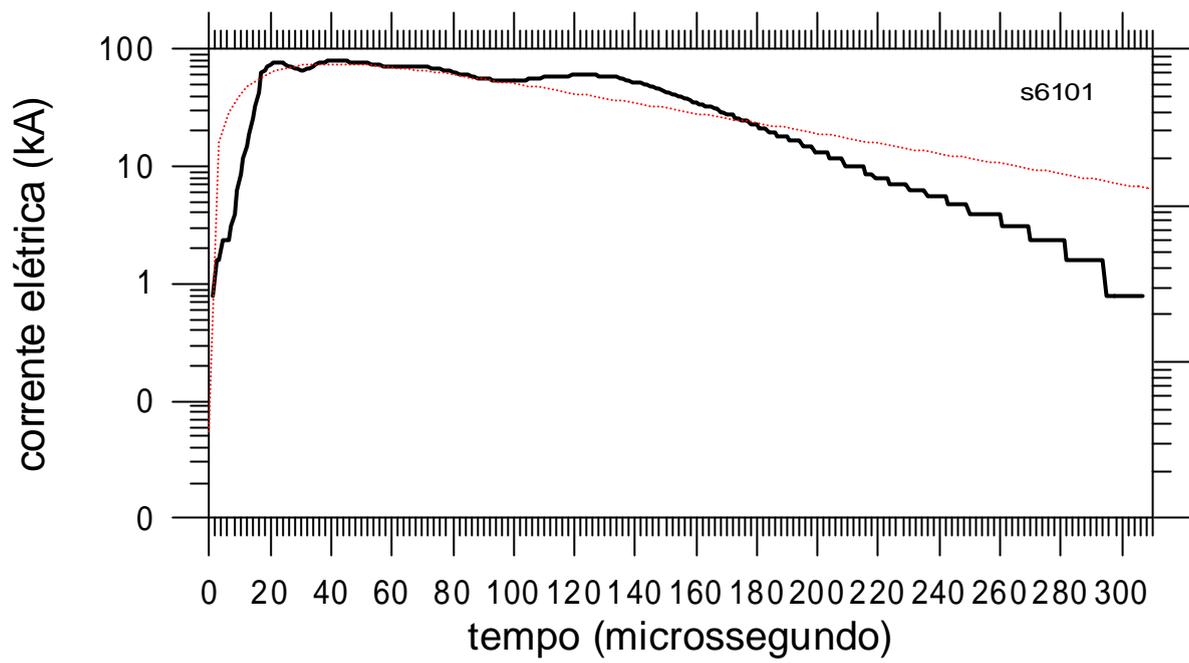


Fig. A.11 Choques 6101 e 6201 ajustados por di-exponenciais ver Tabela A.1

## Apêndice B

Nesse apêndice vamos apresentar uma figura ilustrativa do modelo de Borovski (Figura B.1) e a dedução da equação por ele obtida para cálculo do campo elétrico.

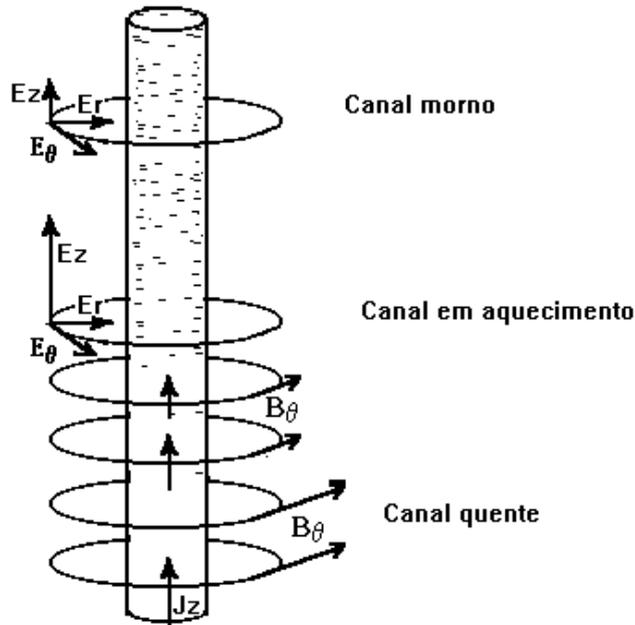


Fig. B.1 Representação ilustrativa do canal da descarga no modelo de Borovski. O campo elétrico  $\vec{E}$ , aparece representado pelas suas componentes num sistema de coordenadas cilíndricas ( $r, \theta, z$ ) e o campo magnético, pela sua componente  $B_\theta$ .  $J_z$  é a componente longitudinal da densidade de corrente  $\vec{j}$ . O canal é representado em três regiões, a primeira à frente da ponta do choque de retorno (canal morno), a segunda na ponta do choque de retorno (canal em aquecimento) e a terceira, representando o canal luminoso propriamente dito (canal quente), abaixo da ponta do choque de retorno. No primeiro trecho representa-se as cargas negativas estocadas pela fase precedente (líder escalonado) na região onde se formará o canal. A densidade de corrente só é considerada na região onde o choque de retorno já está constituído. O campo elétrico, na região onde o canal é morno, é predominantemente radial, transforma-se em um campo predominantemente longitudinal na região do canal em aquecimento.

Nas condições da Figura B.1 (ver legenda da figura) as equações de Maxwell referentes aos rotacionais dos campos existentes são:

$$\vec{\mathbf{N}} \times \vec{\mathbf{B}} = \frac{4\mathbf{p}}{c} \vec{\mathbf{j}} + \frac{1}{c} \frac{\vec{\mathbf{I}}\vec{\mathbf{E}}}{\mathbf{t}} \quad (\text{B.1})$$

$$\vec{\mathbf{N}} \times \vec{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\vec{\mathbf{I}}\vec{\mathbf{B}}}{\mathbf{t}} \quad (\text{B.2})$$

$$\vec{\mathbf{j}} = \mathbf{s} \times \vec{\mathbf{E}} \quad (\text{B.3})$$

sendo a Equação B.3 a lei de Ohm em sua forma vetorial.

Para se obter uma equação onde apenas o campo elétrico aparece como variável, considerando-se a condutividade ( $\sigma$ ), um escalar constante, calcula-se o rotacional de ambos os lados da Equação B.2, substituindo-se o rotacional de B, que aparece dentro da derivada temporal pela Equação B.1. Em seguida efetua-se as derivadas temporais que aparecem e utiliza-se a Equação B.3 para eliminar a densidade de corrente. A equação resultante dessas operações é:

$$\vec{\mathbf{N}} \times \vec{\mathbf{N}} \times \vec{\mathbf{E}} = -\frac{4\mathbf{ps}}{c^2} \frac{\vec{\mathbf{I}}\vec{\mathbf{E}}}{\mathbf{t}} - \frac{1}{c^2} \frac{\vec{\mathbf{I}}^2\vec{\mathbf{E}}}{\mathbf{t}^2} \quad (\text{B.4})$$

que é a versão da Equação 5.1 com o campo elétrico aparecendo explicitamente.