

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

**SOBRE A FÍSICA DOS RAIOS:
MODELAGEM DA CORRENTE CORONA**

MOACIR LACERDA

Dissertação de Mestrado
submetida ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo

ORIENTADORA: Prof.Dra. MARIA CAROLINA NEMES

SÃO PAULO
1993

**Dedico este trabalho a
Janaína, Ícaro, Anahi e Luan**

Agradecimentos

A Maria do Socorro Santos pelo estímulo e compreensão sem os quais este trabalho não teria sido realizado.

A Maria Carolina Nemes pela orientação.

A Fernando Navarra pela leitura da tese, pelos programas e principalmente pelo acompanhamento.

A Luiz Galisa Guimarães, Gilson Barros e Sônia Mokarzel pela amizade e pelas discussões, e a Luiz Fernando Molinaro.

A Marcelo, Oswaldo, Hatsumi e Ligia pelo auxílio na edição; a Raul pelo abstract e aos desenhistas do Instituto pelos desejos.

Finalmente agradeço a meus pais Maurício e Maria pelo apoio.

Ao CNPq pelo suporte financeiro.

Abstract

We make an historical review about research on lightning and present data on fields and currentes recorded when thunder strokes, analysing the thecniques used to obtain those data. We present the model by Lin et al., which relates fields and currents, treating the return stroke as an irradiating antenna and tearing the channel currents in three components, modelling them separately. One of them is the corona current, due to the dive of the charges kept around the channel heading to the cannel. Lin uses two parameters α and β in the expression for the corona current, to fit his theoretical functions to the experimental data. Our work consistid in deriving a model of electrical circuits for the main channel and its neighborhoods described by a differential equation which homogeneous solution for the current has the same shape of Lin's expressions to the corona current. α and β reveal themselves dependent upon the electrical parameters $R(z)$, $L(z)$ and $C(z)$, representing the resistive, inductive and capacitive elements associated to the channel, trough the equation's roots. That equation describes the "dynamics" associated to the development of currents in the main channel of the lightning, and allow us obtain an expression to the pulse current as a particular solution. At least, we estimate the parameter $C(z)$ in $10^{-6} F$ and calculate, to the channel, a resistance of approximately $10^2 - 10^3 \Omega$ and an indutance of $10^{-4} H$.

Resumo

Fazemos uma retrospectiva histórica sobre a pesquisa de raios e apresentamos dados sobre campos e correntes registrados quando da queda de raios, analisando técnicas de obtenção destes dados. Apresentamos o modelo de Lin et al. que relaciona campos e correntes, tratando o choque de retorno como uma antena que irradia e separando as correntes no canal em três componentes, modelando-as separadamente. Uma delas é a corrente corona, devido ao mergulho das cargas que estão armazenadas em torno do canal em direção ao canal. Lin utiliza dois parâmetros α e β , arbitrários, na expressão para a corrente corona, para ajustar suas curvas teóricas aos dados experimentais. Nosso trabalho consistiu em criar um modelo de circuitos elétricos para o canal principal e suas vizinhanças, descrito por uma equação diferencial cuja solução homogênea para a corrente tem a mesma forma da expressão utilizada por Lin et al para a corrente corona. α e β aparecem como dependentes dos parâmetros elétricos $R(z)$, $L(z)$ e $C(z)$, representando os elementos resistivos, indutivos e capacitivos, respectivamente, associados ao canal, através das raízes desta equação. Esta equação descreve a "dinâmica" associada ao desenvolvimento de correntes no canal principal do raio e nos permite obter como solução particular uma expressão para a corrente de pulso. Finalmente, estimamos o parâmetro $C(z)$ em 10^{-6} F e calculamos para o canal uma resistência de cerca de $10^2 - 10^3 \Omega$ e uma indutância de 10^{-4} H .

Índice

1 Apresentação	10
1.1 Introdução.	10
1.2 Aspectos históricos da pesquisa de raios.	12
1.3 A Nuvem de tempestade e o Mecanismo de Descarga em raios Nuvem Solo (NS) negativos.	14
2 Dados sobre correntes e campos.	22
2.1 Medidas de carga, campo elétrico e corrente em tempo bom.	22
2.2 Medidas do campo elétrico produzido por nuvens de tempestades e por raios.	25
2.3 Medidas da corrente na base do canal.	29
3 Modelagem do choque de retorno	42
3.1 Características gerais da modelagem	42
3.2 A modelagem de Lin, Uman e Standler.	43
3.2.1 A corrente de pulso	46
3.2.2 A corrente uniforme	47
3.2.3 A corrente corona	47
3.3 Procedimento para o cálculo das componentes da corrente no modelo de Lin	48
3.3.1 Resultados obtidos pelo modelo de Lin	48
3.4 Comentários sobre o envelope corona e a corrente corona	49

4 Uma proposta para a modelagem da corrente corona a partir de circuitos elétricos.	55
4.1 Os parâmetros elétricos associados ao canal principal e sua representação em forma de circuito elétrico.	55
4.2 A solução do circuito elétrico proposto.	58
4.3 Cálculo da corrente corona no solo.	61
4.4 Avaliação dos parâmetros elétricos associados ao canal principal . . .	62
5 Discussão dos resultados e conclusão	66
5.1 Discussão sobre o cálculo da corrente corona.	66
5.2 Análise das características do canal a partir de uma escolha para o valor de k e β , respectivamente.	68
5.3 Conclusão	70
Bibliografia	81

Lista de Figuras

1.1	Configuração elétrica típica de uma nuvem de tempestades	15
1.2	Fotografia de nuvem cumulus em formação e cumulonimbus	16
1.3	Quatro tipos de raios, segundo Berger.	17
1.4	Mecanismo de descarga para raios nuvem-solo negativos.	18
1.5	Esquema mostrando as diversas fases do mecanismo de descarga . . .	20
2.1	Esquema do eletrômetro universal, desenvolvido por C.T.R. Wilson .	24
2.2	Esquema mostrando um medidor de campo elétrico	25
2.3	Nuvem de tempestade sendo mostrada como uma bateria agindo para manter a Terra carregada negativamente.	26
2.4	Medidor de campo elétrico (eletrômetro de capilaridade) desenvolvido por C.T.R. Wilson.	27
2.5	Registro obtido com um eletrômetro de capilaridade durante uma tempestade.	28
2.6	Nuvem de tempestade considerada como dipolo.	32
2.7	Registros de campo elétrico e densidade de fluxo magnético feitos por Lin	33
2.8	Registro de corrente continua sem pulso superposto	34
2.9	Registro de corrente continua com pulso superposto	35
2.10	Registro de pulsos sem regime de corrente contínua	36
2.11	Registro de correntes devidas ao primeiro choque de retorno ou raios com um único choque	37
2.12	Registro de correntes para os choques subsequentes	38

2.13	Oscilogramas para correntes em choques positivos muito intensos. . .	39
2.14	Raios disparados artificialmente: Curvas de corrente e alterações do campo elétrico	40
2.15	Distribuição de probabilidades para choques de raios nuvem solo . . .	41
3.1	Esquema utilizado por Master et al, para calcular os campos produzidos por uma antena vertical.	51
3.2	Esquema geral para aplicação das equações de Maxwell	52
3.3	Composição da corrente total ao longo do canal no modelo de Lin. . .	53
3.4	Comparação dos valores calculados pelo modelo de Lin com as curvas de dados	54
4.1	Esquema ilustrativo do circuito elétrico associado ao canal principal e suas vizinhanças	57
5.1	Curva para a corrente corona calculada com $k = 0.4$ e $\beta = 0.1018$. .	72
5.2	Curva para corrente corona com $k = 0.1$, $\alpha = 0.01705$ e $\beta = 0.17056$.	73
5.3	Curva para a corrente corona com $k = 0.03$, $\beta = 0.241$ e $\alpha = 0.00723$	74
5.4	Curva para a corrente corona com $k = 4 \times 10^{-7}$ e $\beta = 0.98$	75
5.5	Curva para a corrente corona com $k = 0.98$ e $\beta = 0.067$	76
5.6	Curva da função $\beta = \ln(k)/(15*(k - 1))$	77
5.7	Curva obtida para a corrente por variação linear para os parâmetros α e β	79
5.8	Curvas para corrente corona obtidas para $\alpha_0 = 0.01$ e $\beta_0 = 0.001$, . . .	80

Capítulo 1

Apresentação

1.1 Introdução.

Esta tese tem como objetivo apresentar um modelo para um tipo de corrente elétrica, chamada de corrente corona, que se desenvolve em torno do canal luminoso dos raios, preenchendo assim uma lacuna existente na bibliografia sobre o assunto, e possibilitando compreender um pouco mais da física dos processos que se desenvolvem por ocasião da queda de raios.

Como se trata de um trabalho inicial cobrindo um assunto tão vasto incluimos alguns capítulos que esclarecem determinados aspectos do fenômeno, tentando tornar o assunto um pouco mais claro mesmo para aqueles que não são especialistas na área.

No capítulo 1 fazemos uma retrospectiva histórica sobre o assunto, mostramos em torno de que problemas a pesquisa se concentrou no passado e porque o interesse acerca do assunto foi despertado a partir da década de 70. Em seguida descrevemos resumidamente o mecanismo de descarga do raio com o objetivo de localizar precisamente o tema da tese, e introduzir para o leitor a terminologia utilizada na área, sem contudo entrar na discussão de diferentes modelos cobrindo determinados mecanismos. Nesses casos optamos por apresentar aqueles que são mais aceitos, sempre que possível, à luz de resultados experimentais. Finalmente antecipamos alguns resultados por nós obtidos com a modelagem da corrente corona.

No capítulo 2 apresentamos a técnica básica para a medição do campo elétrico, desenvolvida por C. T. R. Wilson no início do século bem como os resultados por ele obtidos e que lhe permitiram determinar a estrutura elétrica de uma nuvem de tempestade. Em seguida apresentamos as medidas de corrente na base do canal, tomando por referência o trabalho conclusivo de Karl Berger de 1967. Apresentamos também alguns dados sobre correntes obtidas em raios provocados artificialmente. O objetivo básico deste capítulo é mostrar os tipos de correntes que são registrados por ocasião da queda de raios.

O capítulo 3 diz respeito a modelagem de Lin para as correntes no canal principal. Mostramos esquematicamente como a modelagem é desenvolvida e como as expressões para os campos são obtidas, a partir das equações de Maxwell resolvidas diretamente no domínio do tempo. As expressões para os campos dependem explicitamente da forma da corrente. O modelo desenvolvido por Lin et al não consegue determinar uma forma para corrente e ela é então separada em três componentes, sendo cada uma delas modelada separadamente. Uma destas componentes é chamada de corrente corona e o autor utiliza dois parâmetros arbitrários α e β para cobrir adequadamente os dados. No final deste capítulo apresentamos alguns comentários sobre a corrente corona.

O capítulo 4 é onde apresentamos a nossa modelagem para a corrente corona, desenvolvendo uma equação diferencial que pode ser resolvida ao longo do canal para obtermos uma expressão para a corrente corona onde os parâmetros α e β aparecem como dependentes das características elétricas do canal principal.

Apresentamos também uma maneira de obtermos conjuntos de parâmetros α e β para curvas de corrente corona cujo valor de pico esteja centrado em um determinado instante t_0 , correspondendo cada um deles a canais elétricamente diferentes.

O capítulo 5 refere-se à discussão dos resultados e conclusões. Nele mostramos algumas vantagens e desvantagens de utilização da nova modelagem para a corrente corona.

Finalmente no capítulo 6 apresentamos a bibliografia utilizada para a elaboração da tese. Algumas referências durante o texto são omitidas ou por serem anteriores

a 1940 ou por serem citações de autores modernos, acerca de mecanismos já amplamente estudados.

1.2 Aspectos históricos da pesquisa de raios.

Desde os tempos mais remotos quando prevalecia uma visão estritamente mitológica e religiosa a respeito dos raios, até o estabelecimento definitivo de que o raio é um fenômeno elétrico (século XVIII), e mesmo nos dias de hoje, os raios impressionam e amedrontam os seres humanos tanto pelo espetáculo visual e sonoro que propiciam como pela sua capacidade de causar danos.

Antes do surgimento dos sistemas de proteção contra choques diretos de raios, muitos relatos são feitos de acidentes provocados por queda de raios em paióis de munição, torres de igreja, residências, bosques, navios etc., alguns deles envolvendo a morte de milhares de pessoas, ou perdas materiais vultuosas.

Coube a Franklin (B. Franklin - século XVIII) [He79] a idealização de um experimento para demonstrar que o raio era um fenômeno elétrico, e a partir deste experimento, desenvolver um sistema para a proteção contra os choques diretos de raios: o pára-raios.

Inicialmente Franklin pensava que o pára-raios iria neutralizar as cargas existentes nas nuvens. Mais tarde ele reformulou esta idéia atribuindo ao pára-raios a função de ser um caminho eletricamente mais favorável para a condução do ‘fogo elétrico’ (correntes) até o solo, com a consequente proteção da edificação na qual está instalado o sistema. É segundo este enfoque que os sistemas de proteção contra choques diretos de raios são desenvolvidos hoje em dia, e como se espera que funcionem.

Os estudos acerca do fenômeno foram inexpressíveis até o final do séculos XIX e começo do séculos XX, e foi o advento da fotografia e da espectroscopia como instrumentos disponíveis para a obtenção de dados que possibilitou o progresso das pesquisas.

Segundo Uman, a pesquisa moderna de raios inicia-se com C. T. R. Wilson (1916-1920) que “foi o primeiro a usar as medidas de campo elétrico para estimar a estrutura de cargas nas nuvens de tempestade e as cargas envolvidas nas descargas de raios” [Um87].

Em trabalho recente com a finalidade de determinar a estrutura de cargas nas nuvens de tempestade, Williams [Wi89] relaciona as pesquisas feitas neste sentido desde 1752 até 1989. 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 (1885), Simpson em 1909 (usando medidas de carga das gotas de chuvas), e finalmente os trabalhos de Wilson (1916-1920) (usando eletrômetro de capilaridade para as medidas de alterações do campo elétrico), continuando com uma relação de cerca de sessenta trabalhos espaçados de dois em dois anos em média, até nossos dias.

Schonland e colaboradores na África do Sul (1930 em diante) foram os responsáveis pelo estabelecimento do mecanismo de descarga a partir da utilização da câmera de Boys tornando possível uma melhor compreensão do fenômeno.

Quanto ao registro das correntes no solo a primeira medida foi feita por Pockels (1897, 1898, 1990) na Alemanha.

Mais recentemente podemos citar os trabalhos de Karl Berger na Suíça, Martin Uman e colaboradores na Flórida, Erickson na África do Sul e Garbagnati na Itália.

O período de 1970 até hoje tem assistido um particular desenvolvimento na pesquisa de raios devido “em parte (1) à motivação provocada pelos danos causados a aeronaves, espaçonaves, e instalações de terra dotadas de equipamentos sensíveis, face à vulnerabilidade da moderna eletrônica do estado sólido, incluindo computadores, e de certo modo, no caso de veículos de carga, ao decréscimo do isolamento elétrico produzido pela utilização de novas classes de materiais estruturais mais leves nestes veículos ... e (2) ao desenvolvimento de novas técnicas de aquisição de dados envolvendo gravações em fitas de alta velocidade e digitação direta e armazenamento sob controle de computadores de sinais analógicos obtidos” [Um87].

Outra área de interesse é a proteção de linhas de alta tensão, e linhas telefônicas,

vulneráveis aos choques diretos e às voltagens induzidas pelos campos gerados pelos raios [Go77], [Co92].

Apenas para localizar o tema estudado nesta tese citaremos a seguir um quadro geral dos diversos mecanismos envolvidos na pesquisa de raios alguns dos quais serão detalhados nos próximos capítulos.

Em linhas gerais a pesquisa de raios envolve:

o estudo das **nuvens de tempestade**: os mecanismos de eletrização dessas nuvens

e a estrutura de cargas no seu interior;

o estudo do **mecanismo de descarga** em suas diversas fases: quebra preliminar da rigidez dielétrica, condutor por passos, mecanismo de ligação, choques de retorno, condutores dardo, processos J e K;

estudo da **dissipação das correntes no solo** .

Esses estudos são feitos basicamente a partir de registros fotográficos e espectroscópicos, registros das variações dos campos elétricos e magnéticos e registros decorrentes no solo.

Nesta tese estaremos estudando a corrente corona que se desenvolve por ocasião do choque de retorno.

Apesar do conhecimento que temos hoje acerca do fenômeno, muito ainda há por compreender.

1.3 A Nuvem de tempestade e o Mecanismo de Descarga em raios Nuvem Solo (NS) negativos.

As nuvens responsáveis pelo surgimento dos raios são do tipo *cumulonimbus*. Essas nuvens são constituídas de gotas de água de tamanhos variáveis, cristais de gelo e outras partículas sólidas, em constante movimento, impulsionadas por fortes correntes convectivas que transportam matéria das regiões mais quentes da base para as regiões mais frias acima, segundo os gradientes térmicos da troposfera.

No interior dessas nuvens ocorrem choques entre estas partículas sólidas o que provoca o aparecimento de cargas elétricas positivas e negativas que se separam, indo as cargas positivas para as regiões mais altas permanecendo as negativas nas regiões mais baixas, restando uma pequena concentração de cargas positivas abaixo da região de cargas negativas. [Si40], [Wi89], [Ja91a], [Ja91b].

Esta configuração das nuvens *cumulonimbus*, faz com que o campo elétrico da Terra que normalmente aponta para baixo se inverta e este passa a apontar para cima, indicando que a nuvem com sua base carregada negativamente induz uma certa carga positiva na superfície da terra.

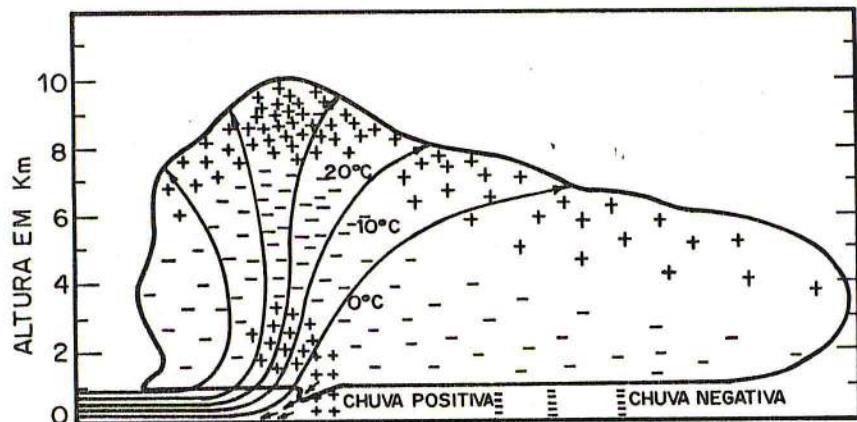


Figura 1.1: [Um 87] Configuração elétrica típica de uma nuvem de tempestade obtida com balões por Simpson e Scrase (1937), mostrando as correntes convectivas e a distribuição de cargas.

O processo de descarga entre a nuvem e o solo tem início quando o campo elétrico atinge valores da ordem de 10^6 V/m, ocorrendo a ruptura da rigidez dielétrica do ar na base da nuvem.

Cargas negativas são impulsionadas para baixo em pequenos passos da ordem de 50m, percorridos em média em $1\mu s$, com uma pausa de $50\mu s$ entre cada passo e com uma velocidade média ao longo da distância entre a nuvem e o solo da ordem

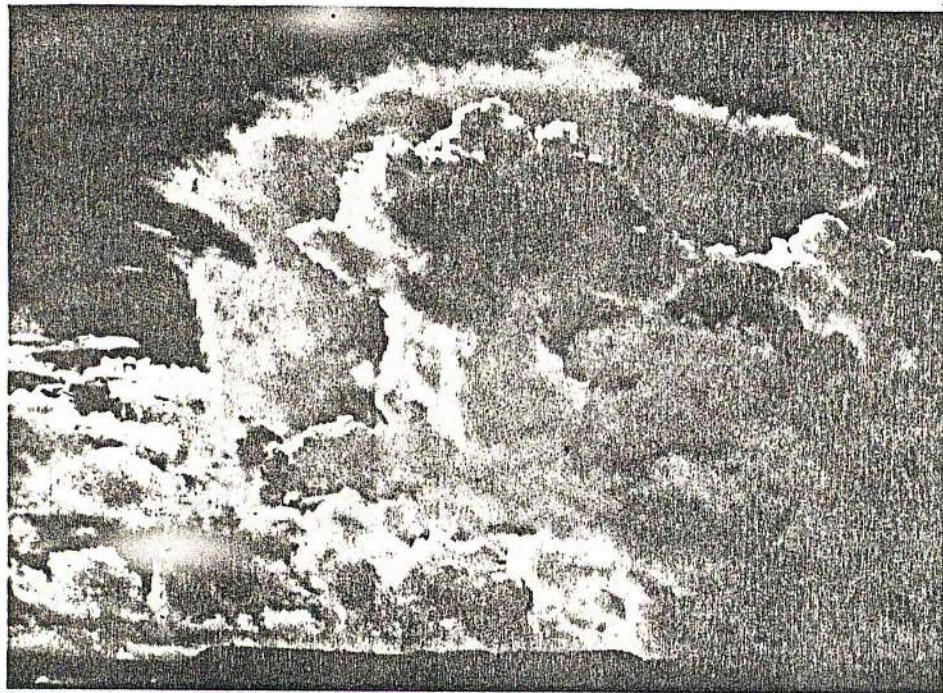


Figura 1.2: [Ma 57] No primeiro plano, observa-se uma nuvem cumulus se formando. No plano de fundo, uma cumulonimbus com sua forma característica de bigorna. As bordas fibrosas são desenvolvidas a partir do congelamento do topo da nuvem.

de 10^5 m/s . A corrente gerada é em média de 100 a 1000A. Esta fase é chamada condutor por passos e é responsável pela marcação de um canal principal (descrito com mais detalhes logo adiante), por onde fluirão as cargas para o solo, com a deposição de uma carga de $10C$ ou mais ao longo de um percurso da ordem de alguns quilômetros. Esta região em torno do canal principal onde as cargas ficam armazenadas é chamada de envelope corona.

Segundo Berger [Be67], os raios podem ser iniciados de quatro maneiras distintas:

- a) Por condutores por passos negativos descendentes;
- b) Por condutores por passos positivos descendentes;
- c) Por condutores por passos positivos ascendentes.
- d) Por condutores por passos negativos ascendentes;

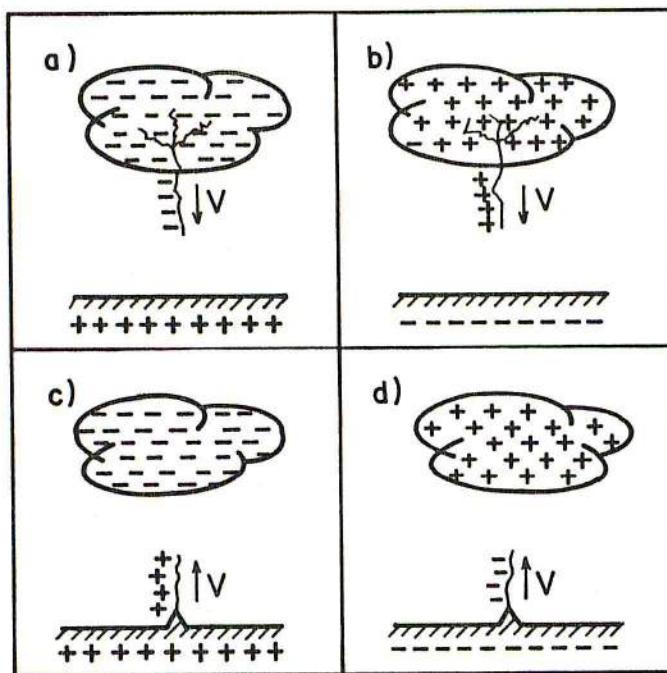


Figura 1.3: [Be 67] Quatro tipos de raios, segundo Berger.

Vamos continuar a descrever o mecanismo de descargas para os raios iniciados por condutores por passos negativos descendentes, ou seja, com a base da nuvem carregada negativamente e o solo positivamente, o que representa 90% dos casos de interesse.

À medida que a ponta do condutor por passos se aproxima do solo, a diferença de potencial entre ele e pontos elevados na superfície da Terra aumenta, fazendo com que surja a partir do solo, condutores positivos para cima. A cerca de 100m do solo ocorre o processo de ligação quando a ponta do condutor por passos toca um desses condutores ascendentes ocasionando o primeiro choque de retorno, com a formação de um canal principal.

O choque de retorno é caracterizado pelo aumento da corrente registrada no solo de um valor de alguns Amperes, para valores da ordem de $10KA$, num intervalo de tempo de $10\mu s$.

O canal principal é uma região do espaço no interior do envelope corona com

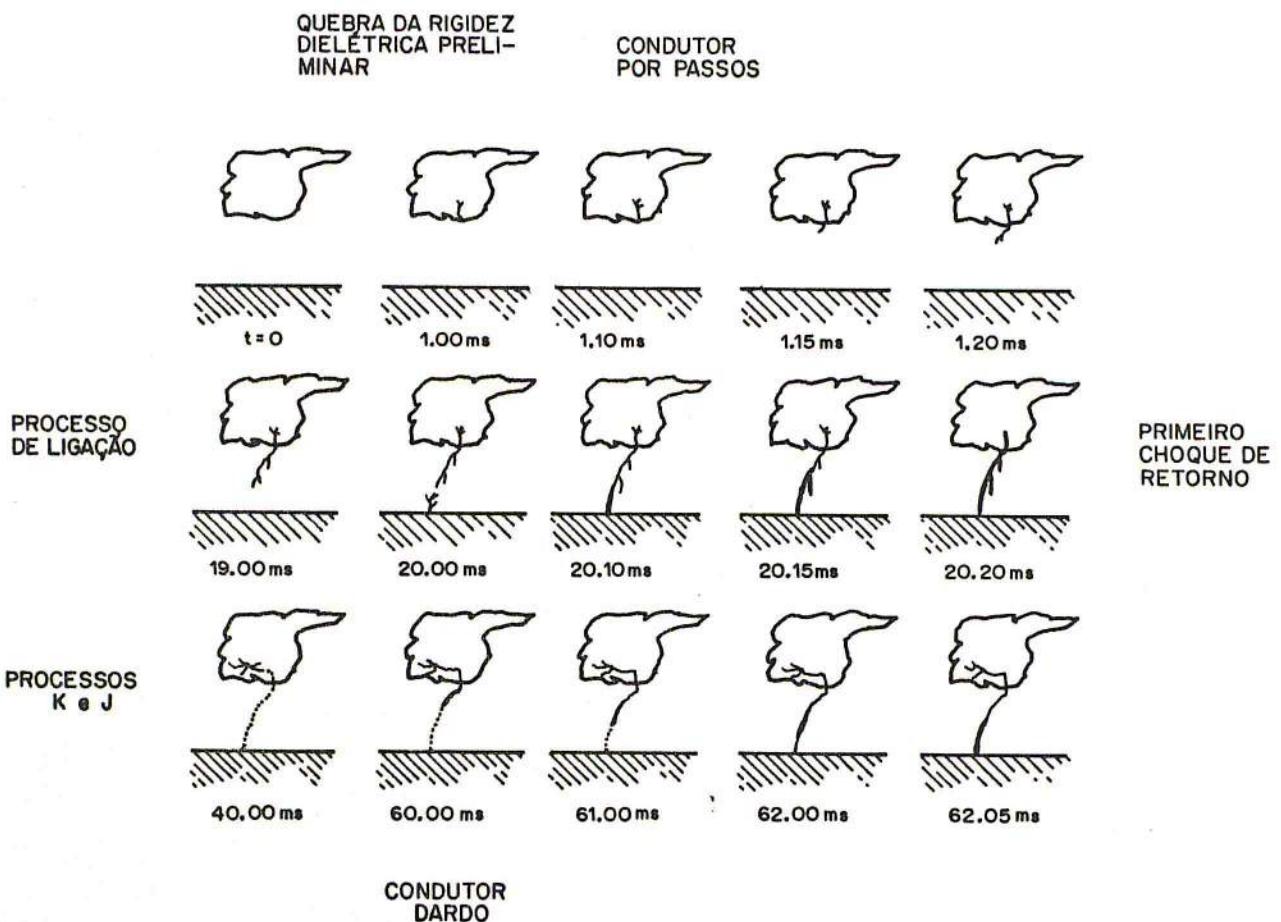


Figura 1.4: [Um 87] Mecanismo de descarga para raios nuvem-solo negativos.

uma largura da ordem de um centímetro, fortemente ionizada, submetida a uma corrente elétrica muito intensa. Assim, o choque de retorno é uma frente de onda que percorre a distância entre o solo e a nuvem numa velocidade em torno de $10^8 m/s$.

Inicialmente, as cargas que fluem para o solo são aquelas que estão distribuídas na ponta do condutor por passos, gerando um pulso que se propaga desde o solo até a 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 CORRENTE CORONA, que faz surgir um segundo pico na corrente registrada no solo, e que é o objeto de estudo desta monografia. O canal principal e suas ramificações ficam luminosos gerando o relâmpago, se aquecem e se dilatam produzindo o trovão.

Após o choque de retorno ocorrem os processos de descargas internas à nuvem conhecidos como processo *K* e *J*. Alguns raios possuem apenas um choque de retorno, mas havendo cargas disponíveis na base da nuvem e desde que o canal não se desfaça, um novo condutor, chamado de condutor dardo percorre o canal principal com uma velocidade de $10^6 m/s$, depositando cargas negativas em torno de $1C$ ao longo do canal, desde a nuvem até o solo, ocasionando assim um novo choque de retorno.

Os registros fotográficos demonstram que nos choques de retorno subsequentes não existem ramificações, permanecendo apenas o canal principal. É por este motivo que a modelagem apresentada nos próximos capítulos diz respeito aos choques de retorno subsequentes.

A forma das curvas das correntes medidas no solo $I(KA) \times t (\mu s)$ foram registradas por Berger e Volgelsanger (Suíça 1965), Garbagnati (Itália, 1975) Erikson (África do Sul, 1978) e mostram ter o mesmo aspecto.

Sumarizando, podemos dizer que “o raio é um transiente proveniente de descargas elétricas de alta corrente, cujo comprimento de onda é medido em quilômetros” [Um87], e dura cerca de $0.5s$ sendo constituído de várias descargas chamadas choques, durando cada uma delas cerca de $1ms$. O número característico de choques em cada raio é de três ou quatro choques, espaçados por um intervalo de tempo da ordem de $10ms$. Cada choque é iniciado por um condutor por passos que desce da nuvem para o solo numa velocidade de $10^5 m/s$ depositando ao longo do canal uma carga negativa de cerca de $10C$ e finalizado com um choque de retorno que percorre o canal da terra para a nuvem com uma velocidade da ordem de $10^7 - 10^8 m/s$ anulando esta carga, durando cerca de $100\mu s$ (Fig. 1.5).

No capítulo 3 vamos mostrar o modelo desenvolvido por Lin et al [Li80] que utiliza uma expressão empregada anteriormente por Bruce e Golde [Ma66] para cobrir satisfatoriamente os dados das correntes registradas no solo a partir de dois parâmetros arbitrários α e β . Esta expressão reproduz adequadamente os registros de campos medidos pelo próprio Lin et al. durante o choque de retorno.

Nosso trabalho consiste em criar um modelo de circuitos elétricos descrito por

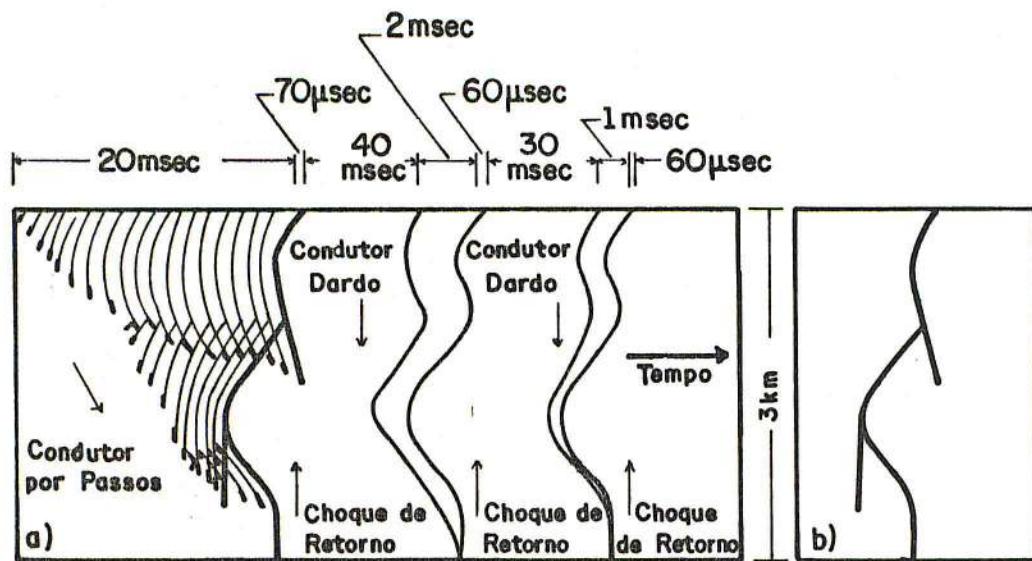


Figura 1.5: [Um 87] Esquema com escalas temporais distorcidas, mostrando as diversas fases do mecanismo de descarga:

- a) fotografado por uma câmera com filme em alta velocidade.
 b) o mesmo raio fotografado com uma câmera de filme estacionário.

uma equação diferencial cuja solução homogênea para a corrente tem a mesma forma da expressão utilizada por Lin para a corrente corona. Esta equação diferencial descreve a “dinâmica” associada ao desenvolvimento de correntes no canal principal do raio, relacionando os parâmetros α e β às características elétricas do canal, expressas em termos de sua impedância dependente de $R(z)$ (representando os elementos resistivos do canal), $C(z)$ (representando os elementos capacitivos do canal) e $L(z)$ (representando os elementos indutivos do canal), onde z é a altura ao longo do canal.

Com esta nova modelagem obtemos uma expressão para a corrente corona capaz de descrever o canal a partir de parâmetros elétricos comumente usados em engenharia. Obtemos também uma expressão para a carga transferida e uma relação de parâmetros α e β que reproduzem adequadamente uma corrente corona com o valor de pico centrado em $15\mu s$. Cada conjunto de parâmetros α e β corresponde a um tipo de canal com características elétricas diferentes.

Este procedimento pode cobrir as curvas de dados experimentais adequadamente, revelando assim as características elétricas do canal a partir do registro da curva da corrente no solo.

Como solução da equação diferencial obtemos também uma expressão para a

corrente de pulso, a qual não será o alvo de estudos desta tese.

Capítulo 2

Dados sobre correntes e campos.

2.1 Medidas de carga, campo elétrico e corrente em tempo bom.

Em condições de tempo bom existe um campo elétrico que aponta para a Terra, indicando que as camadas mais elevadas da atmosfera são carregadas positivamente, e que consequentemente a superfície da Terra é carregada negativamente. Tal constatação foi feita por Lemonnier em 1752 [Sc53].

Medidas diretas desta carga podem ser feitas utilizando-se um “eletrômetro universal portátil” desenvolvido por C. T. R. Wilson.

O eletrômetro é constituído de uma placa metálica ligada a um eletroscópio de folhas, completamente isolado da terra, associado a um capacitor variável mantido sob uma tensão $-V$ (Fig. 2.1). Para proceder a medida a placa metálica é protegida do campo da terra, sendo coberta por uma outra placa metálica ligada a terra. O conjunto é posto momentaneamente em contato com a terra e a leitura do eletroscópio é zerada. Em seguida a placa metálica ligada à terra é removida, surgindo uma carga induzida negativa na placa metálica ligada ao eletroscópio o que faz com que suas folhas de ouro se separem. O eletroscópio pode ser recolocado na sua posição de equilíbrio alterando-se a capacitância do conjunto, a partir do capacitor variável. A densidade de carga σ vale então:

$$\sigma = -(C' \times V)/A \quad (2.1)$$

onde C' é a capacidade alterada e A é a área da placa metálica ligada ao eletroscópio.

Pode-se então calcular a diferença de potencial entre dois planos paralelos próximos a terra da seguinte expressão:

$$dV = V_{h+dh} - V_h = E \cdot dh = 4\pi\sigma \cdot dh \quad (2.2)$$

O valor médio para o campo de tempo bom é cerca de $100V/m$ e para a densidade de carga σ é $0.0009C/Km^2$ [Sc53].

Alternativamente podem ser feitas medidas diretamente do gradiente dV/dh , utilizando-se dois fios metálicos paralelos entre si e paralelos a Terra e comparar os resultados.

Outra forma de medir o campo elétrico é fazer a carga da placa ligada a terra oscilar, o que fará surgir uma queda de potencial numa resistência colocada entre ela e a terra. A oscilação pode ser conseguida fazendo furos na placa ligada à terra e fazendo-a girar (Fig. 2.2). Quando os furos da placa que cobre eletrômetro coincidem com a região onde está a placa ligada ao eletroscópio surge uma carga induzida e os elétrons se movem da terra para a placa. Quando a região da placa onde não há furos cobre a placa ligada ao eletroscópio os elétrons retornam a Terra e a carga induzida desaparece. Esta oscilação produz uma corrente alternada que faz surgir uma queda de potencial na resistência ligada a Terra. O sinal elétrico obtido pode então ser amplificado, propiciando assim uma medida do campo elétrico e sua polaridade.

As correntes na atmosfera em tempo bom, resultam da ionização de moléculas, com produção de íons, os quais, submetidos ao campo elétrico natural da terra e as 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 abaixo) e a corrente de convecção (último termo):

$$I = E \cdot (\lambda_+ + \lambda_-) - v \cdot \rho \quad (2.3)$$

onde E é o campo elétrico de tempo bom, λ_+ e λ_- são as condutividades associadas

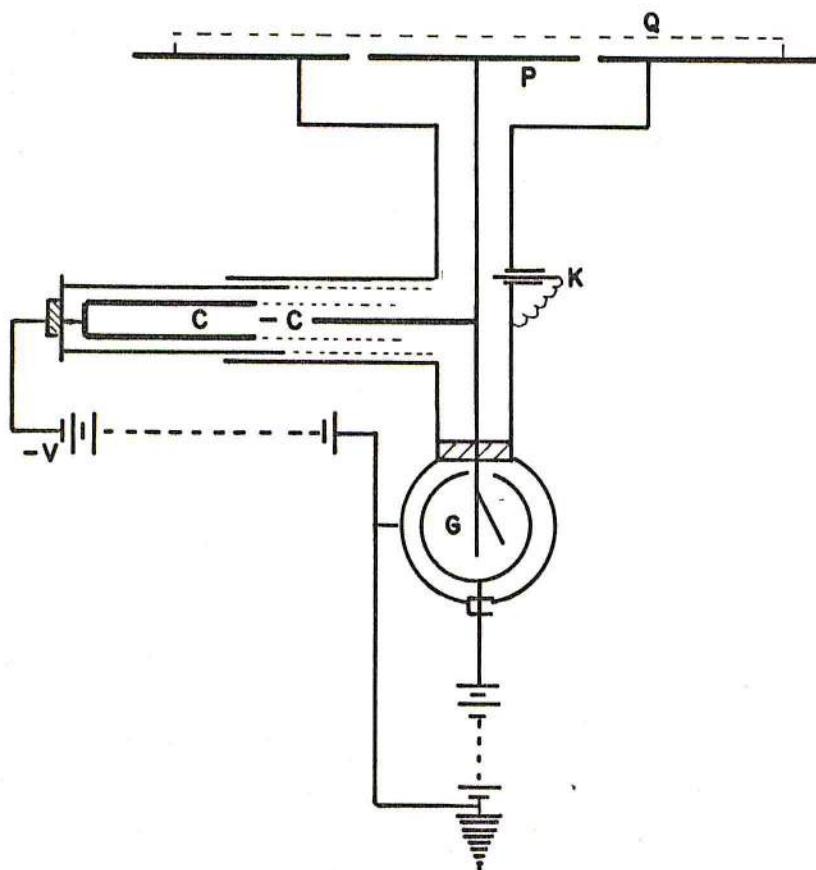


Figura 2.1: [Sc 53] Esquema do eletrômetro universal, desenvolvido por C.T.R. Wilson

aos íons positivos e negativos, v é a componente vertical da velocidade dos íons da corrente convectiva e ρ é a densidade volumétrica de cargas na atmosfera.

A corrente em condições de tempo bom é da ordem de $2 \times 10^{-6} A/km^2$ o que totaliza uma corrente de $1000 A/km^2$ fluindo de cima para baixo ao longo de toda a superfície da Terra [Sc53].

Quando uma nuvem *Cumulonimbus* está madura, a situação descrita acima muda radicalmente. A concentração de cargas negativas na base da nuvem induz uma carga positiva na superfície da Terra o que faz com que o campo elétrico se inverta. Para a nuvem assumir esta configuração elétrica é necessário uma intensa movimentação de cargas em seu interior, o que provoca alterações sensíveis no campo

elétrico próximo e distante quando medidos no solo.

Um esquema global da situação é mostrado na figura 2.3, onde se vê a nuvem de tempestade agindo como uma bateria de forma a restituir à superfície da Terra sua carga negativa.

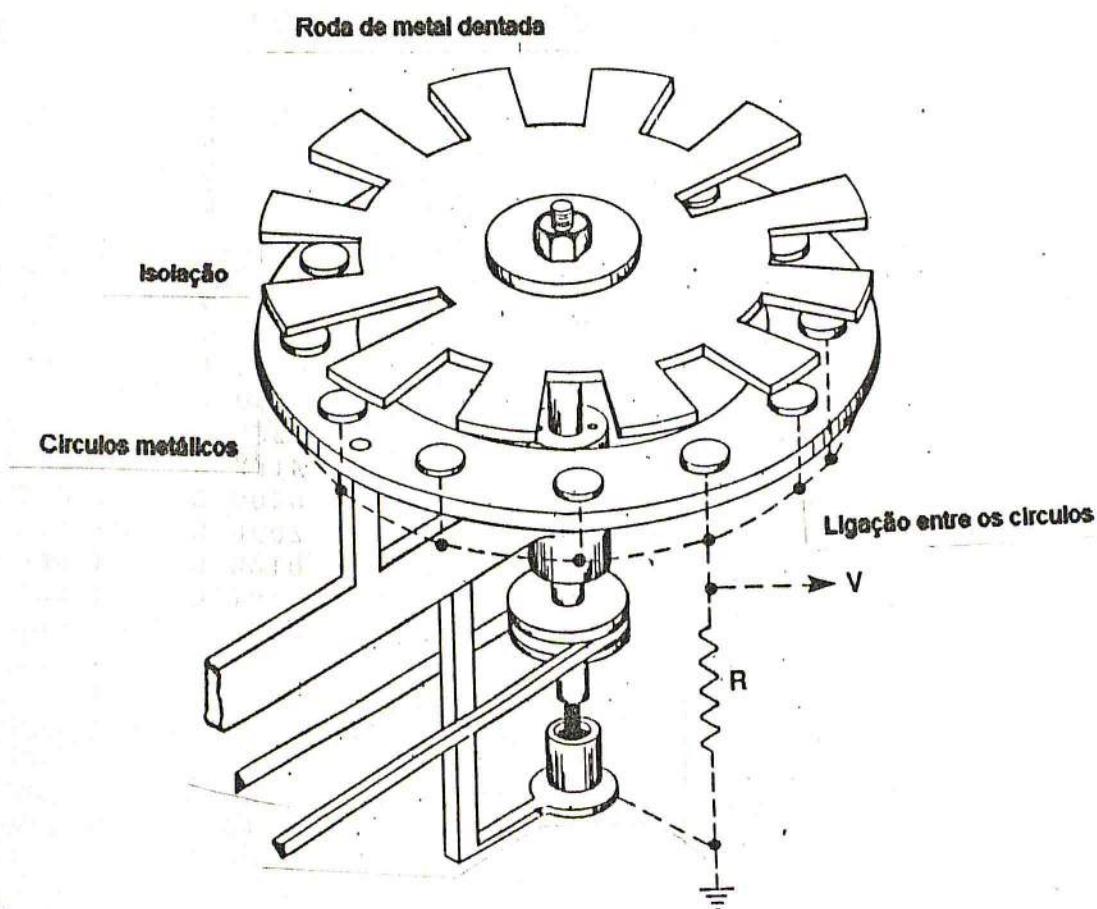


Figura 2.2: [Um 87] Esquema mostrando um medidor de campo elétrico. A componente normal do campo elétrico E_n se relaciona com a carga induzida Q e a área total das placas A , pela expressão $\epsilon_0 E_n = Q/A$. A frequência do aparelho tem limite superior entre 1 – 10 KHz.

2.2 Medidas do campo elétrico produzido por nuvens de tempestades e por raios.

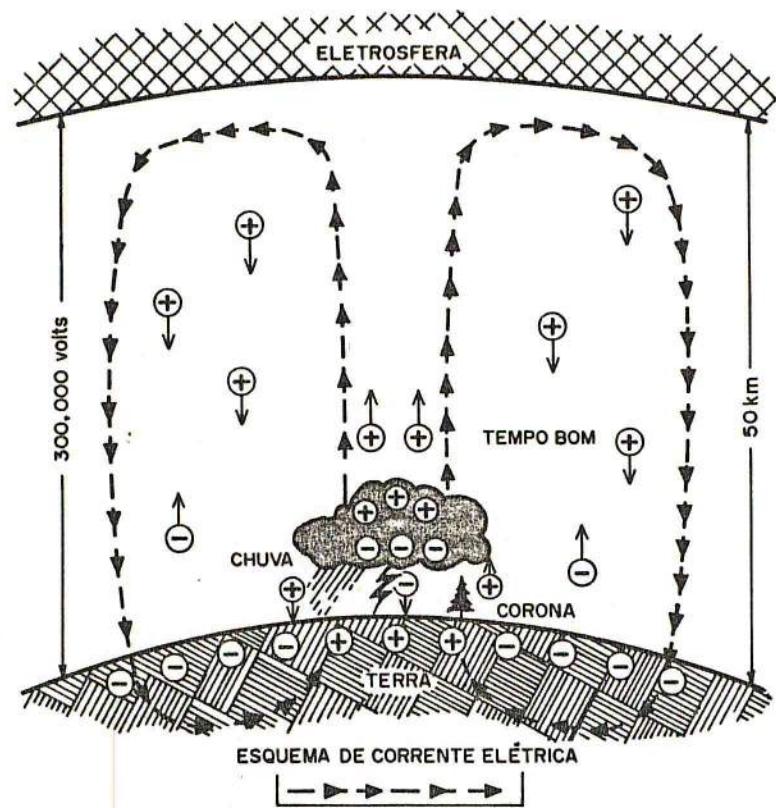


Figura 2.3: [Um 87] Esquema onde a nuvem de tempestade é mostrada como uma bateria agindo para manter a Terra carregada negativamente.

No período que vai de 1916 a 1920 foram realizadas por C. T. R. Wilson medidas nas variações do campo elétrico produzidas pelos raios utilizando um eletrômetro de capilaridade, que lhe permitiram determinar a estrutura de cargas das nuvens de tempestade.

O princípio de funcionamento do eletrômetro de capilaridade é idêntico ao do eletrômetro universal sendo o sistema de capacitores substituído por um bulbo no qual são colocadas duas gotas de mercúrio separadas por solução de ácido sulfúrico. Uma das gotas de mercúrio é ligada a placa a ser exposta ao campo e a outra é ligada a terra. Entre a superfície do mercúrio e do ácido sulfúrico forma-se um “capacitor” de dupla face capaz de reter uma certa quantidade de carga que depende da área total da interface. Quando há um aumento da quantidade de cargas na placa exposta ao campo da terra devido à indução, a área da gota de mercúrio ligada a ela aumentará a fim de poder armazenar este excesso de carga, e como o mercúrio está

contido em um bulbo a coluna se deslocará numa direção, o que pode ser registrado numa placa fotográfica. A outra gota de mercúrio sofre um decréscimo de carga idêntico que flui para a Terra de forma que o deslocamento registrado significa que sobre o eletrômetro passou uma quantidade de carga. Quando a placa exposta é recoberta por uma outra placa devidamente aterrada a carga flui no sentido inverso. O tempo de resposta de um tal sistema é menor que 0.1 s [Ma57].

Para uma placa metálica com uma capacidade de $30\mu\text{Farads}/\text{cm}^2$ o aparelho pode medir cargas da ordem de 10^{-9}C com o auxílio de um microscópio para detectar os deslocamentos na coluna de mercúrio [Sc53].

As figuras Fig. 2.4 e Fig. 2.5 mostram o esquema do instrumento e um registro típico feito pelo mesmo durante uma tempestade.

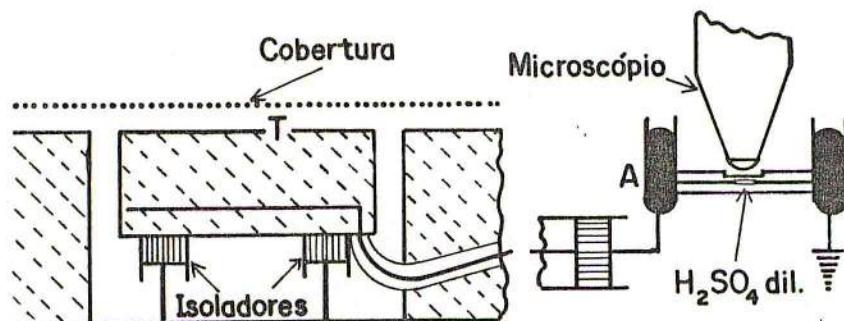


Figura 2.4: [Sc 53] Medidor de campo elétrico (eletrômetro de capilaridade) desenvolvido por C.T.R.Wilson.

A linha escura na figura (2.5) é o registro feito pelo aparelho da figura (2.4) medindo as alterações de campo elétrico devido a uma nuvem de tempestade e devido a dois raios. A linha tracejada representa a posição da coluna de mercúrio quando o instrumento é coberto pela placa ligada a terra. Os segmentos PP' e QQ' são registros de alterações provocadas por quedas de raios. A inclinação da linha tracejada entre 0 e 2 min é devida à corrente de condução e entre 2 e 4 min é devida

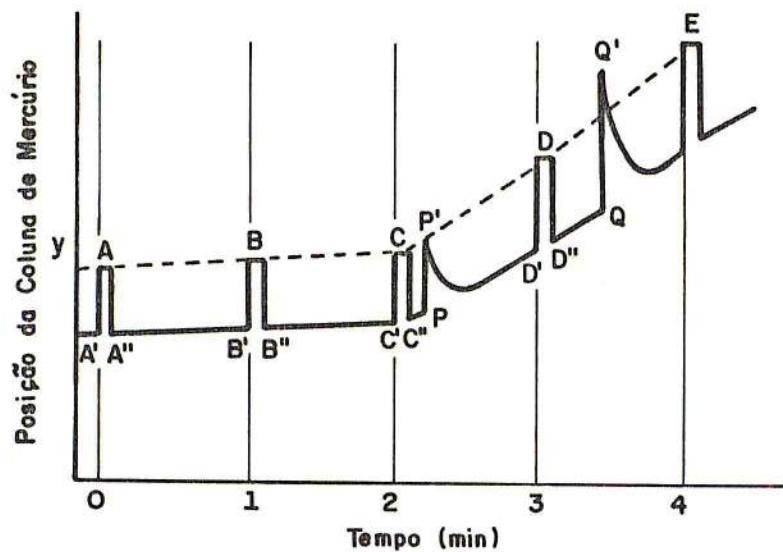


Figura 2.5: [Sc 53] Registro obtido com um eletrômetro de capilaridade durante uma tempestade.

a uma chuva com gotas de água carregadas positivamente. A intensidade do campo elétrico em 2 minutos vale:

$$E = 4\pi \frac{q}{A} = 4\pi \frac{k(y_b - y'_b)}{A} \quad (2.4)$$

onde k é uma constante do instrumento A é a área total da placa exposta ao campo da Terra e y_b, y'_b são as ordenadas dos pontos B e B' respectivamente.

Analizando os registros das alterações do campo elétrico Wilson concluiu que:

- as variações do campo elétrico produzidas por uma descarga nuvem solo aumentam o campo elétrico de tempo bom em qualquer ponto do solo, ou seja, baixam cargas negativas;
- as variações produzidas por descargas internas a nuvem aumentam o campo elétrico de tempo bom quando as medidas são feitas próximas a tempestade e diminuem esse valor para medidas feitas distantes da tempestade.

Esta situação pode ser descrita considerando a nuvem como sendo um dipolo com cargas positivas acima das cargas negativas conforme a figura (2.6).

A variação do campo elétrico para a situação descrita no item a vale

$$\Delta E = \frac{2 \cdot \Delta Q \cdot h_2}{\sqrt{(h_2^2 + L^2)^3}} \quad (2.5)$$

e no caso do item b esta variação vale

$$\Delta E = 2 \cdot \Delta Q \cdot \left[\frac{h_2}{\sqrt{(h_2^2 + L^2)^3}} - \frac{h_1}{\sqrt{(h_1^2 + L^2)^3}} \right] \quad (2.6)$$

A equação 2.6 quando resolvida para L , nos mostra que para

$$L = L_0 = \sqrt{\frac{\left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{3/2} h_1^2 - h_2^2}{1 - \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{2/3}}} \quad (2.7)$$

a variação do campo elétrico é nula e que para $L < L_0$ a variação do campo elétrico é positiva (aumenta o valor do campo elétrico de tempo bom) e tem sinal negativo para $L > L_0$.

Recentemente Lin et al efetuaram medidas do campo elétrico e do campo magnético numa escala de μs , cobrindo o instante do choque de retorno. Os resultados estão mostrados na figura 2.7.

Valores do momento elétrico medidos por Wormel e Pierce (1955) apontam para uma média de $100CKm$ [Ma57].

2.3 Medidas da corrente na base do canal.

As medidas de corrente realizadas por Berger [Be67], foram obtidas a partir de circuitos elétricos especiais instalados em série com a descida de dois pára-raios montados sobre duas torres metálicas situadas no Monte San Salvatore na Suíça, 915m acima do nível do mar ou 640m sobre o lago Lugano.

As medidas eram acompanhadas de fotografias dos raios efetuadas com oito câmeras fotográficas desenvolvidas por Boys-Schonland- Malan, cobrindo todo o

horizonte, de forma a determinar o ponto de impacto dos raios, e dotadas de filme que se movia com velocidade de 27 m/s .

Os registros da corrente foram feitos em várias escalas de tempo. Numa escala de tempos da ordem de décimos de segundos foram observadas três tipos de situação:

- a) um regime de corrente contínua persistindo por vários décimos de segundos sem a existência de impulsos Fig.(2.8);
- b) um regime de corrente contínua persistindo por vários décimos de segundo com a existência de impulsos (figura 2.8);
- c) A existência de corrente de impulso sem corrente contínua Fig.(2.10).

A corrente contínua é definida como sendo aquela com duração muito longa e amplitudes da ordem de algumas centenas de Amperes.

A corrente de impulso é definida como sendo uma elevação abrupta do valor medido da corrente no intervalo de até $500 \mu\text{s}$ no caso de correntes negativas e de $2000 \mu\text{s}$ no caso de correntes positivas. Correntes negativas são aquelas produzidas por uma nuvem cuja base esteja carregada negativamente e inversamente, correntes positivas são aquelas produzidas por nuvem cuja base esteja carregada positivamente, ou seja, a corrente elétrica é positiva para baixo, concordando com a definição de campo elétrico positivo para baixo, como anteriormente discutido. Portanto nos casos em que os raios são provocados por condutores por passos negativos para baixo, ou por condutores ascendentes positivos a corrente é negativa.

A figura 2.11 mostra os oscilogramas para a corrente no primeiro choque de retorno (negativo) em duas escalas de tempo, t_1 e t_2 de 50 e $500 \mu\text{s}$ respectivamente e é, portanto, o registro da corrente de impulso. Na escala t_1 nota-se a existência de um primeiro pico para a corrente entre 10 e $20 \mu\text{s}$ e um ou mais picos de corrente a partir de $20 \mu\text{s}$.

A figura 2.12 mostra os registros para corrente em choques de retorno subsequentes. O choque 6119 T_1 , registrado pela torre número 1, apresenta um primeiro pico antes de $10 \mu\text{s}$ e um outro em torno de $35 \mu\text{s}$ aproximadamente.

O aspecto geral das curvas nos choques de retorno subsequentes é aproximadamente o mesmo, com as curvas apresentando um pico muito intenso nos primeiros μs e um outro pico menos intenso algumas dezenas de μs depois.

Como nos choques de retorno subsequentes só existe um canal principal pode-se inferir que a existência de vários picos para a corrente no primeiro choque de retorno esteja associada às desuniformidades quanto a distribuição de cargas ao longo do canal, com a existência de vários ramos.

Mais adiante vamos associar o primeiro pico da corrente a uma corrente chamada corrente de pulso e o segundo pico, a uma corrente chamada corrente corona a qual é o tema principal do nosso trabalho.

A figura 2.13 mostra o registro de correntes para um único choque de retorno (positivo).

A figura 2.14 refere-se ao registro de corrente e campo elétrico em um tipo de raios até agora não mencionado neste trabalho que são os raios disparados artificialmente [Wi89a].

Quando a nuvem está madura para ocasionar o surgimento de raios, um foguete com um fio ligado à terra é disparado do solo em direção à base da nuvem. Quando o foguete se aproxima da nuvem esta emite condutores negativos em sua direção, estabelecendo a ligação entre a nuvem e o solo e desencadeando um choque de retorno.

Esses registros mostram um único pico em torno de 1.5 μs , e apresentam uma grande semelhança com os raios naturais [Le89], com a vantagem de poder ser determinado o instante e o local de queda do mesmo, facilitando a distribuição dos equipamentos de medição ao longo do solo. A diferença básica é que não apresentam o segundo pico associado à corrente corona, provavelmente devido ao fato de não se formar o envelope corona em torno do fio no trecho entre o foguete e o solo.

Finalmente a figura 2.15 mostra uma distribuição estatística de alguns parâmetros de raios, devido a Cianos e Pierce (1972) [Um87]. Em 50% dos casos a corrente de pico no choque de retorno excede o valor de 20KA, enquanto a corrente contínua em 50% dos casos excede o valor de 140A.

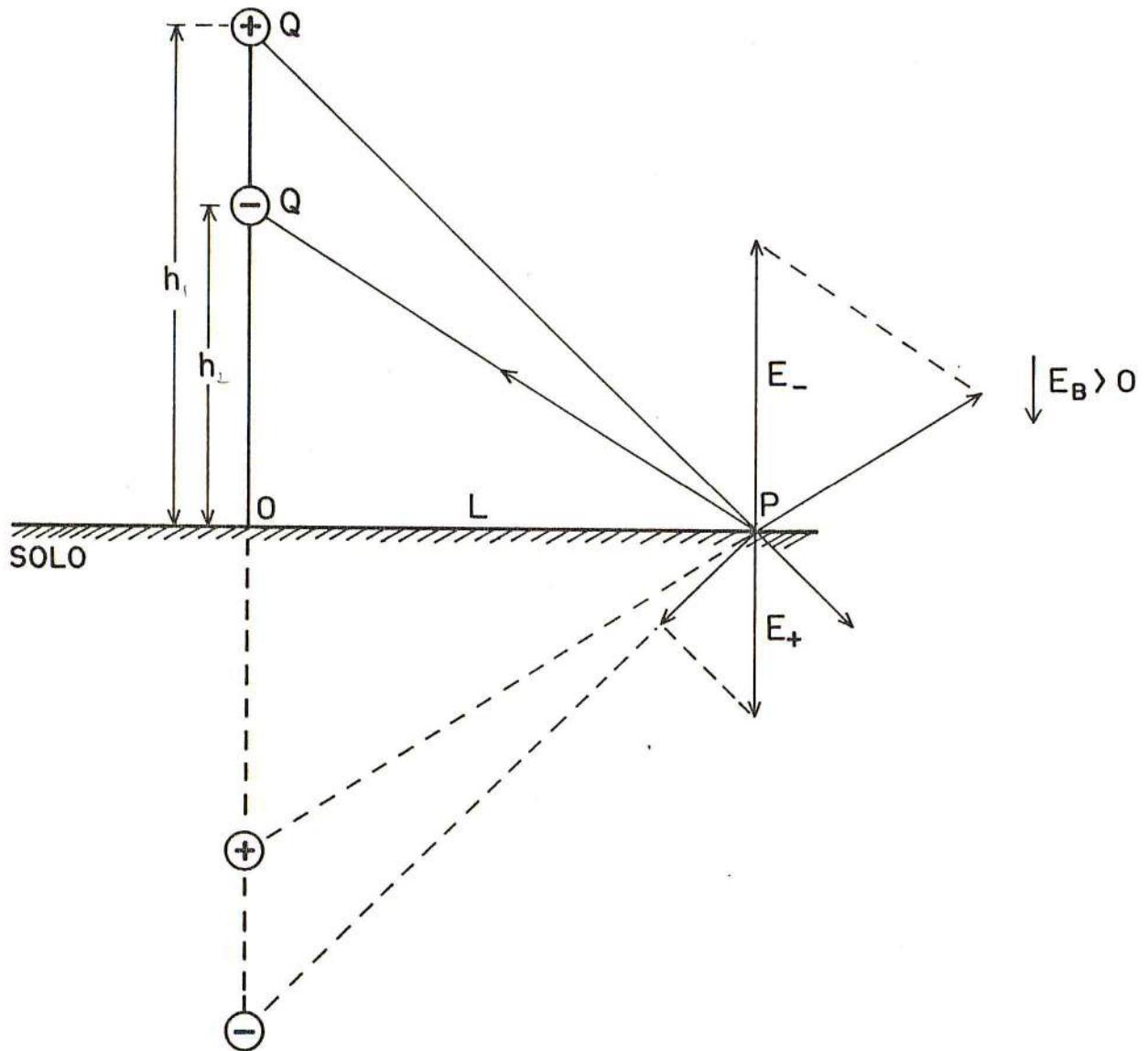


Figura 2.6: Nuvem de tempestade considerada como dipolo. Esquema utilizado por Wilson para demonstrar que a nuvem de tempestade tem uma estrutura de dipolo com as cargas positivas situadas acima das cargas negativas, a partir das variações do campo elétrico medidas no ponto P . E_- , e E_+ são campos elétricos devido à carga negativa e positiva, respectivamente e E_B é o campo elétrico de tempo bom.

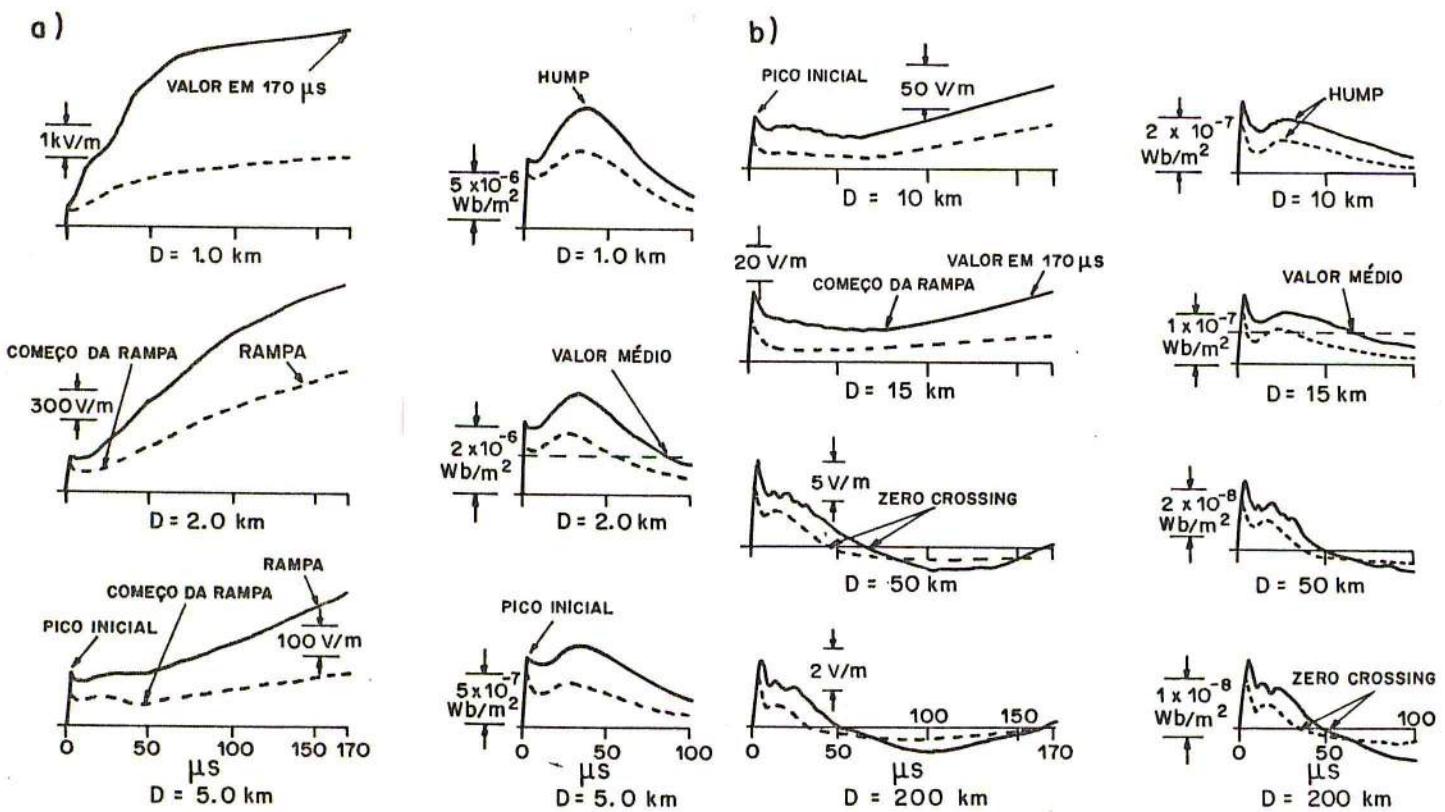


Figura 2.7: [Um 87] Registro de campo elétrico (coluna da esquerda) e densidade de fluxo magnético (coluna da direita), mostrando as características das formas de onda registradas por Lin em 1979. A linha cheia refere-se ao primeiro choque de retorno, e a tracejada refere-se aos choques de retorno subsequentes. a) distância de medição 1.0, 2.0 e 5.0 km. b) distância de medição 10, 50 e 200 km. A partir de 50 km, tem-se o registro da radiação.

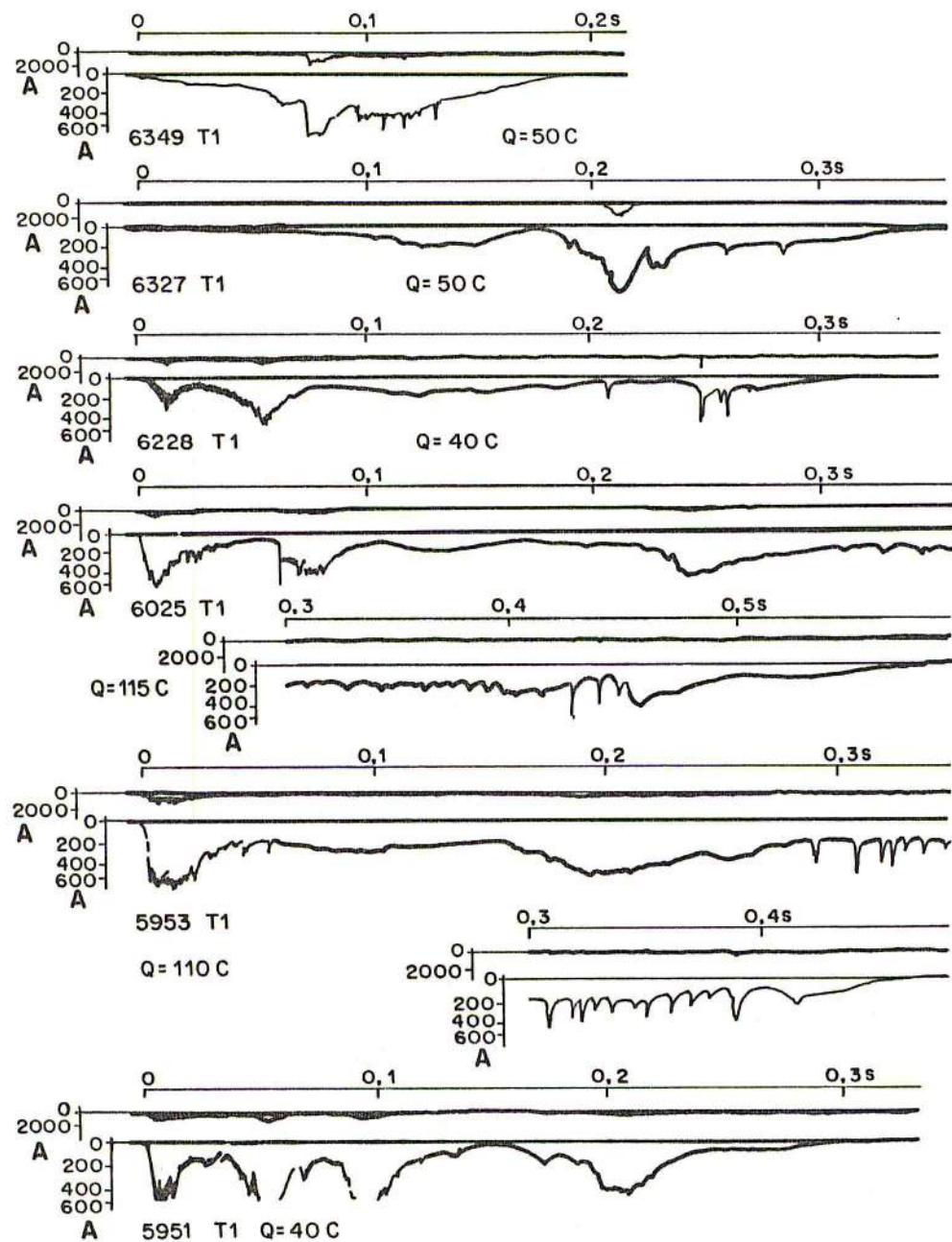


Figura 2.8: [Be 67] Registro das correntes (em Amperes) provocadas por raios numa escala de $0.1s$. Trata-se de corrente contínua sem pulsos superpostos. T_1 é um registro feito pela torre 1 e Q é a carga transferida (choques para cima).

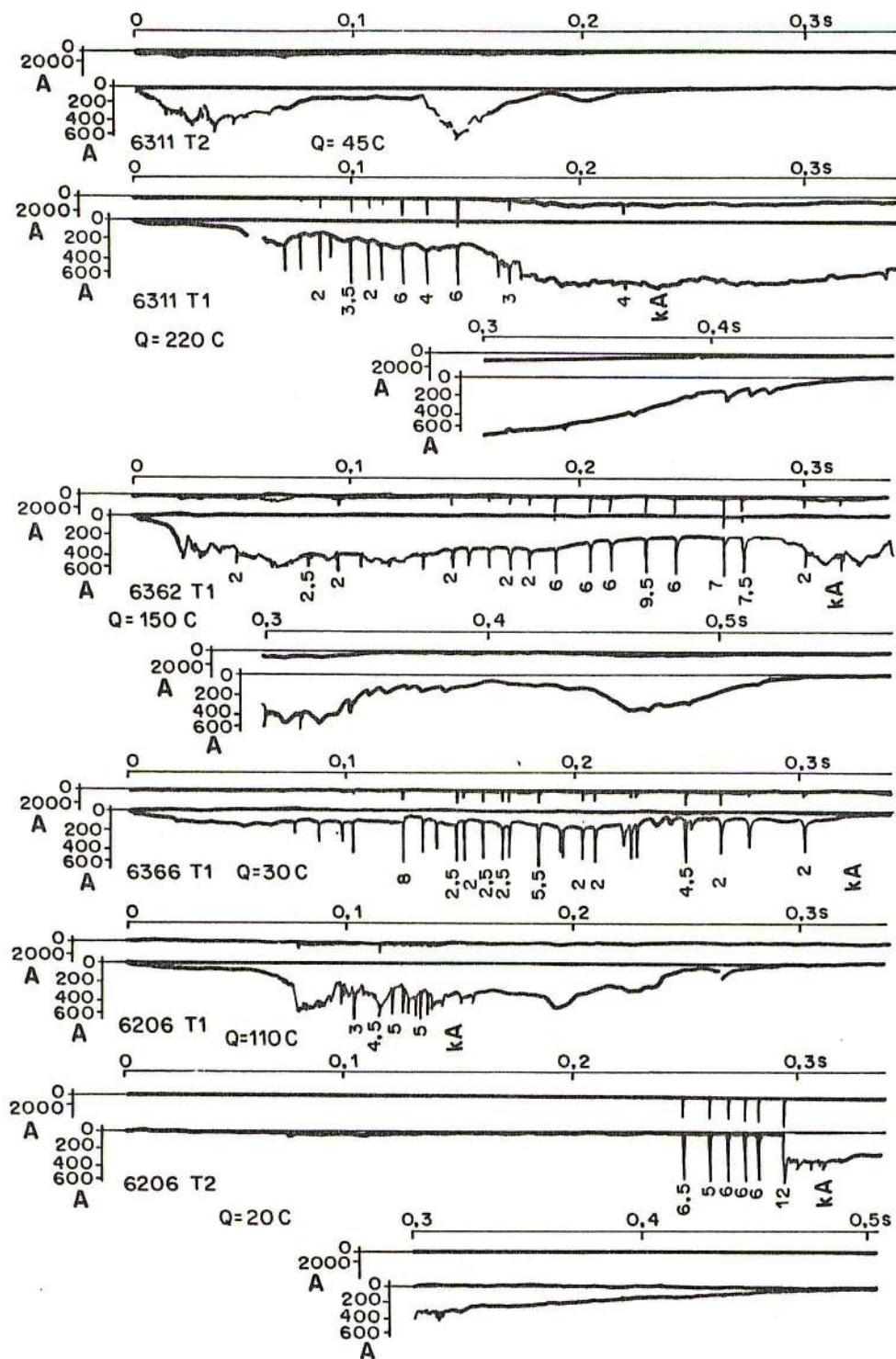


Figura 2.9: [Be 67] Registro das correntes em Amperes provocadas por quedas de raios nas torres T_1 e T_2 , com uma transferência de carga Q . Os pulsos superpostos ao regime de corrente contínua têm seus valores em KA (choques para cima).

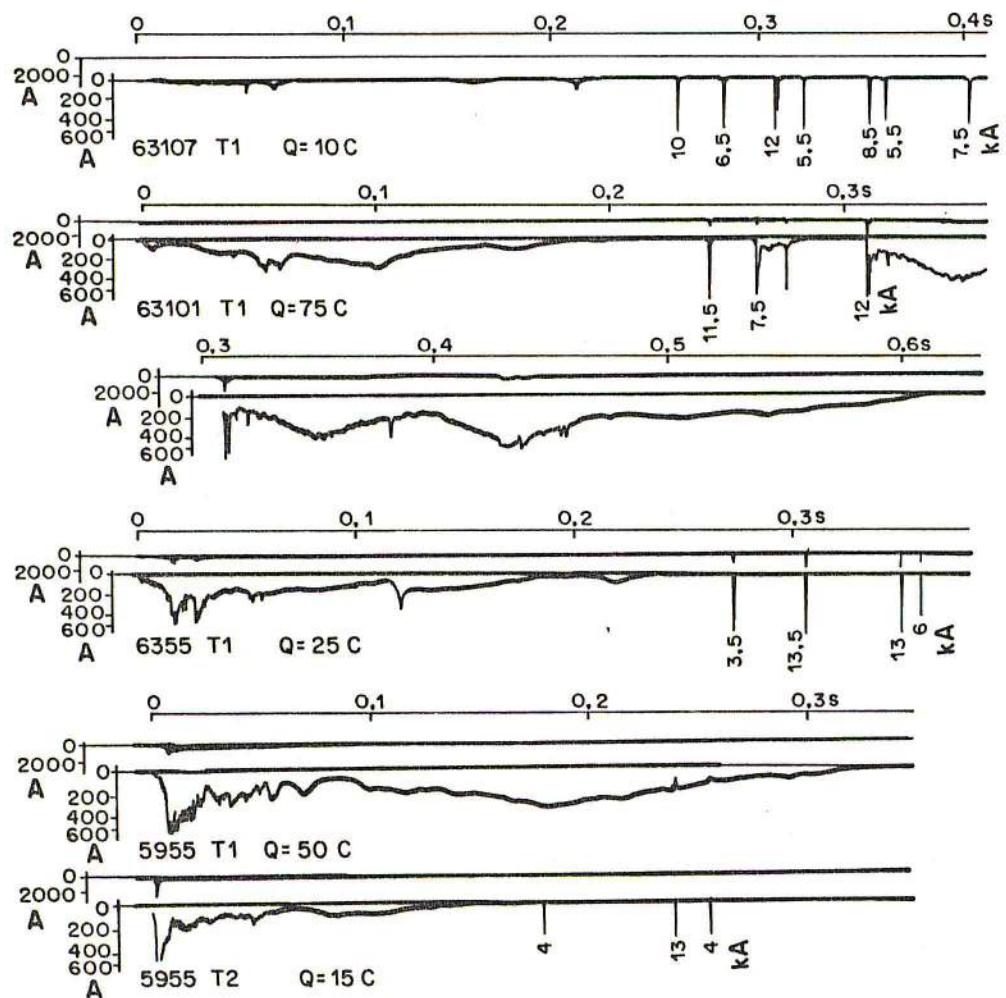


Figura 2.10: [Be 67] Registro de pulsos de corrente em KA sem regime de corrente contínua no instante dos pulsos sobre as torres T_1 e T_2 .

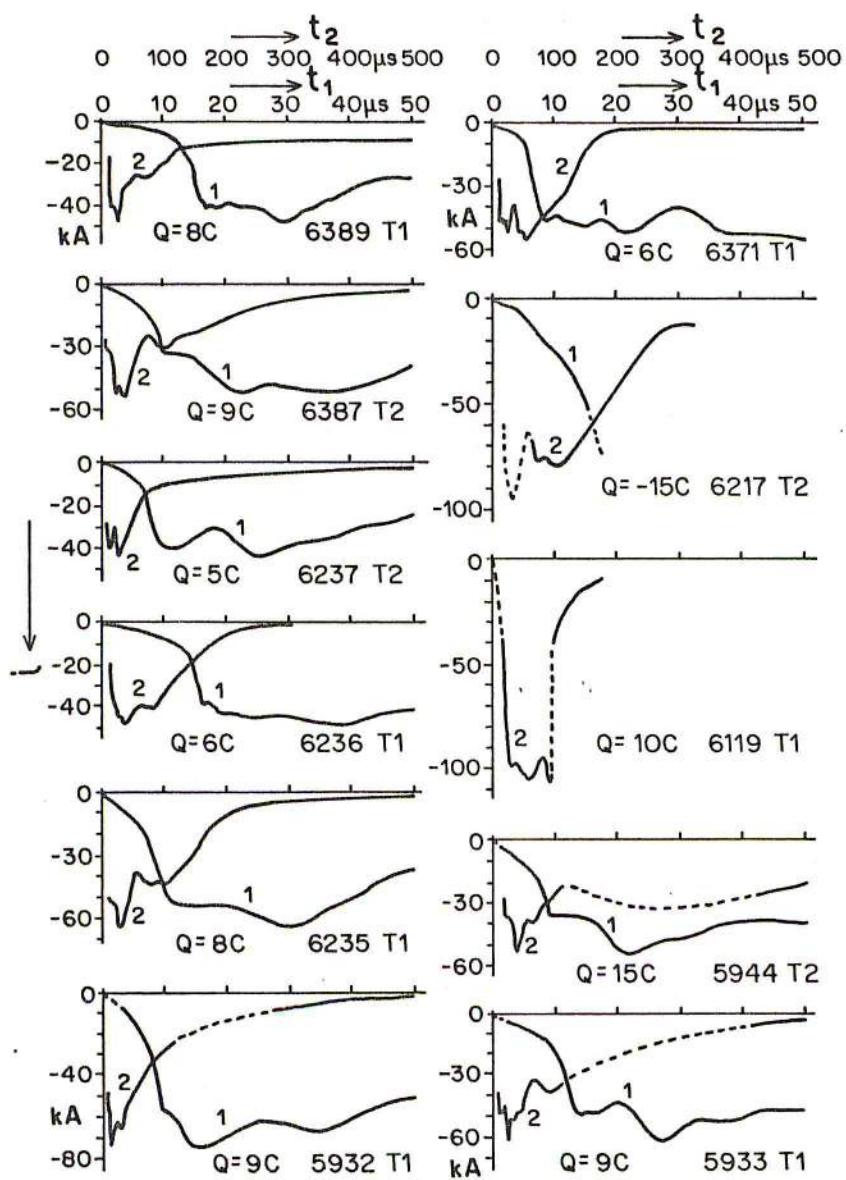


Figura 2.11: [Be 67] Registro de correntes devidas ao primeiro choque de retorno ou raios com um único choque numa escala rápida (curva número 1) e numa escala mais lenta (curva número 2). No choque $5932T_1$ a corrente apresenta o primeiro pico em torno de $15\mu s$, e um outro pico em torno de $35\mu s$. No choque $6119T_1$, a corrente atinge valor de $100KA$. Contudo, o aspecto geral das curvas é bastante irregular.

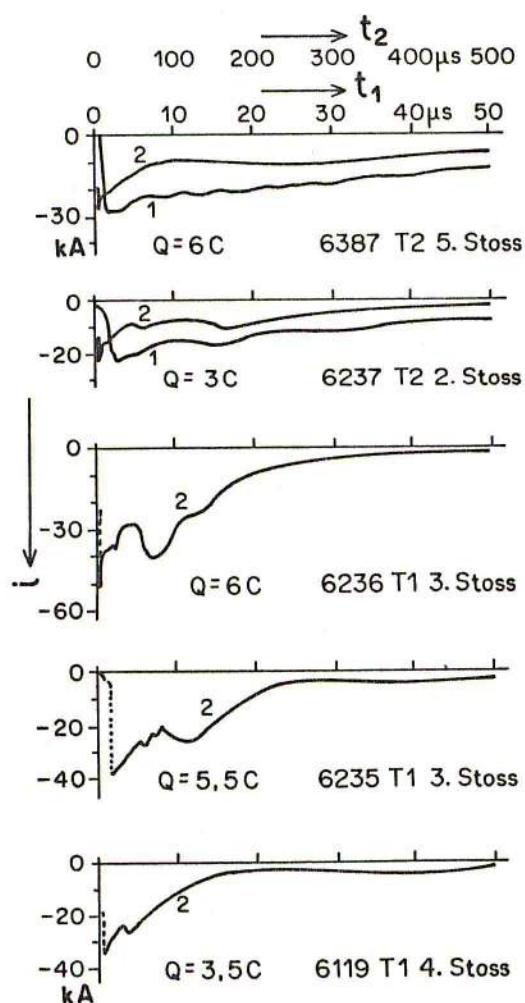


Figura 2.12: [Be 67] Registro de correntes para os choques subsequentes. O choque 6119 T_1 é o quarto choque e a curva apresenta as características das correntes utilizadas por Lin et al nos cálculos dos campos distantes: um primeiro pico nos primeiros $10 \mu s$, e um pico menos intenso nos próximos $30 \mu s$.

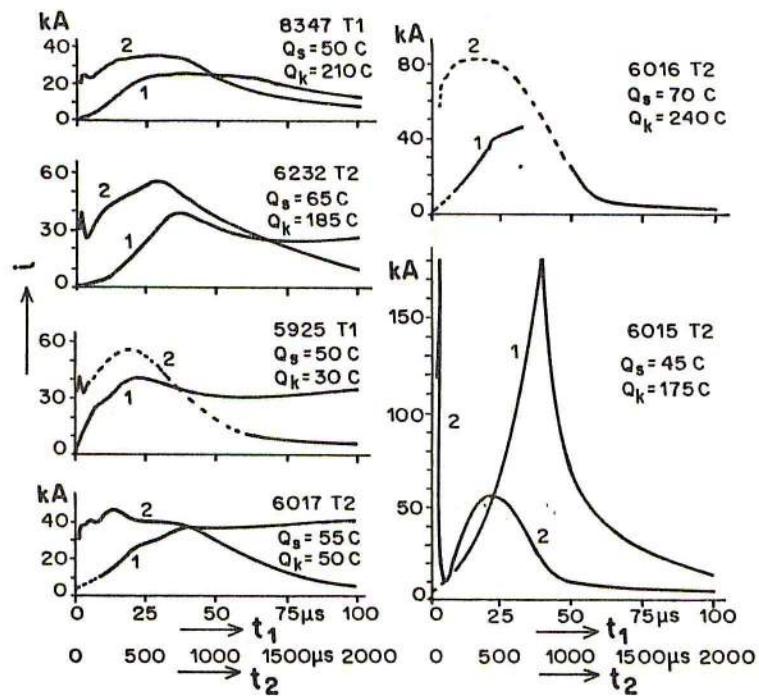


Figura 2.13: [Be 67] Oscilogramas para correntes em choques positivos muito intensos. A escala T_1 é de $100\mu s$, e a t_2 é de $2000\mu s$. No choque 6015T₂, a corrente atinge o pico de quase $200KA$. Q_s é a carga elétrica (em Coulombs) até $2ms$. Q_k é a carga em Coulomb depois de $2ms$.

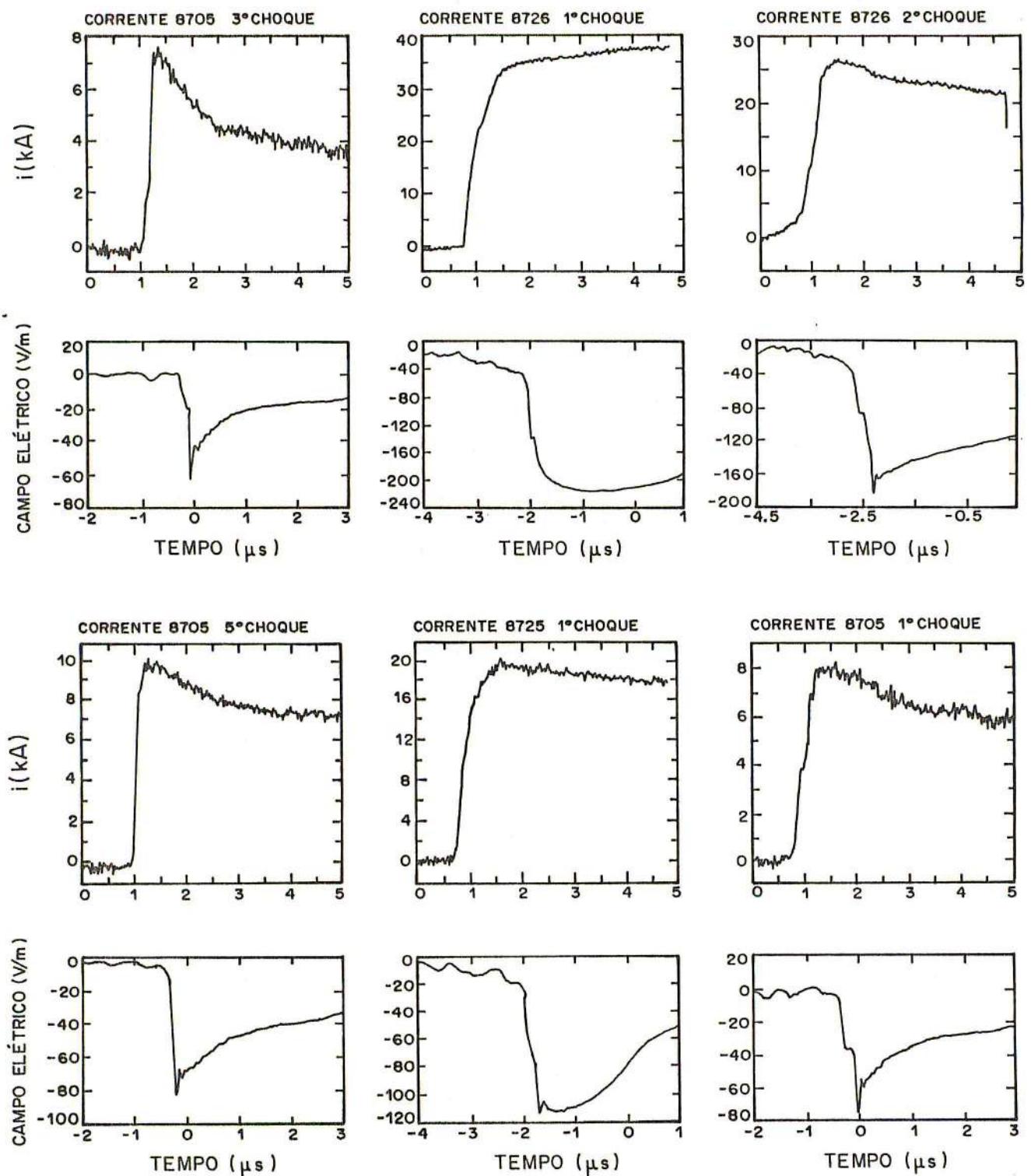
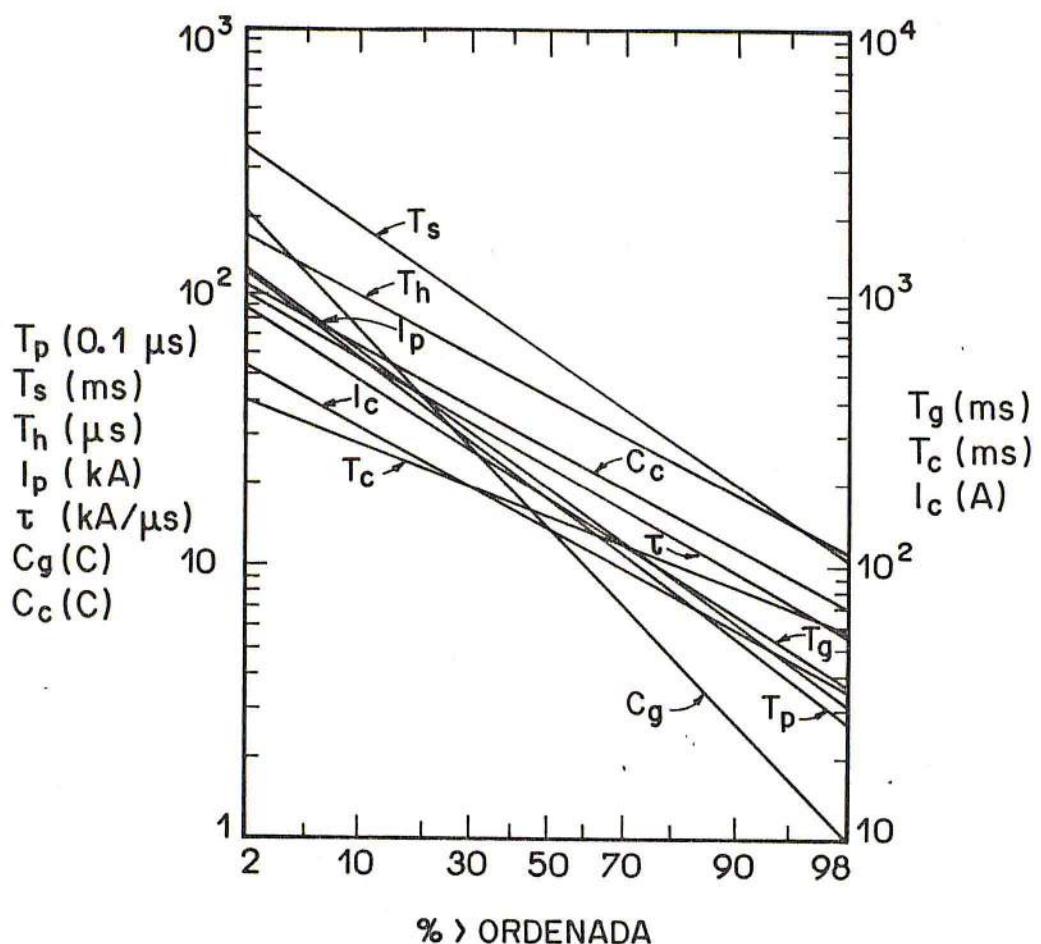


Figura 2.14: [Wi89] Raios disparados artificialmente. Curvas de corrente (KA) e alterações do campo elétrico (V/m) \times tempo (μ s).



DISTRIBUIÇÃO DE PARÂMETROS ESTATÍSTICOS DE RAIOS

PARÂMETRO	OCORRÊNCIA %				
	2	10	50	90	98
Duração do raio (T_g), mseg	850	480	180	68	36
Intervalo entre choques de retorno (T_s), mseg	320	170	60	20	11
Corrente de pico nos choques de retorno (I_p), KA	140	65	20	6,2	3,1
Carga transferida por raio (C_g), C	200	75	15	2,7	1
Tempo para atingir o valor de pico no choque de retorno	12	5,8	1,8	0,66	0,25
Taxa de subida da corrente (T), KA/μseg	100	58	22	9,5	5,5
Tempo para o valor médio da corrente (T_h), μseg	170	100	45	17	10,5
Duração da corrente contínua (T_c), mseg	400	260	160	84	58
Corrente contínua (I_c), A	520	310	140	60	33
Carga em corrente contínua (C_c), C	110	64	26	12	7

Figura 2.15: [Um87]Distribuição de probabilidades (Weibull) para choques de raios nuvem solo devida a Cianos e Pierce (1972)

Capítulo 3

Modelagem do choque de retorno

3.1 Características gerais da modelagem

Existem basicamente três tipos de descrições matemáticas para tratamento dos dados experimentais relativos ao choque de retorno:

- “ (1) As que especificam completamente as correntes dependentes da altura e do tempo $i(z, t)$ para fazer possível o cálculo dos campos elétrico e magnético distantes (...);
- (2) As que dão as especificações completas dos parâmetros físicos ou dos circuitos equivalentes (resistência, indutância e capacidade por unidade de comprimento) para produzir um cálculo da corrente no canal e os campos remotos resultantes (...);
- (3) As que dão as especificações do número mínimo de características da corrente do choque de retorno, necessárias para calcular a forma da corrente dependente do tempo e da altura a partir das medidas dos campos elétrico e magnético distantes (...);” [Li80].

Dentro do primeiro grupo de modelos estão os que “requerem um conhecimento detalhado dos parâmetros físicos, tais como coeficientes de ionização e recombinação e das propriedades termodinâmicas do canal tais como, condutividade térmica e

condutividade elétrica. (...) Uma vez que a corrente tenha sido obtida os campos elétrico e magnético podem ser calculados" [Um87].

O segundo grupo de modelos engloba os que tratam o canal como uma linha de transmissão com parâmetros R (resistência elétrica), L (indutância) e C (capacitância), variando com a altura e o tempo e, a partir do estabelecimento da corrente também dependente do tempo e da altura, calculam os campos elétrico e magnético [Um87].

No terceiro grupo de modelos estão os que supõem uma forma para a corrente, também dependente do tempo e da altura, a partir das curvas características da corrente registradas no solo, dos dados disponíveis dos campos elétrico e magnético e da velocidade do choque de retorno.

De uma maneira geral o problema de modelar o choque de retorno se divide em duas partes:

- 1) Obter uma expressão para a distribuição de correntes $\vec{J}(V, t)$ ao longo do canal;
- 2) Obter uma expressão para os campos dependente da corrente ao longo do canal.

3.2 A modelagem de Lin, Uman e Standler.

O modelo de Lin et al. apresentado a seguir se enquadra no terceiro grupo de modelos e foi desenvolvido em 1980 e posteriormente refinado por Master et al (1981).

As expressões para o cálculo dos campos em função da corrente utilizadas nesta modelagem foram obtidas por Uman, McLain e Krider em 1975.

O canal é considerado uma antena vertical de altura H sobre um plano perfeitamente condutor, conforme a figura Fig 3.1, para condições de fronteira satisfeitas pelo método das imagens em relação a este plano, considerado como uma superfície equipotencial [Um75].

Para obter as expressões para os campos as equações de Maxwell na sua forma diferencial.

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\
\nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\
\nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \\
\nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}
\end{aligned}$$

com

$$\phi(r, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{v'} \frac{\rho(\vec{r}', t - R/c) dV'}{R} \quad (3.1)$$

$$\vec{A}(r, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{v'} \frac{\vec{J}(\vec{r}', t - R/c) dV'}{R} \quad (3.2)$$

são resolvidas diretamente no domínio do tempo fazendo

$\vec{J}(\vec{r}', t - R/c) = i(z, t - R/c) dz \vec{a}_z$ para determinar $\vec{A}(r, t)$ e obtendo para o gauge de Lorentz $\nabla \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \phi = 0$,

$$\phi(r, t) = -c^2 \int_0^t \nabla \cdot \vec{A} d\tau, \quad (3.3)$$

determinando

$$\vec{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \text{e} \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (3.4)$$

que são os campos procurados.

As expressões obtidas são [Um75]:

$$\begin{aligned}
\vec{E}_z(D, t) &= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\int_0^H \frac{2 - 3 \sin^2 \theta}{R^3} \int_0^t i(z, \tau - R/c) d\tau dz + \right. \\
&+ \int_0^t \frac{(2 - 3 \sin^2 \theta) i(z, \tau - R/c)}{cR^2} d\tau dz + \\
&\left. - \int_0^H \frac{\sin^2 \theta}{c^2 R} \frac{\partial i(z, \tau - R/c)}{\partial t} dz \right] \vec{a}_z
\end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned}
\vec{B}_\phi(D, t) = & \frac{\mu_0}{2\pi} \left[\int_0^H \frac{\sin \theta}{R^2} i(z, \tau - R/c) dz + \right. \\
& \left. + \int_0^H \frac{\sin \theta}{cR} \frac{\partial i(z, \tau - R/c)}{\partial t} dz \right] \vec{a}_\phi
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Na expressão para o campo elétrico (Eq 3.5), o primeiro termo é proporcional a carga e representa o campo eletrostático, o segundo termo é o campo de indução, proporcional a corrente, enquanto o terceiro termo representa o campo irradiado (proporcional a $\partial i / \partial t$) e predomina para grandes distâncias.

Na expressão para o campo magnético (Eq 3.6) o primeiro termo representa a indução magnética, enquanto o segundo representa o campo de radiação.

No modelo de Lin a corrente total é suposta ser dividida em três componentes:

$$i_t(z, t) = i_p(z, t) + i_u(z, t) + i_c(z, t) \tag{3.7}$$

com

$i_p(z, t)$ sendo a componente da corrente associada ao pulso elétrico no instante da quebra da rigidez dielétrica do ar, chamada de corrente de pulso;

$i_u(z, t)$, chamada de corrente uniforme, associada a transferência de cargas entre a nuvem e o solo, ou reminiscências de um condutor dardo;

$i_c(z, t)$ corrente corona associada a transferência para o solo, de cargas depositadas ao longo do canal.

As características destas componentes são obtidas a partir das medidas dos campos mediante as equações Eq 3.5 e Eq 3.6 e a corrente total é ajustada a partir dos registros das correntes no solo, conforme será descrito mais adiante. Desta forma a corrente total $i_t(z, t)$ fica “amarrada” por duas condições: os campos medidos e o registro das correntes no solo.

3.2.1 A corrente de pulso

A corrente de pulso é caracterizada pela elevação abrupta da corrente registrada no solo, de valores em torno de $10^1 - 10^2$ A, a valores da ordem de 10^4 A, no tempo da ordem de $10 \mu s$. A corrente no nível do solo é assumida se propagar para cima como se fosse uma linha de transmissão ideal onde a velocidade de subida do pulso é constante.

$$i_p(z, t) = i(t - z/v) \quad z < l \quad (3.8.a)$$

$$i_p(z, t) = 0 \quad z > l \quad (3.8.b)$$

O vínculo analítico entre $i_p(z, t)$ e os campos distantes é obtido das Eq 3.6 resultando em

$$\frac{\partial}{\partial t} i(D, T) = \frac{2\pi c D}{\mu_0 l(t)} \cdot B(t + D/c) \quad (3.9)$$

com $l(t) = \int_0^t v dt$, v igual a velocidade de subida do pulso e c , a velocidade da luz.

Como o campo distante é caracteristicamente de radiação temos

$$E_z(t + D/c) \simeq c B_\phi(t + D/c) \quad (3.10)$$

a taxa de variação da corrente é

$$\frac{\partial i(D, t)}{\partial t} = \frac{2\pi D}{\mu_0 l(t)} \cdot E(t + D/c) \quad (3.11)$$

ou seja, este pulso de corrente é suposto ser o responsável pelo pico do campo distante.

A velocidade de subida do choque de retorno não pode ser determinada e é assumida ser 10^8 m/s.

3.2.2 A corrente uniforme

A corrente uniforme pode ser vista como uma continuação dos líderes anteriores e é responsável pela rampa do campo elétrico. Ela é calculada a partir de

$$i_u = \frac{2\pi\epsilon_0}{H} \cdot \sqrt{(H^2 + D^2)^3} \cdot \frac{dE(D, t)}{dt} \quad (3.12)$$

expressão facilmente derivável a partir de considerações eletrostáticas.

3.2.3 A corrente corona

A corrente corona é idealizada por Lin como “um número de fontes de corrente distribuídas ao longo do canal. Cada fonte é ligada quando o pico da corrente de pulso da quebra da rigidez dielétrica atinge a altura do canal em que está localizada a fonte. A cada altura, a forma da corrente corona é suposta ser a mesma, mas com a intensidade decrescendo exponencialmente. A corrente corona é suposta fluir para o canal e para o solo com a velocidade da luz” [Li80].

Para modelar a corrente corona em uma altura z num tempo t devido a uma fonte de corrente corona de comprimento dz' localizada numa altura z' , a seguinte expressão é proposta por Lin:

$$i_c(z, z', t) = 0; \quad t < t' \quad \text{ou} \quad (z' < z) \quad (3.13.a)$$

$$i_c(z, z', t) = I_0 e^{\frac{-z'}{\lambda}} [e^{-\alpha(t-t')} - e^{-\beta(t-t')}] \Delta z'; \quad t > t' \quad \text{ou} \quad (z' > z) \quad (3.13.b)$$

onde

$$t' = \frac{z'}{v + t_{on} + \frac{(z'-z)}{c} + \frac{R(z)}{c}} \quad (3.14)$$

t_{on} é o intervalo entre o começo e o valor máximo para o pico da corrente de pulso;

v é a velocidade de subida do pulso de quebra da rigidez dielétrica;

c é a velocidade da luz;

$R(z)$ é a distância ao ponto onde está sendo feita a medida;

λ é um parâmetro para garantir a diminuição da corrente com a altura (estimado); I_0 é um parâmetro usado para ajustar a corrente corona a partir do campo calculado; α e β são constantes arbitrárias.

3.3 Procedimento para o cálculo das componentes da corrente no modelo de Lin

Para o cálculo das componentes da corrente, a corrente de pulso (Eq 3.8a e 3.8b) é determinada a partir do pico inicial da radiação (Eq 3.9) usando como velocidade de subida do choque de retorno v , o valor de 10^8 m/s. Os campos calculados com esta corrente pelas equações Eq 3.5 e 3.6 são subtraídos dos campos totais.

A corrente uniforme é determinada do campo elétrico próximo usando a equação 3.12. Os campos devido a corrente uniforme são subtraídas dos campos medidos.

Os campos restantes após a subtração daqueles devido a corrente de pulso e corrente uniforme se supõem ser devidos a corrente corona e são usados para avaliar os parâmetros da corrente corona.

É suposto também que é a corrente corona a responsável pela passagem das curvas (medidas) dos campos pelos eixos das abscissas (x) e que a mudança de sinal de $\frac{\partial i_c}{\partial t}$ produz a mudança do sinal de B .

3.3.1 Resultados obtidos pelo modelo de Lin

Os resultados obtidos pelo modelo de Lin cobrem satisfatoriamente os dados de campo como mostra a figura 3.4. eles foram obtidos de duas estações, uma situada a $4,6Km$ e outra a $200Km$ de distância do ponto de queda dos raios por ele estudados em 1975. Na figura E_c , E_p e E_u são os campos elétricos devidos a corrente corona (i_c), corrente de pulso (i_p) e à corrente uniforme (i_u), respectivamente. B_p e B_c são campos magnéticos devidos à corrente de pulso e à corrente corona respectivamente. A corrente total cobre completamente a curva de dados e o pico da corrente corona é localizado em torno de $15\mu s$. O ponto onde o campo de radiação distante corta o eixo das abscissas fica determinado a partir do ponto em que o campo B_c e E_c

cortam esse eixo.

3.4 Comentários sobre o envelope corona e a corrente corona

A idéia de um envelope corona em torno de um canal principal no qual as cargas ficariam estocadas foi inicialmente reconhecida por Bruce em 1944 [Pi55b].

Peek em 1929 mostrou que com correntes da ordem de 100 A um regime de arcos de alta condutividade a baixas voltagens deve existir dentro do condutor por passos, e que com a sua propagação, a diferença de potencial entre as seções logo adiante do canal e o ar circundante cresce consideravelmente, provocando o desenvolvimento de coronas laterais, o que foi confirmado por Allibone (1948), Saxe e Meek (1948) e Komelkov (1947,1950) em testes laboratoriais, nos quais mostraram que “um condutor típico é formado por um núcleo estreito e luminoso, circundado por uma baínha de raio comparativamente maior, mas com ionização menos intensa, e que a ponta do condutor principal é precedida por uma nuvem de correntes coronas filamentares [Pi55]”.

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 o íon O_2^- que se unem à água formando $O_2^- \cdot nH_2O$, os quais são menos móveis, se deslocando muito lentamente, o que envolve tempos muito maiores que aqueles do mecanismo de quebra da rigidez dielétrica, para que haja deslocamentos transversais significativos. Estes elétrons ficam estocados em torno do canal o tempo suficiente para que o condutor por passos atinja o solo e o envelope corona seja recoberto pelo envelope do choque de retorno. Da mesma forma, as cargas depositadas pelos condutores dardo permanecem tempo suficiente em torno do canal para que um novo choque de retorno percorra o canal, drenando estas cargas para o solo [He89].

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 con-

dutor por passos, o valor do campo elétrico deve atingir valores da ordem de 10^6 V/m. Estes campos são estabelecidos em tempos da ordem de ηs , portanto muito inferiores aos tempos relativos aos do mecanismo de descarga dos raios, que são da ordem de μs . Considerando estes resultados como aplicáveis ao caso dos relâmpagos, Heckman e Williams arbitram um valor de 1,0 C/Km para a carga positiva depositada ao longo do canal, e, para campos gerados por canais positivos, a partir do valor de 2.10^5 V/m, supõe a formação de condutores positivos até uma distância prevista de 18 metros do canal principal. Isto significa que dentro de um tempo da ordem de ns , todo o envelope do condutor por passos é envolvido por condutores positivos transversais que drenam a carga negativa ali existente na direção do canal principal e daí para o solo [He89].

A corrente que atravessa esses condutores positivos é a que encaramos como a corrente corona suposta por Lin et al. [Li80].

Estes condutores são “frios e relativamente escuros, de forma que não é surpresa que nunca tenham sido diretamente observados” [He89].

Contudo, Niemeyer et al. estudando padrões de descarga radiais bidimensionais (1984) descreve um experimento com descargas elétricas em SF_6 gasoso, sob pressão, onde “os parâmetros foram controlados de tal maneira que o experimento produz, com boa aproximação, um canal equipotencial, crescendo num plano com um eletrodo radial de um ponto central”, obtendo canais transversais brilhantes se propagando a partir do eletrodo central [Ni84].

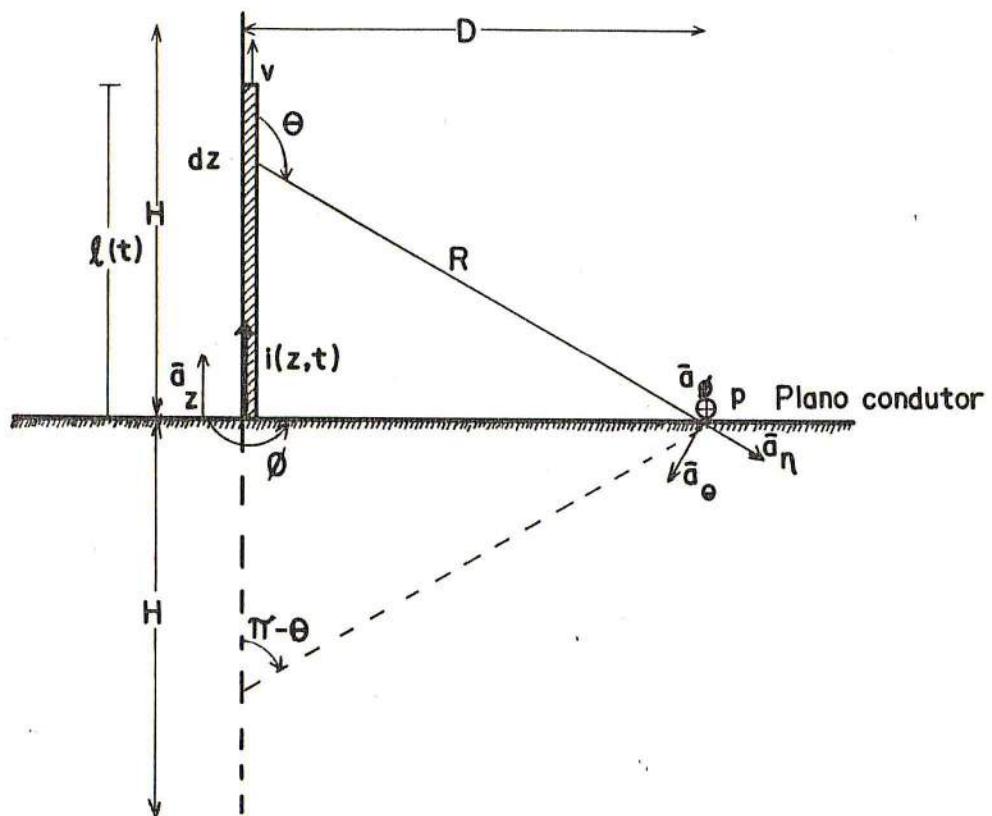


Figura 3.1: [Um 75] Esquema utilizado por Master et al, para calcular os campos produzidos por uma antena vertical.

H = altura da antena, representa a distância entre a nuvem e o solo, ou seja, o comprimento do canal, considerado como se fosse retilíneo e perfeitamente vertical;

D = distância horizontal entre o canal e o ponto O , onde são feitas as medições;

\vec{R} = vetor cujo módulo representa a distância entre o elemento de altura dz e o ponto P ;

v = velocidade de subida do choque de retorno;

$l(t)$ = distância percorrida pela frente de onda do choque de retorno;

$i(z, t)$ = corrente ao longo do canal;

dz = elemento de comprimento de um dipolo infinitesimal por onde passa a corrente $i(z, t)$; z = altura onde está localizado o elemento de dipolo dz .

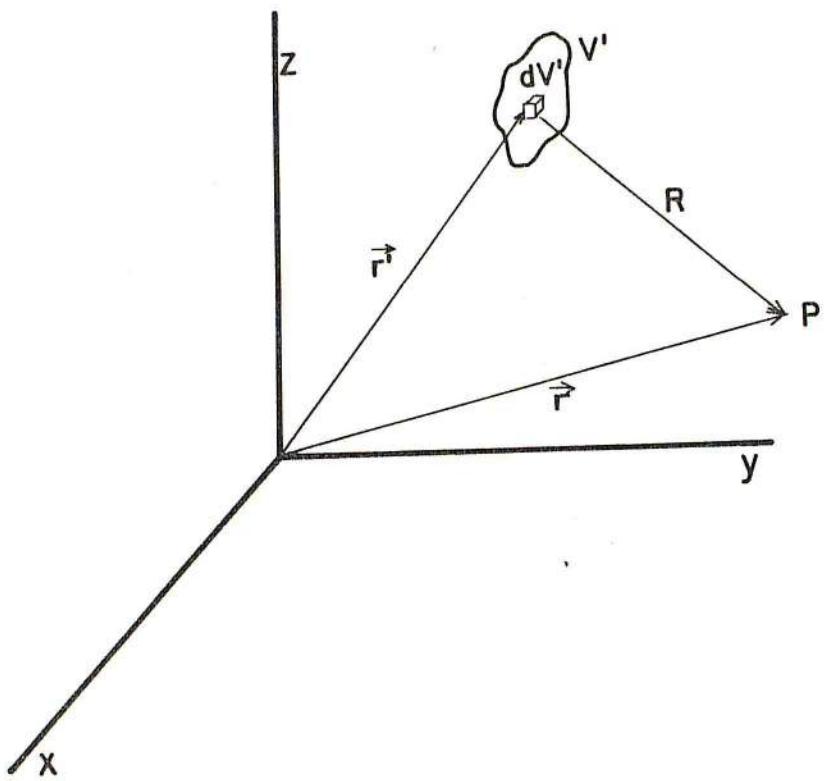


Figura 3.2: Esquema geral para aplicação das equações de Maxwell P é o ponto onde se quer calcular o campo;
V' é o volume do sistema que irradia;
 dV' é o elemento de volume;
 \vec{r}' distância da origem ao volume V';
R distância entre o sistema que irradia e o ponto de medição.

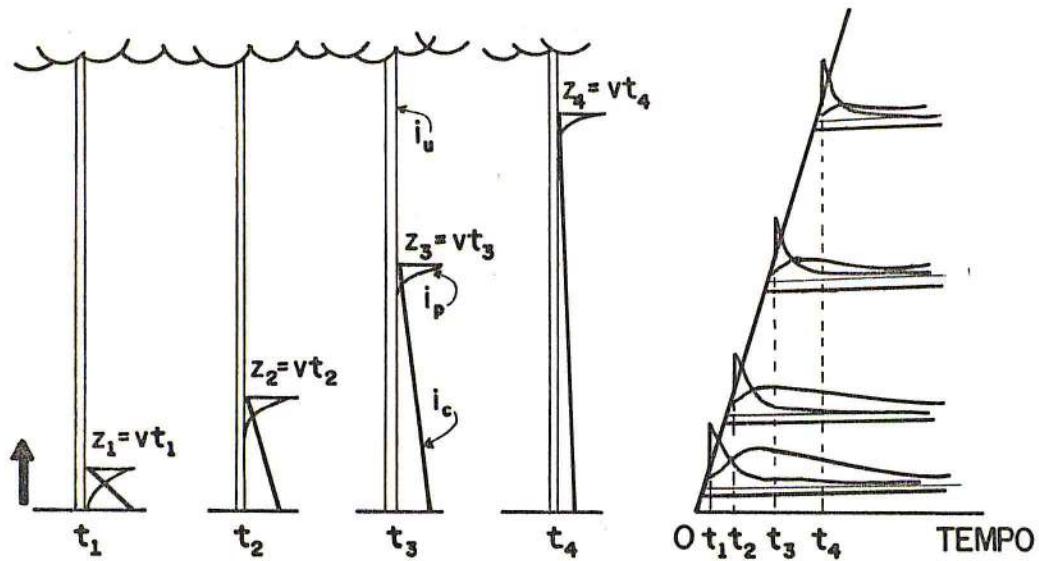


Figura 3.3: [Li 80] Composição da correntes no modelo de Lin.

O pulso do choque de retorno percorre o canal com velocidade v representado nas quatro figuras à esquerda. Nos instantes t_1, t_2, t_3 e t_4 o pulso do choque de retorno atinge as alturas z_1, z_2, z_3 e z_4 . A evolução temporal das três componentes da corrente após o pulso atingir a altura $z_j (j = 1, 2, 3, 4)$ está representada na figura mais à direita.

$i_p(z, t)$ é a componente da corrente associada ao pulso elétrico no instante da quebra da rigidez dilétrica do ar, chamada de corrente de pulso;

$i_u(z, t)$, é a corrente uniforme, associada à transferência de cargas entre a nuvem e o solo, ou reminiscências de um condutor dardo;

$i_c(z, t)$ é a corrente corona associada à transferência de cargas depositadas ao longo do canal e o solo.

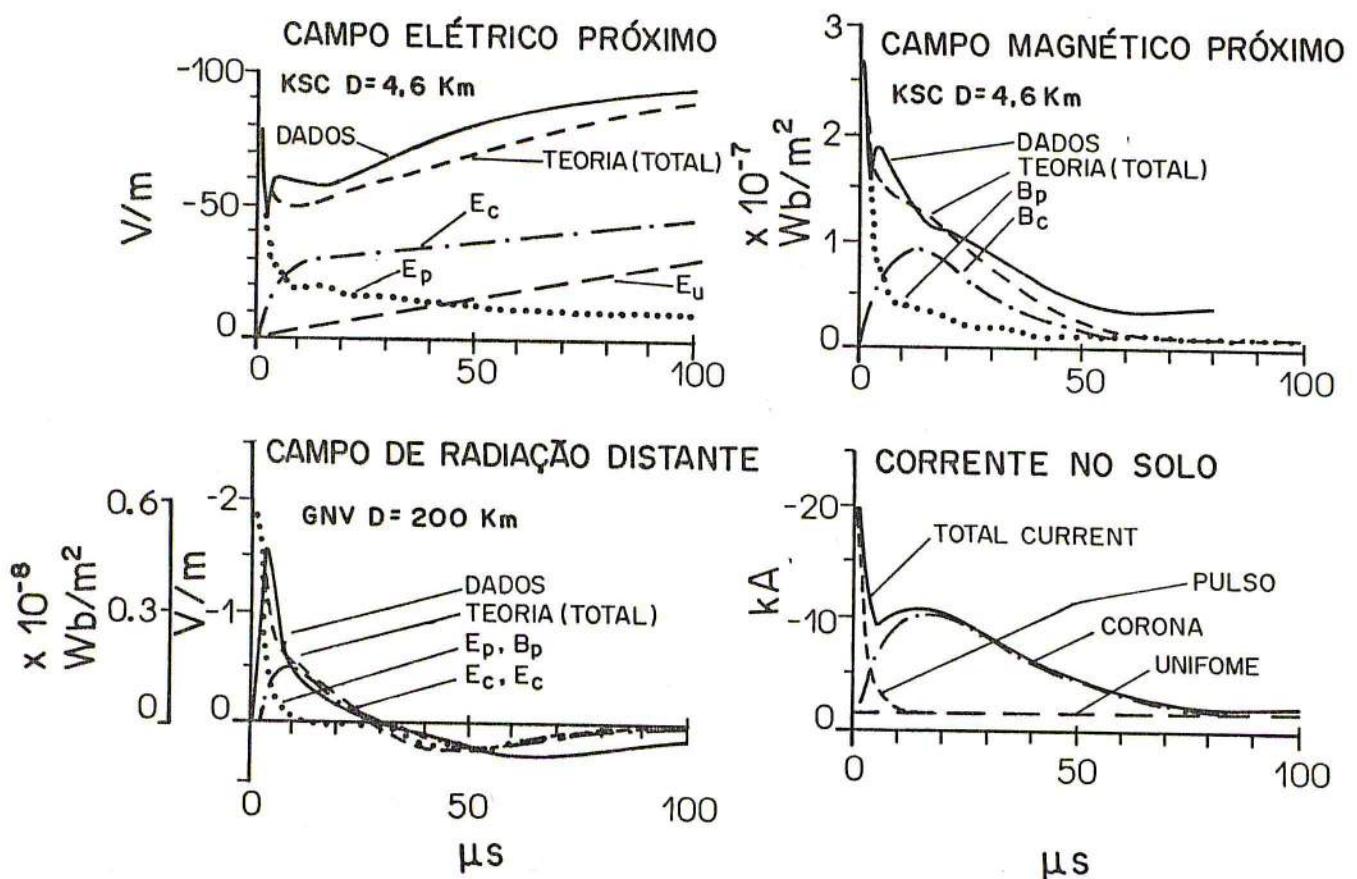


Figura 3.4: [Li80] Comparação dos valores calculados pelo modelo de Lin com as curvas de dados.

Capítulo 4

Uma proposta para a modelagem da corrente corona a partir de circuitos elétricos.

4.1 Os parâmetros elétricos associados ao canal principal e sua representação em forma de circuito elétrico.

A forma das curvas da corrente dos raios disparados Figura 2.14 sugerem que o canal, por ocasião do choque de retorno, tem uma resposta para a corrente muito semelhante a de um circuito linear. Apesar de a corrente ter as características de um pulso, muito mais rápido que a corrente corona, podemos supor que isto ocorre devido a não existência de um envelope corona em torno do fio que liga o foguete ao solo, como já foi citado anteriormente.

Este fato também sugere que são as características elétricas do canal que determinam a forma da corrente e a sua duração. Nos casos dos raios disparados, a carga estocada está localizada quase que totalmente na nuvem e a forma das correntes são semelhantes a de um circuito RC descarregando. Contudo, um fio bom condutor tem sempre uma auto-indutância que age como um retardo para o crescimento da corrente. Como a corrente corona nos casos de raios naturais demora mais para crescer que a corrente de pulso, podemos supor que isto ocorre porque uma auto-

indutância associada ao canal vai surgindo a medida que o pulso vai percorrendo o trajeto da terra à nuvem.

Para modelar a corrente portanto, vamos considerar o canal como sendo um fio condutor de resistência $R(z)$ e indutância $L(z)$ tendo uma capacidade $C(z)$ distribuídas ao longo do canal. Desta forma podemos interpretar a corrente corona como sendo o resultado da descarga desta capacidade sobre os demais elementos do circuito.

A capacidade do canal é devida às cargas estocadas no envelope corona, submetidas a uma diferença de potencial entre este e o canal. Para uma carga de 1 C/Km depositada num raio de poucos metros a partir do canal principal estima-se que a superfície mais externa tem uma densidade de carga da ordem de $10^{-5} - 10^{-4} C/m^3$, ou seja, “3 a 4 ordens de grandeza maior que os valores do ambiente” [He89].

Para obtermos uma representação de circuitos elétricos que reuna todas as características apresentadas pelo canal indutivo e seu envelope capacitivo vamos representar as cargas armazenadas no envelope corona como um conjunto de capacitores ligados em paralelo ao fio o qual é tratado como um conjunto de indutores e resistores ligados em série, conforme a figura 4.1. Esta representação é apenas uma forma didática de associar ao fenômeno da descarga uma representação operativa do canal e suas vizinhanças, para um posterior tratamento matemático. Este artifício nos permitirá dar um tratamento discreto ao parâmetros elétricos distribuídos ao longo do canal e aplicar o princípio da superposição às soluções obtidas.

Introduzimos um dispositivo D_j , semelhante a um diodo é uma chave S_j , o primeiro para indicar que a corrente flui na direção do canal e o segundo para permitir que os capacitores retenham uma carga q_{0j} até o instante em que o choque de retorno atinja a altura z_j , ocasião em que são ligados, e que permitam uma simulação com circuitos elétricos.

Os ramos horizontais (capacitivos) designaremos por $A_j - B_j$ e os trechos verticais (indutivos) por $B_j - B_{j-k}$ ($k = 0,1,2,3,\dots,j$).

A diferença de potencial entre o ramo capacitivo e o canal chamamos de V_{Tj}

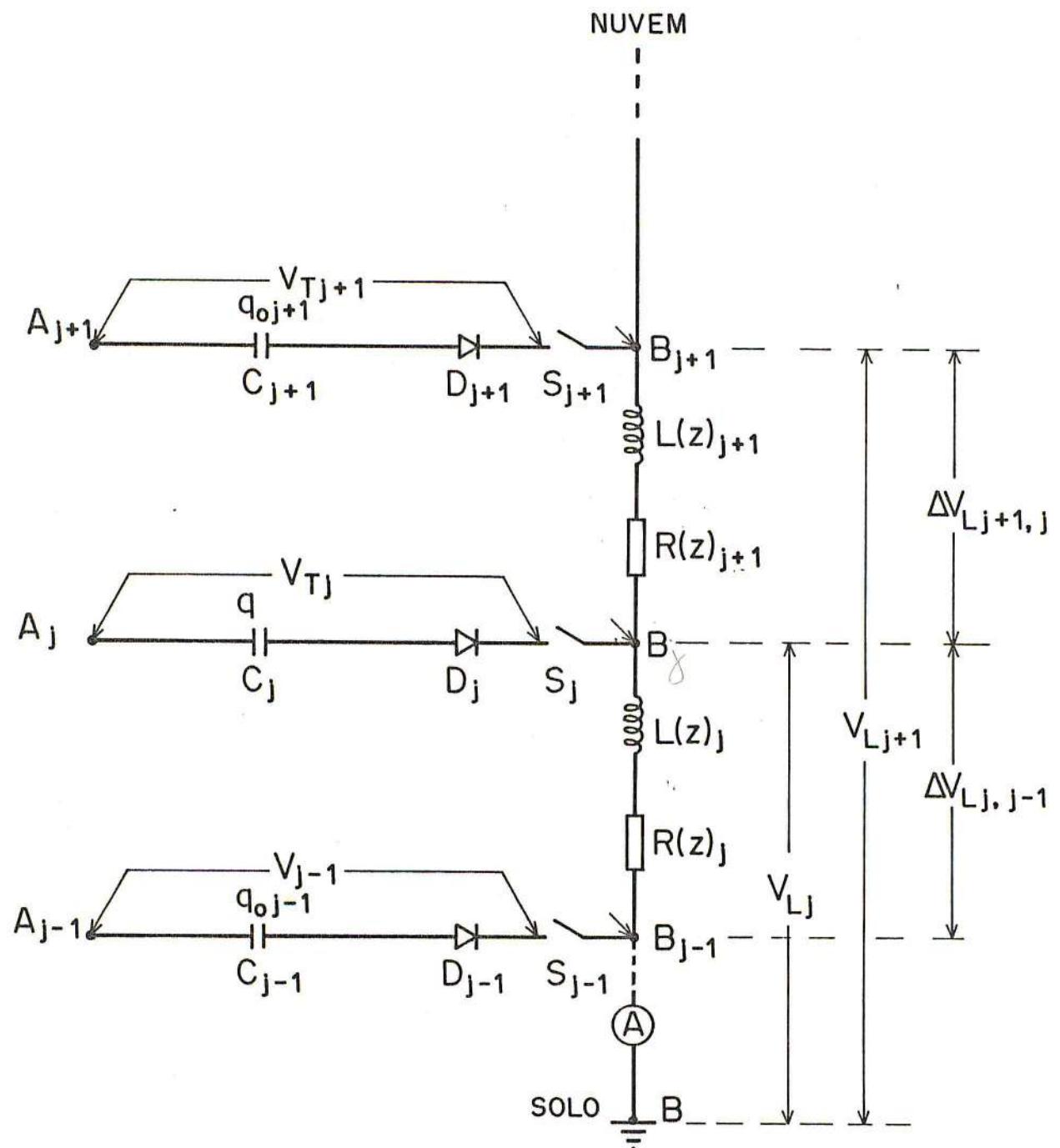


Figura 4.1: Esquema ilustrativo do circuito elétrico associado ao canal principal e suas vizinhanças, mostrando a distribuição das diferenças de potencial e dos “componentes” do circuito. Cada componente caracteriza a natureza física predominante dos processos envolvidos.

e entre o solo e o ramo capacitivo chamamos de V_{Lj} , podendo V_{Tj} ser obtida da expressão de Heckman e Williams ou simplesmente estimada. Quanto a V_{Lj} , é a própria diferença de potencial entre a nuvem e o solo e pode ser obtida pela integração do campo elétrico entre a nuvem e o solo de 0 a z_j . Usualmente o campo longitudinal é significativamente muito mais intenso que o campo transversal em torno do canal [He89].

Para a medição da corrente foi introduzido um amperímetro em $z = 0$, ou seja, na base do canal.

O canal pode ser dividido em n seções, cada seção associada a um índice j e tendo uma equação diferencial também associada a este índice e cuja solução dependa de $C(z)_j$, $L(z)_j$, $R(z)_j$, V_{Tj} , V_{Lj} , podendo contudo $L(z)_j$ e $R(z)_j$ depender de $L(z)_{j-k}$ e $R(z)_{j-k}$, $k = 0, 1, 2, 3, \dots, n$.

Nosso objetivo passa a ser, portanto, obter a corrente corona como soma das soluções destas equações diferenciais para cada seção j , $j = 0, 1, 2, \dots, n$.

A corrente assim obtida depende das características do canal traçado, expressas em termos de $L(z)$, $C(z)$ e $R(z)$ os quais podem também depender de t . De uma maneira geral podemos escrever

$$i(z, t) = i(R(z, t), L(z, t), C(z, t), V_L(z, t), V_T(z, t)) \quad (4.1)$$

4.2 A solução do circuito elétrico proposto.

Tomemos uma seção do canal como sendo o circuito $A_j - B_j - B_{j-1}$. A equação diferencial para este circuito é:

$$L(z)_j \frac{di_c(z, t)}{dt} + R(z)_j i_c(z, t) + \frac{1}{C(z)_j} \int_{t_{0j}}^t i_c(z, \tau) d\tau = V_{Tj} + V_{Lj} \quad (4.2)$$

Na Eq. (4.2)¹ estamos supondo que

$$R(z, t) = R(z)$$

¹Nos parágrafos seguintes alguns índices j serão suprimidos nas expressões matemáticas para facilitar a sua leitura. Estaremos resolvendo mais adiante a equação diferencial associada ao circuito correspondente ao índice j .

$$\begin{aligned} C(z, t) &= C(z) \\ L(z, t) &= L(z) \end{aligned} \quad (4.3)$$

Agora fazendo

$$i_c(z, t) = i_c(t) \quad (4.4)$$

Como um caso particular², e tomando a derivada da equação 4.2 obtemos

$$L(z)_j \frac{d^2 i_c(z, t)}{dt^2} + R(z)_j \frac{di_c(z, t)}{dt} + \frac{1}{C(z)_j} i_c(z, t) = f(t) \quad (4.5)$$

com

$$f(t) = \frac{d[V_{Tj} + V_{Lj}]}{dt} \quad (4.6)$$

cuja solução para $R(z)$, $L(z)$ e $C(z)$ independentes do tempo é:

$$\begin{aligned} i_s(t) &= K_1 \cdot e^{r_1 \cdot t} + K_2 \cdot e^{r_2 \cdot t} + \\ &+ \frac{e^{-r_1 \cdot t}}{L(z) \cdot (r_1 - r_2)} \int_{t_{0j}}^t f(t) e^{-r_1 t} dt + \frac{e^{-r_2 \cdot t}}{L(z) \cdot (r_1 - r_2)} \int_{t_{0j}}^t f(t) e^{-r_2 t} dt \end{aligned} \quad (4.7)$$

onde t_{0j} é o instante em que o circuito $A_j - B_j - B_{j-1}$ é ligado, K_1 e K_2 são constantes que dependem das condições iniciais, r_1 e r_2 são as raízes da equação, valendo:

$$r_1 = - \left[\frac{R(z)}{2L(z)} + \sqrt{\frac{R(z)^2}{4L(z)^2} - \frac{1}{L(z)C(z)}} \right] \quad (4.8)$$

$$r_2 = - \left[\frac{R(z)}{2L(z)} - \sqrt{\frac{R(z)^2}{4L(z)^2} - \frac{1}{L(z)C(z)}} \right] \quad (4.9)$$

²isto quer dizer que estamos buscando soluções para a equação diferencial em que R , L , C variam com a altura, mas variam suavemente no tempo para cada altura. Isto permite considerar a equação 4.2 como tendo coeficientes constantes. Isto equivale à seguinte situação física:

À medida que o canal vai se formando, com a subida do choque de retorno, R , L e C vão se estabelecendo e permanecem praticamente constante no tempo, enquanto a corrente varia mais bruscamente no tempo permanecendo a forma da curva da corrente praticamente a mesma para cada altura.

Estas hipóteses nos permitem obter uma primeira solução bastante simplificada para o problema, mas não são necessárias.

No caso geral pode-se tratar a equação com coeficientes variáveis, mas não é nosso propósito neste trabalho.

com $R(z)$ sendo a resistência do canal mais a resistência de fuga do capacitor.

Na equação 4.7 os dois primeiros termos a direita da igualdade são a solução homogênea e representam a corrente corona. Os dois últimos são a solução particular e representam a corrente de pulso, dependendo da forma de V_T e V_L na equação 4.6.

Supondo que $f(t) = 0$, ou seja, depois que o pulso já tenha passado, podemos obter uma solução homogênea, dadas as seguintes condições iniciais:

$$i_c(0) = 0 \quad (4.10.a)$$

$$\frac{di_c(0)}{dt} = \frac{V_S(z_j)}{L(z_j)} \quad (4.10.b)$$

com $V_S(z_j)$ sendo a voltagem total sobre os elementos indutivos, chegamos a

$$i_c(t) = \frac{\frac{V_S(z)}{L(z)}}{2\sqrt{\frac{R(z)^2}{4L(z)^2} - \frac{1}{L(z)C(z)}}} \cdot [e^{-r_1(t-t_{0j})} - e^{-r_2(t-t_{0j})}] \quad (4.11)$$

ou seja,

$$i_c(t)_j = A(z) [e^{-\alpha(t-t_{0j})} - e^{-\beta(t-t_{0j})}] \quad (4.12)$$

com,

$$A(z) = \frac{\frac{V_S(z)}{L(z)}}{2\sqrt{\frac{R(z)^2}{4L(z)^2} - \frac{1}{L(z)C(z)}}} \quad e \quad (4.13.a)$$

$$\alpha = -r_1 \quad (4.13.b)$$

$$\beta = -r_2 \quad (4.13.c)$$

A equação 4.12 tem a mesma forma da equação 3.13 proposta por Lin, com a diferença de apresentar os coeficientes α e β como dependentes de $R(z)_j$, $C(z)_j$, e $L(z)_j$, e, portanto,

$$A = A(z)_j \quad (4.14.a)$$

$$\alpha = \alpha(z)_j \quad (4.14.b)$$

$$\beta = \beta(z)_j \quad (4.14.c)$$

Para o cálculo da carga neutralizada na seção j obtemos então:

$$q(z)_j = \int_{t_0}^t \left\{ \frac{V_S}{\frac{L(z)}{2\sqrt{\frac{R(z)^2}{4L(z)^2}}} - \frac{1}{L(z)C(z)}} \right\} \cdot [e^{-r_1(t-t_{0j})} - e^{-r_2(t-t_{0j})}] dt \quad (4.15)$$

e entrando com a equação 4.14. obtemos para a carga neutralizada:

$$q(z)_j = A(z)_j \cdot \sqrt{R(z)^2 C(z)^2 - 4L(z)C(z)} \quad (4.16)$$

4.3 Cálculo da corrente corona no solo.

Ao invés de termos um único valor para α e β respectivamente, as equações 4.12, 4.13.a,b, e c, e as equações 4.14.a,b e c nos mostram que estes valores dependem da altura através dos parâmetros elétricos R , L , C , de forma que a corrente total na base deve ser obtida pela soma das correntes que se iniciam numa seção j , portanto a uma altura z_j .

A corrente no solo pode ser obtida pela soma das correntes corona ao longo do canal:

$$i_c(t, 0) = \sum_{j=1}^n i_c(t, z)_j \quad (4.17.a)$$

$$i_c(t, 0) = \sum_{j=1}^n A(z) [e^{-\alpha(t-t_{0j})} - e^{-\beta(t-t_{0j})}] \quad \text{com} \quad (4.17.b)$$

$$t_0 s_j = z_j \cdot [(1/v) + (1/c)] \quad (4.17.c)$$

sendo calculado a partir da Eq 3.14 onde t_{on} foi ignorado devido a sua contribuição ser desprezível para o cálculo dos campos [Nu90], com $R(z) = 0$, ou seja, t_{0s_j} é o instante inicial em que a corrente corona na base do canal começa a aumentar devido a uma fonte de corrente localizada em uma altura z de índice j . Este tempo considera que o pulso do choque de retorno demora $z_j/v \mu s$ para atingir a altura z_j e o pulso da corrente gasta $z_j/c \mu s$ para descer até a base do canal.

As expressões Eq. 4.17a e Eq. 4.17b nos mostram que dentro de uma aproximação linear a corrente corona total é a soma de microcorrentes que se desenvolvem ao longo do canal, o que concorda com o mecanismo de descarga proposto por Lin et al.

Para uma variação suave dos coeficientes $A(z)_j$ face as exponenciais podemos escrever:

$$i_c(t, 0)_j = A(z)_j \sum_{j=1}^n [e^{-\alpha(t-t_{0j})} - e^{-\beta(t-t_{0j})}] \quad (4.18)$$

Esta expressão apresenta pelo menos um máximo para

$$\alpha_j/\beta_j < 1 \quad (j = 0, 1, 2, \dots, n) \quad (4.19)$$

o que ocorre em t satisfazendo a

$$\sum_{j=1}^n \alpha_j \cdot e^{-\alpha(t-t_{0j})} = \sum_{j=1}^n \beta_j \cdot e^{-\beta(t-t_{0j})} \quad (j = 0, 1, 2, \dots, n) \quad (4.20)$$

Na seção 4.5 vamos traçar algumas curvas para a corrente a partir das expressões obtidas nesta seção.

4.4 Avaliação dos parâmetros elétricos associados ao canal principal

Para proceder a uma avaliação dos parâmetros elétricos associados ao canal principal vamos partir das seguintes equações, obtidas na seção anterior:

a) Equação para a carga neutralizada

$$q(z)_j = A(z)_j \cdot \sqrt{R(z)^2 C(z)^2 - 4L(z)C(z)} \quad (4.21.a)$$

$$A(z) = \frac{\frac{V_S(z)}{L(z)}}{2\sqrt{\frac{R(z)^2}{4L(z)^2} - \frac{1}{L(z)C(z)}}} \quad (4.21.b)$$

pois a carga neutralizada pode ser obtida dos dados de campo a partir do registro de $i \times t$;

b) Condição para o cálculo de t para o valor máximo da corona ($i_{c_{\max}}$), t_{\max}

$$\sum_j^n \alpha_j \cdot e^{-a_j(t-t_{0,j})} = \sum \beta_j e^{-\beta_j(t-t_{0,j})} \quad (j = 0, 1, 2, \dots, n) \quad (4.22.a)$$

$$t_{0,j} = z \cdot [(1/v) + (1/c)] \quad (4.22.b)$$

O valor de t_{\max} pode ser também obtido dos dados de campo a partir do registro de $i \times t$;

c) Condição para a existência de máximo

$$\alpha_j / \beta_j = k_j \quad k_j < 1 \quad (j = 0, 1, 2, \dots, n) \quad \text{com} \quad (4.23.a)$$

$$\alpha_j = -r_{1j} \quad (4.23.b)$$

$$\beta_j = -r_{2j} \quad (4.23.c)$$

$$r_1 = - \left[\frac{R(z)}{2L(z)} + \sqrt{\frac{R(z)^2}{4L(z)^2} - \frac{1}{L(z)C(z)}} \right] \quad (4.23.d)$$

$$r_2 = - \left[\frac{R(z)}{2L(z)} - \sqrt{\frac{R(z)^2}{4L(z)^2} - \frac{1}{L(z)C(z)}} \right] \quad (4.23.e)$$

onde k_j passa a ser um parâmetro para análise dos tipos de canais.

Para obtermos uma solução para os três conjuntos de equações vamos supor que na série que calcula i_c , para a obtenção de t_{\max} , apenas os termos em que $t - t_{0,j}$ são próximos de t_{\max} contribuem significativamente, e que para estes valores α e β permanecem praticamente constantes. Isto equivale a dizer que a carga acumulada ao longo do canal está concentrada numa determinada região. Lin assume que as cargas ficam concentradas nas regiões mais baixas do canal [Li80].

Assim, a equação 4.22 fica reduzida a

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\sum_j e^{\beta(t-t_{0,j})}}{\sum_j e^{(-\alpha(t-t_{0,j}))}} \quad (j = 0, 1, 2, \dots, m) \quad (4.24)$$

Agora, supondo que os $t_{0,j} \simeq t_0$, ou seja, variam pouco significativamente de um valor t_0 , obtemos,

$$\alpha/\beta = e^{(\alpha-\beta)(t-t_0)} \quad (4.25)$$

de onde obtemos finalmente

$$t = t_0 + \ln[\alpha/(\beta)]^{1/(\alpha-\beta)} \quad (4.26)$$

Colocando $\alpha/\beta = k$, esta expressão produz para β , quando $t_{\max} - t_0 = 15 \mu s$, a curva da figura 5.6.

Entrando com a equação 4.21b na equação 4.21a obtemos

$$q_j = V_{S_j} \cdot C_j \quad (4.27)$$

Quando $t < 0$, ou seja, antes de o choque de retorno atingir a altura z_j , $V_{S_j} = V_{T_j}$. Para estimar a capacidade em torno do canal, vamos supor uma carga de $1C$ ao longo de todo o canal e $V_{S_j} \simeq 10^6 V$, o qual esta sendo estimado pelo valor máximo do campo elétrico por ocasião do início do choque de retorno, que é da ordem de $10^5 - 10^6 V/m$. A capacidade pode ser estimada a partir da equação 4.27 $C_j = 10^{-6} F$, o que significa para um canal de 3 Km uma estimativa de uma densidade de cargas de $3.33 \times 10^{-4} C/m$, para um canal de 3 Km. Depois que o choque de retorno atinge a altura z_j , o circuito é descarregado sob um potencial V_{L_j} da ordem de $10^6 V$, supondo um envelope corona de 1 m de raio.

As expressões 4.23. nos fornecem

$$R.C = [(k+1)/k].(1/\beta) \quad (4.28.a)$$

$$R/L = \beta.(k+1) \quad (4.28.b)$$

Como $k = \alpha/\beta$ para um dado valor de $t_{0,j}$, as equações 4.28.a, 4.28.b nos permitem encontrar os valores dos pares $R.C$ e R/L , e, a partir da estimativa da capacidade C , encontrar os valores de R e L .

Para $k = 0.03$; $\beta = 0.241$ e $\alpha = 7,23 \times 10^{-3}$ obtemos $R = 1.42 \times 10^2$ ohm e $L = 5.74 \times 10^{-4} H$.

Valores de parâmetros elétricos para diversas curvas da corrente corona estão lançados nas legendas das figuras do próximo capítulo, onde todos os resultados serão discutidos.

Capítulo 5

Discussão dos resultados e conclusão

5.1 Discussão sobre o cálculo da corrente corona.

A forma das curvas obtidas para a corrente corona depende dos valores de α e β que são as raízes da solução homogênea da equação Eq 4.2 e dependem dos valores de $R(z)$, $L(z)$ e $C(z)$. Num raio natural é impossível prever estes valores e determinar a forma temporal da corrente. Na prática, só dispomos das curvas da corrente para um determinado raio após o fenômeno ocorrer, de maneira que é a partir do registro desses dados que pretendemos analisar as características elétricas do canal por onde fluiu a corrente.

No capítulo quatro utilizamos um artifício de modelar o canal a partir de circuitos discretos o que nos permitiu dar um tratamento discreto aos parâmetros elétricos distribuídos ao longo do canal e aplicar o princípio da superposição as soluções obtidas.

Assim, a solução para a corrente corona total medida no solo é a equação 4.17.a considerando a equação 4.17c, ou seja, é a soma de todas as correntes corona ao longo do canal, desde o instante inicial em que ela começa a ser medida no solo, $t_0 s_j$, até o instante em que todo o envelope corona esteja completamente descarregado.

Contudo, a aplicação rigorosa da equação 4.17a já requer o conhecimento da

variação dos parâmetros $R(z)$, $L(z)$ e $C(z)$ com a altura, mesmo em pequenos trechos discretos, o que torna o problema de medir a corrente corona total mais complexo.

Para contornarmos esta dificuldade inicial procuramos encontrar um conjunto de valores para α e β cujo valor de pico fosse centrado em $15 \mu s$ (valor tirado do registro da corrente obtido por Lin, figura Fi 3.4), e escolher um valor para β , e α que reproduzisse uma forma de corrente semelhante a obtida por Lin. Para a figura Fi 5.3 fizemos $k = 0.03$ e, determinamos $\beta = 0.241 \mu s^{-1}$ e depois o valor de $\alpha = k\beta = 0.00723$. A curva se assemelha à utilizada por Lin para ajuste dos dados mas com outros parâmetros α e β . O valor de pico, $i_{c_{\max}} = A(z) \times 0.8703$ vale $6.484 \times 10^{+3}$ em acordo com os valores obtidos por Lin. Para a figura Fi 5.1 fizemos $k = 0.4$ e, determinamos $\beta = 0.1018 \mu s^{-1}$, utilizando a equação 4.25

Este procedimento equivale a supor toda a carga concentrada numa determinada região e gerando uma corrente corona que atinge o amperímetro na base do canal praticamente ao mesmo tempo, ou seja, um único capacitor descarregando, o que não corresponde à realidade. Entretanto este procedimento nos permite encontrar estimativas iniciais para os valores de α e β , e, portanto, dos valores dos produtos $R.C$, $R.L$ ou $L.C$. Se, por algum método pudermos avaliar um destes parâmetros os outros dois ficam determinados. Para $k = 0.03$ e estimando $C = 10^{-6} F$, obtivemos os valores $R = 1.425 \times 10^{+2} \Omega$ e $L = 5.741 \times 10^{-4} H$.

As curvas mostradas nas figuras Fi 5.2 e Fi 5.3 equivalem a duas outras escolhas para os parâmetros α e β , conforme pode-se ver na legenda das mesmas, pelos expoentes das exponenciais, correspondendo a duas situações distintas da anterior. Uma análise dos valores de R , L e C confirmam este fato.

Para $k = 0.4$ o valor da corrente de pico fica superestimado, sendo cerca de 10 vezes o maior valor da corrente de pulso apresentado no capítulo 2, Fi 2.13 choque 6015 T_2 , e cerca de 30 vezes o valor de pico da corrente corona do choque 6016 T_2 , que já são situações extremas com uma probabilidade de ocorrência abaixo de 2% (Fi 2.15).

Para uma escolha de $k = 0.1$, o valor de pico calculado para a corrente corona é $i_{c_{\max}} = 1.320 \times 10^4 A$ e os valores calculados de $R = 6.449 \times 10^1 \Omega$, e $L = 3.438 \times 10^{-4} H$,

para uma estimativa de $C = 10^{-6}$. Apesar de $i_{c_{\max}}$ estar uma ordem de grandeza acima dos valores apresentados por Lin, sendo também uma ocorrência de baixa probabilidade, os valores de R e L são da mesma ordem de grandeza que os valores para $k = 0.03$.

Ocorrências com $k \simeq 0$ ou $k \simeq 1$ representam situações limites e sem sentido físico, contudo, pode-se analizar casos em que k tenda para estes valores e obter algumas conclusões sobre as características elétricas do canal principal, próximo a esses limites.

5.2 Análise das características do canal a partir de uma escolha para o valor de k e β , respectivamente.

A curva da figura 5.7 foi elaborada a partir dos valores de $k = \alpha/\beta$, tal que $0 < k < 1$ (eixo das abscissas) e β (eixo das ordenadas), de forma que a partir da escolha de um valor de k pode-se determinar o valor de β através da equação 4.26. Uma escolha para $k \simeq 0$ equivale a fazer $\alpha \ll \beta$, e, reciprocamente, adotando $k \simeq 1$ têm-se $\alpha \simeq \beta$.

Vamos analisar inicialmente a situação em que $k \simeq 0$, por exemplo, para $k = 4 \times 10^{-7}$ temos $\beta = .98$ e $\alpha = 3.92 \times 10^{-7}$. A curva obtida para a corrente corona está mostrada na figura Fi 5.4. Ela é semelhante a uma das curvas da figura Fi. 2.14. Uma corrente corona com esta forma fará com que a corrente se prolongue por um tempo maior (antes de voltar aos níveis da corrente uniforme), após a passagem do pulso. Do ponto de vista de circuitos elétricos, indica a formação de um canal em que $[L(z).C(z)]^{-1} \simeq 0$, significando que o canal fica altamente indutivo após a passagem do pulso, e que o envelope corona tem uma capacidade muito grande de estocagem de cargas ao longo do canal. Para este valor de k , com um pico para a corrente corona centrado em $15 \mu s$ a indutância calculada a partir da estimativa de $C = 10^{-6} F$ vale $L = 2.603 H$ com um valor de pico para a corrente corona de $i_{c_{\max}} = 3.920 \times 10^{-1} A$, o que são evidências de um canal altamente indutivo, ou seja, sobre um indutor a voltagem se estabelece instantaneamente à passagem de um pulso

enquanto que a corrente cresce lentamente. O que vai determinar a intensidade total da corrente corona é o tempo que o “círculo” gasta para descarregar completamente as cargas estocadas.

A outra situação limite é quando k tende para 1. Um caso típico seria $k = 0.98$ e $\beta = 0.067$ cuja curva para a corrente corona está mostrada na figura Fi 5.5. Observa-se um valor de pico muito pequeno $i_{c_{\max}} = 3.528 \times 10^1 A$, seguido por uma queda abrupta, indicando que a corrente total volta ao seu valor da corrente uniforme rapidamente. Esta curva, do ponto de vista de circuitos elétricos sugere a resposta de um circuito RC. Uma curva deste tipo pode significar um canal pequeno e mais capacitivo que indutivo, com $4.(L/R)^2$ tendendo para o valor de $C = 10^{-6}$ nas equações 4.23.d e 4.23.e, fazendo com que o radicando tenda para 0. Os valores encontrados para R e L , respectivamente $3.016 \times 10^1 \Omega$ e 2.273×10^{-4} estão dentro da faixa dos valores calculados para os casos anteriores.

A análise destes casos dá uma idéia do que é considerar o canal principal como um único circuito isolado, contudo, como já discutimos antes, tal fato não corresponde à realidade, pois as cargas se distribuem ao longo do canal. Nos raios disparados artificialmente as curvas para a corrente total são semelhantes, quanto à forma, às curvas obtidas por nós, ou seja, têm o mesmo aspecto das curvas por nós calculadas (círculo RLC descarregando), o que significa dizer que nestes casos as descargas podem ser devidas a cargas concentradas em uma região pouco extensa do espaço (possivelmente a base da nuvem), com a diferença de que se aproximam mais de pulsos do que de corona $(t - t_{0,j}) < 5\mu s$. Uma possível explicação para esta particularidade é que o envelope corona é pouco carregado, o que já foi comentado anteriormente.

Para ilustrar a aplicação da equação 4.18., fizemos a suposição de que o canal tinha o comprimento de 3 Km e dividimos a região onde se localizam as cargas em 20 seções e arbitramos uma variação linear com a altura, para os parâmetros α e β , mas mantendo $k = \alpha/\beta = 0.1$ constante, para uma velocidade de subida do choque de retorno de $1.5 \times 10^8 m/s$ e $c = 3.0 \times 10^8 m/s$ na equação 4.18.. Tomamos o valor inicial para $\alpha_i = 0.01$ e para $\beta_i = 0.1$ e computamos a corrente nos primeiros 30

μ s, sem restrições quanto ao tempo em que a corrente atingiria o seu máximo. A figura 5.7 apresenta o resultado deste cálculo, em boa concordância com os dados da figura Fi 2.14, no tocante ao fato de que em ambos os casos, dados experimentais e curva calculada temos pulsos e não corona. No caso dos dados experimentais trata-se de uma situação especial provavelmente sem envelope corona, o que já foi discutido anteriormente no capítulo 4, e no caso dos valores por nós calculados deve-se a existência de valores muito grandes para α e β na série que calcula a corrente corona, fazendo com que a curva apresente um pico muito acentuado no início, suplantando as demais componentes da corrente corona. O algoritmo montado para a realização dos cálculos não foi ainda explorado em todas as suas potencialidades. Por exemplo, para o cálculo da corrente corona com um canal dividido em seções menores devemos fazer

$$R_j = R_{j-1} + \frac{\partial R}{\partial z} \cdot \Delta z$$

$$C_j = C_{j-1} + \frac{\partial C}{\partial z} \cdot \Delta z$$

$$L_j = L_{j-1} + \frac{\partial L}{\partial z} \cdot \Delta z$$

e calcular os valores de α e β , a partir das equações 4.8 e 4.9, para uma estimativa inicial dos valores de $R(z)$, $L(z)$ e $C(z)$.

5.3 Conclusão

A pesquisa dos parâmetros α e β como dependentes dos parâmetros elétricos R , L , e C , associados ao canal principal, nos levou a construção de um modelo de circuitos elétricos descrito por uma equação diferencial cujas raízes se relacionam aos parâmetros α e β expressas como função de R , L e C . As curvas por nós calculadas a partir de vários valores de α e β apresentam a mesma forma das curvas obtidas por Lin ($k = 0.03$, Fi 5.3), com valores de pico para a corrente corona dentro da mesma ordem de grandeza dos valores observados por Lin ($k = 0.03$, Fi 5.3) e valores extrapolando esta ordem de grandeza ($k = 0.4$ Fi 5.1 e $k = 0.1$ Fi 5.2). Os valores obtidos apontam para um valor da resistência do canal em torno de

100Ω e uma indutância em torno de 10^{-4} , ou menos, para uma estimativa de uma capacidade de $10^{-6}F$.

O objetivo principal do trabalho que era gerar uma maneira de calcular a corrente que permitisse uma descrição do canal em termos de suas características elétricas foi atingido, gerando uma estimativa inicial dos parâmetros R , L e C .

Não nos estendemos em uma procura de como α e β devem variar com a altura ou mesmo de valores iniciais que reproduzissem corretamente a corrente corona porque acreditamos que é mais importante investigar a dependência de R , L e C com a altura ao longo do canal. Este é um tema para ser desenvolvido em trabalhos posteriores.

Finalmente, a metodologia desenvolvida para o cálculo da corrente corona aponta para a possibilidade de uma simulação numérica das correntes geradas pelos choques de retorno, pela solução da equação por nós proposta para a descrição da dinâmica das correntes no canal principal, a partir de várias distribuições dos parâmetros R , L e C ao longo do canal. O critério para a escolha das distribuições desses parâmetros (R , L e C) é o confronto entre a distribuição de correntes obtidas e outros parâmetros estatísticos (como os listados na figura Fi 2.15), e a distribuição observada experimentalmente (Fi 2.15).

Assim, os parâmetros α e β , anteriormente arbitrados por Lin, podem ser estabelecidos a partir de uma descrição do canal em termos dos parâmetros R , L e C associados ao canal.

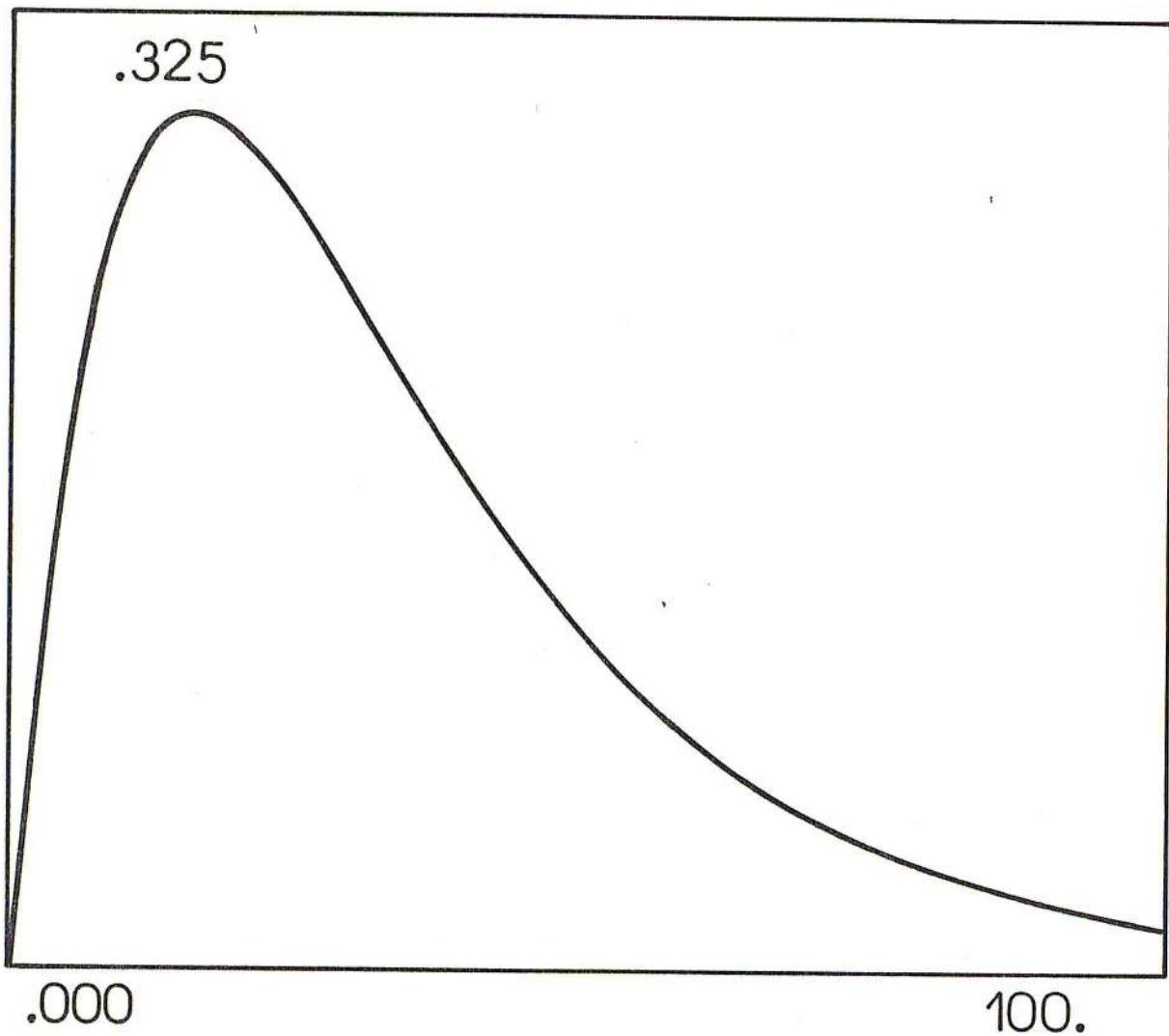


Figura 5.1: Curva para a corrente corona calculada com $k = 0.4$ e $\beta = 0.1018$. O valor de $A(z)$ vale $6.785 \times 10^7 \text{ A}$ e o valor de pico é $2.205 \times 10^7 \text{ A}$. $y = i_c/A(z)$ com $A(z)=\text{constante}$. O tempo medido em $\mu \text{ s}$ e β em $\mu \text{ s}^{-1}$. Os valores de R , L , C são respectivamente 34.380Ω , $2.412 \times 10^{-7} \text{ H}$ e 10^{-6} F

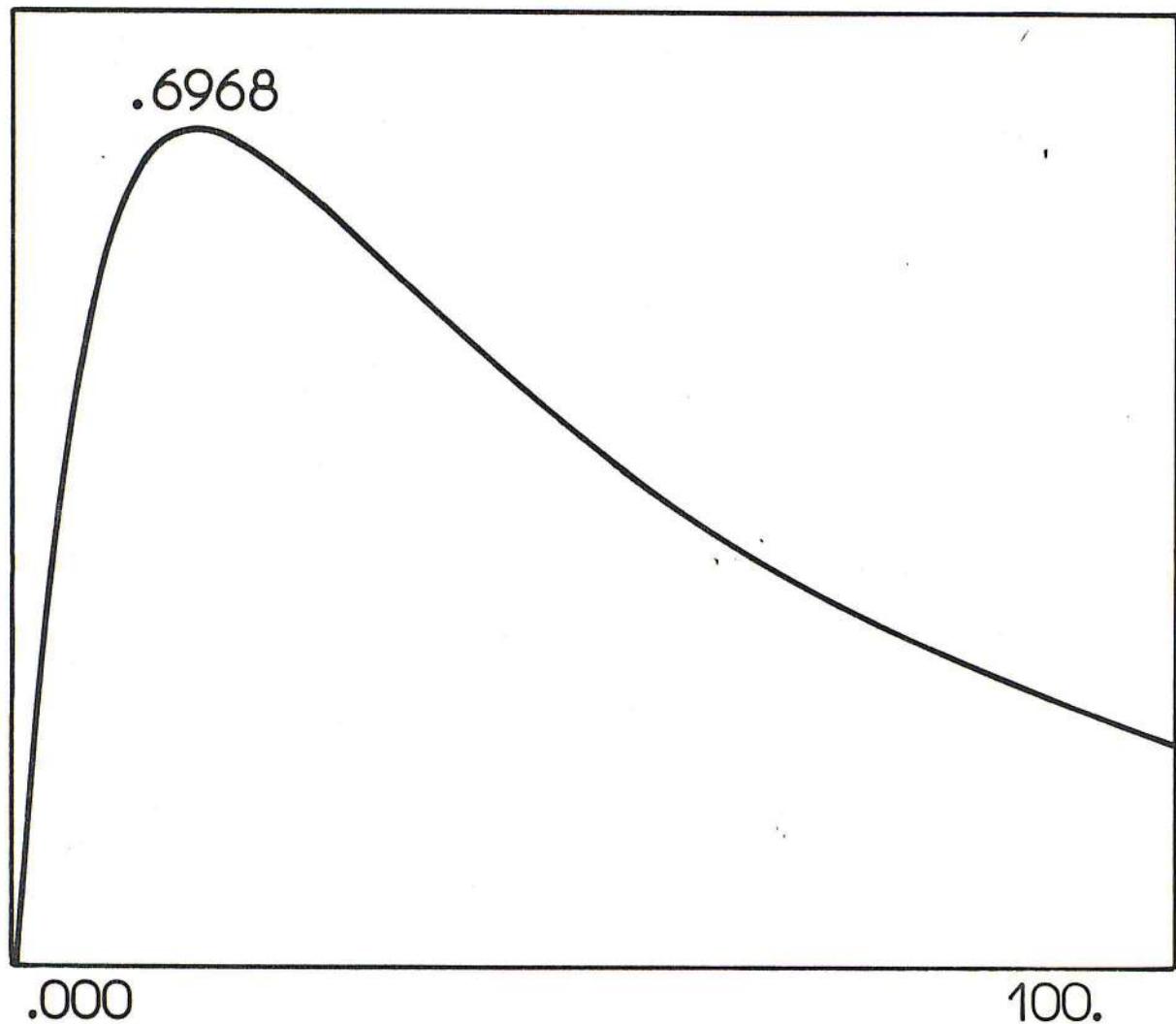


Figura 5.2: Curva para corrente corona com $k = 0.1$, $\alpha = 0.01705$ e $\beta = 0.17056$ $y = i_c/A(z)$. O tempo é medido em μs e k e β em μs^{-1} . O valor de $A(z)$ é $1.895 \times 10^7 A$ considerado constante. O valor de pico é $1.320 \times 10^4 A$. Os valores de R, L, C são respectivamente $6.449 \times 10^1 \Omega$, $3.438 \times 10^{-4} H$ e $10^{-6} F$.

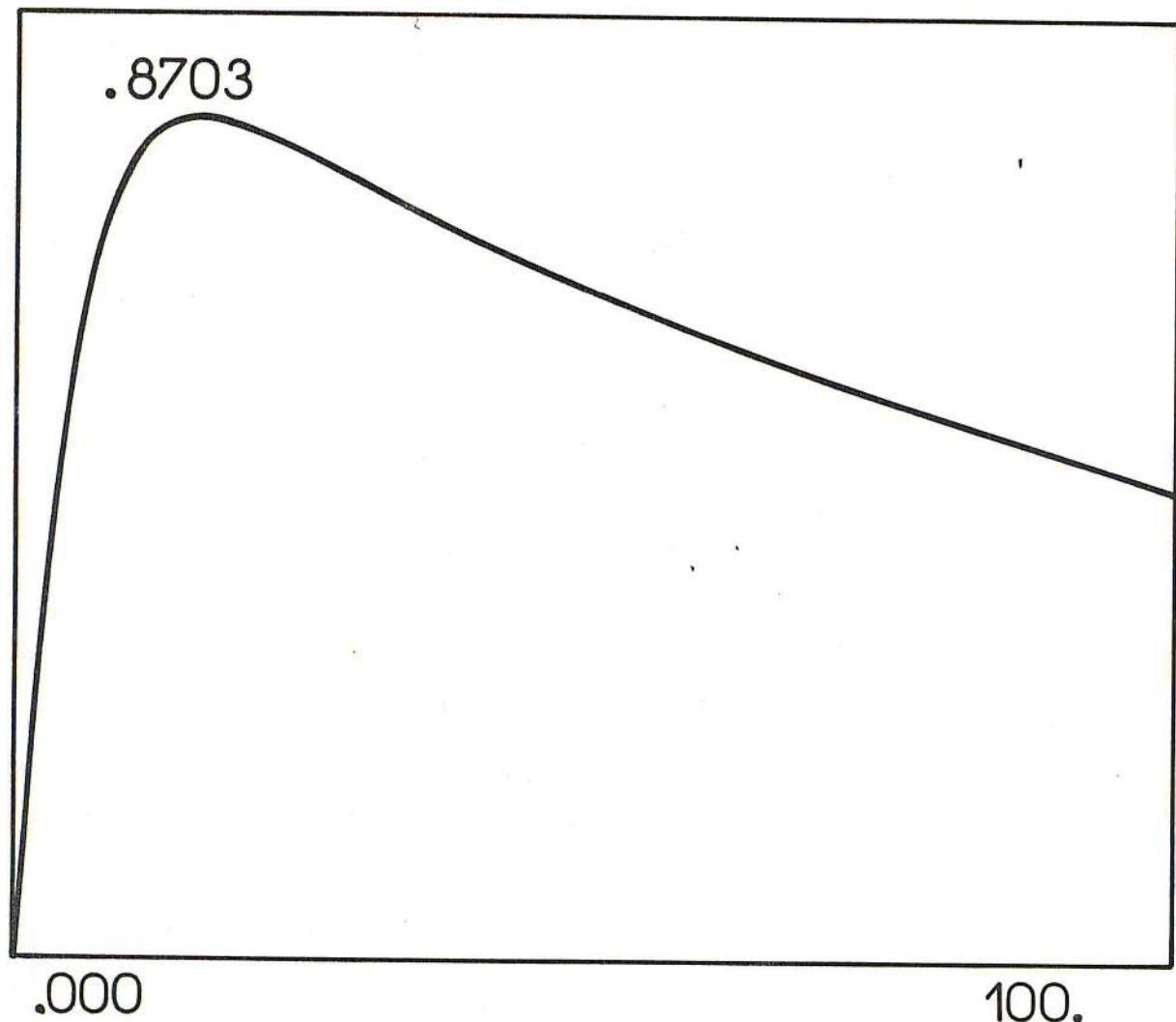


Figura 5.3: Curva para a corrente corona com $k = 0.03$, $\beta = 0.241$ e $\alpha = 0.00723$ $y = i_c/A(z)$. O tempo é medido em μs e β e α em μs^{-1} . O valor de $A(z)$ é $7.45 \times 10^3 A$. Os valores de R, L, C são respectivamente $1.425 \times 10^2 \Omega$, $5.741 \times 10^{-4} H$ e $10^{-6} F$.

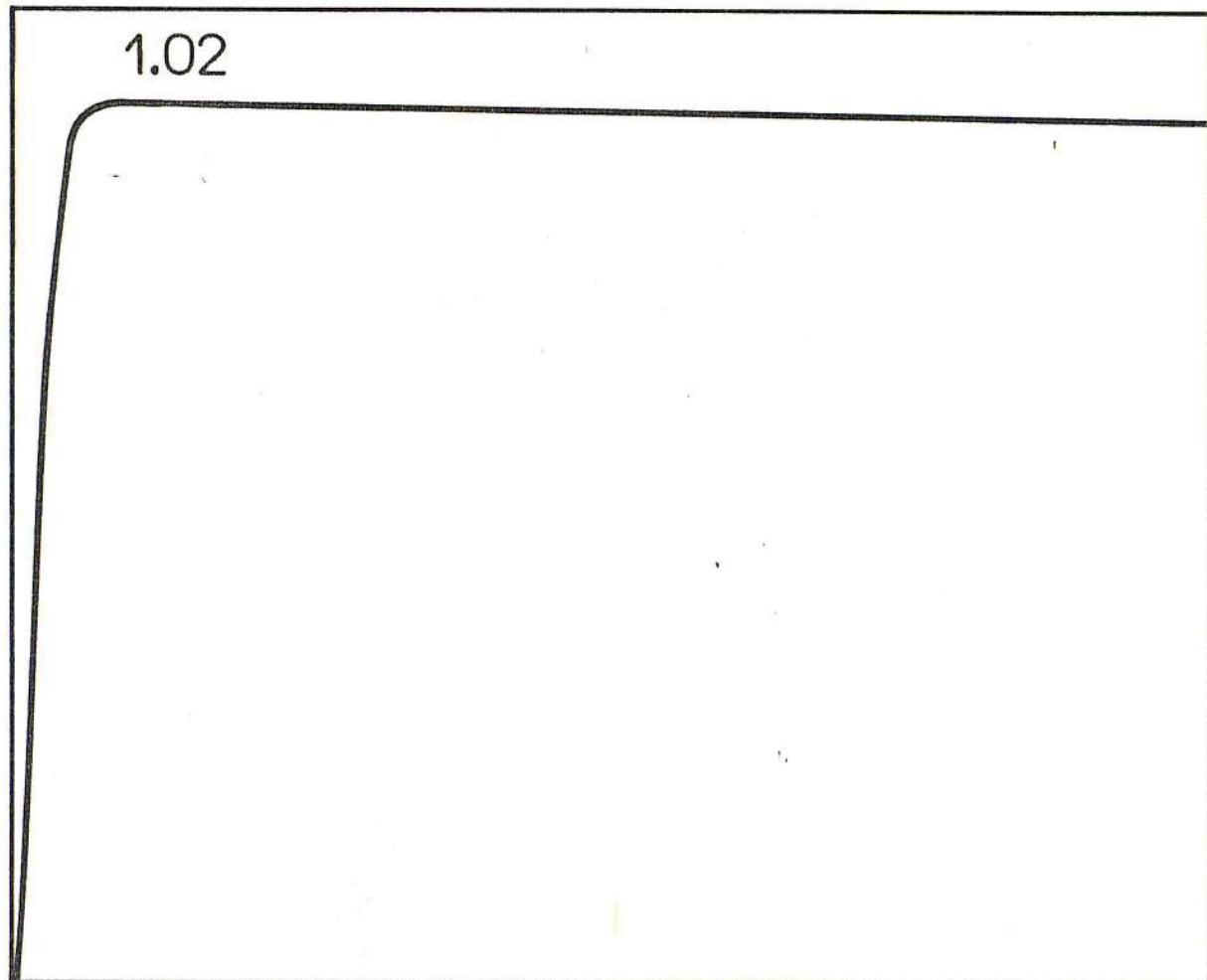


Figura 5.4: Curva para a corrente corona com $k = 4 \times 10^{-7}$ e $\beta = 0.98$.
 $y = e^{(-3.92 \times 10^{-7} t)} e^{-0.98 t}; A(z) = 3.920 \times 10^{-1} A$;
 $i_{c_{\max}} = 3.920 \times 10^{-1} A$; $R = 2.551 \times 10^6 \Omega$; $L = 2.603 \times 10^0 H$; $C = 10^{-6} F$.

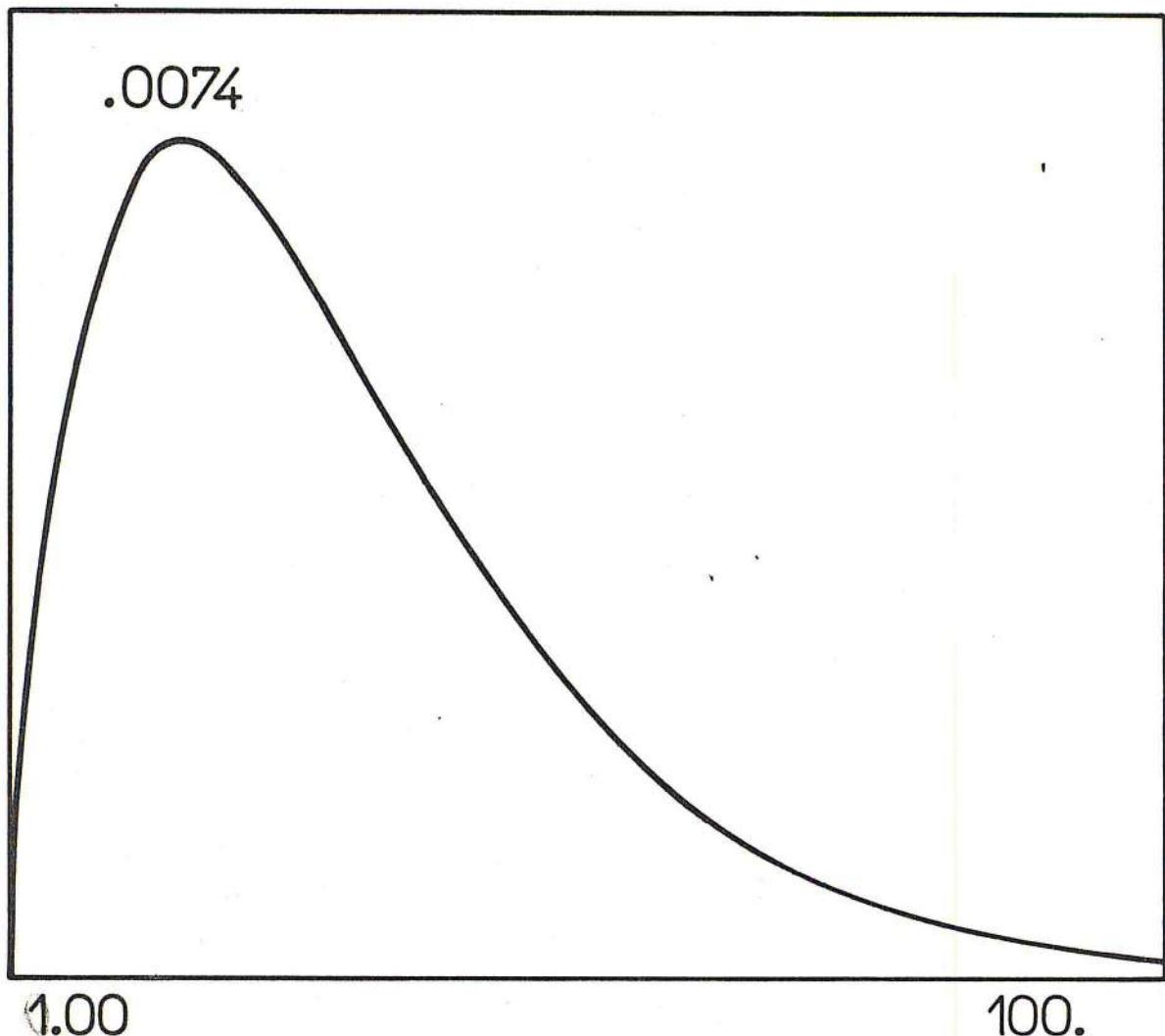


Figura 5.5: Curva para a corrente corona com $k = 0.98$ e $\beta = 0.067$.
 $y = e^{(-0.0657t)} - e^{(-0.067t)}A(z) = 4.9 \times 10^3 A$; $i_{c_{\max}} = 2.205 \times 10^1 A$; $R = 3.016 \times 10^1 \Omega$; $L = 2.273 \times 10^{-4} H$; $C = 10^{-6} F$.

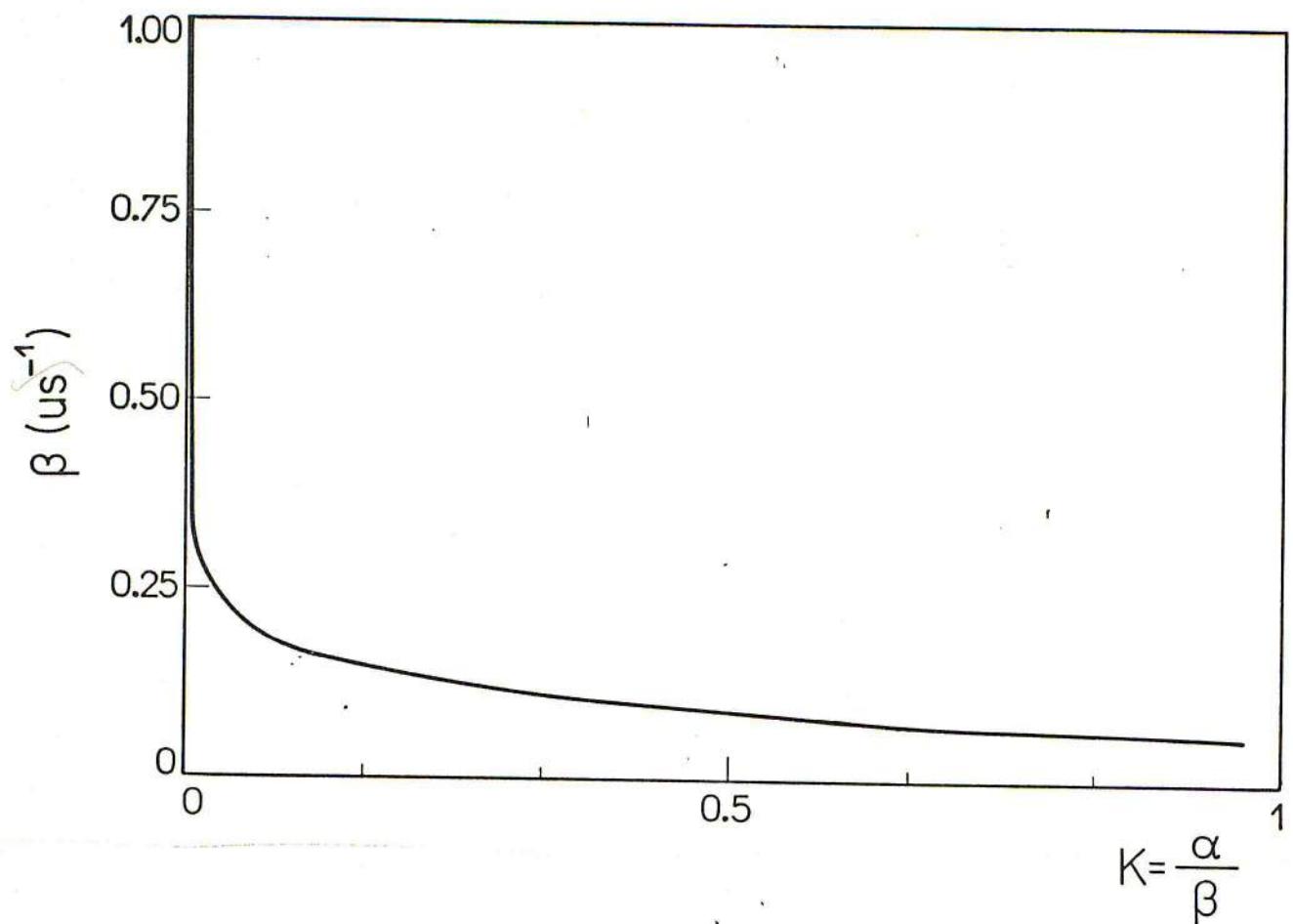


Figura 5.6: Curva da função $\beta = \ln(k)/(15*(k - 1))$. Os valores de α e β calculados a partir desta função têm um máximo em $15\mu s$.

CORRENTE CORONA

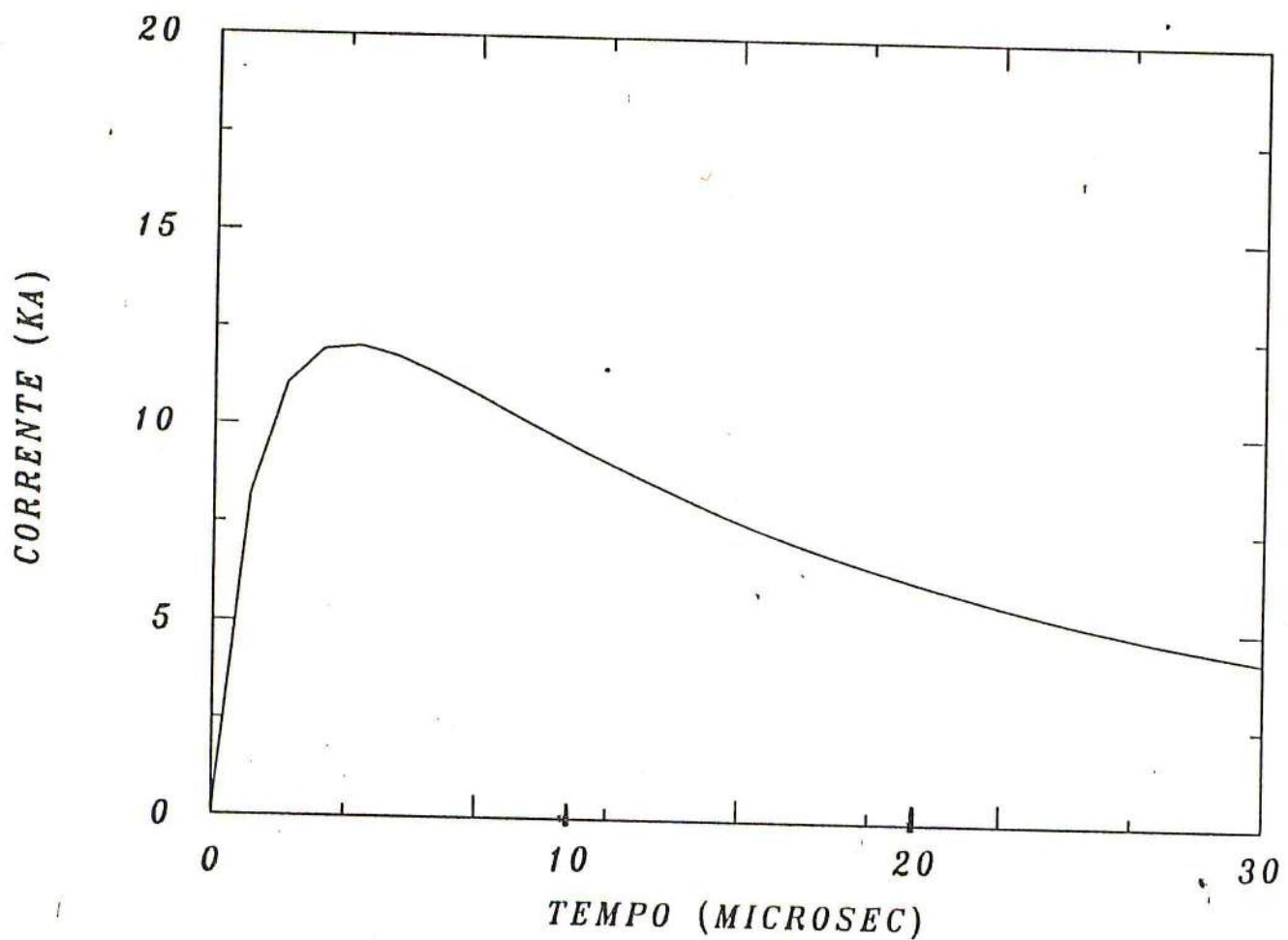


Figura 5.7: Curva obtida para a corrente por variação linear para os parâmetros α e β , num intervalo de $30\mu s$, com o canal dividido em 20 seções. O valor de $t_{0,j}$ não foi fixado em um valor único para todas as curvas. Os valores iniciais foram superestimados e a corrente representada parece ser devido a um pulso e não uma corona, como no caso dos raios disparados artificialmente.

Bibliografia

- [Be67] Berger, K., Novel Observations on Lightning Discharges: Results of Research on Mount San Salvatore, **Journal of Franklin Institute**, **283**, 6, 479-525, 1967.
- [Be75] Berger, K., R. B. Anderson, e H. Kroninger, Parameters of Lightning Flashes, **Electra (CIGRÉ)**, **41**, 23-37, 1975.
- [Ce91] Cernak, M., T. Hosokawa, Complex Form of Current Pulses in Negative Corona Discharges, **Physical Review A**, **43**, 2, 1107-1109, 1991.
- [Co92] Cooray, V., Horizontal Fields Generated by Return Strokes, **Radio Science**, **27**, 4, 529-537, 1992.
- [De64] Dennis, A. S., e E. T. Pierce, The Return Stroke of Lightning Flash to Earth As a Source of VLF Atmospherics, **Radio Science (Journal of Research NBS/USNC-URSI)**, **68D**, 7, 777-794, 1964.
- [Do84] Dordrecht, D. R., Radiation in a Cloudy Atmosphere, Atmospheric Science Library, Ed. by E. M. Feigelson, 17-31, 1984.
- [Fr47] Frenkel, J., Atmospheric Eletricity and Linghtning, **Journal of the Franklin Institute**, **243**, 287-307, 1947.
- [Go77] Golde, R. H., Lightning Protection, Academic Press, London New York SanFrancisco, 1977.
- [He79] Heilbron, J. L., Eletricity in the 17th and 18th Centuries, University of California Press, Berkeley, Los Angeles, London, 1979.
- [Hu61] Hudson, G. G., L. B. Loeb, Streamer Mechanism and Main Stroke in the Filamentary Spark Breakdown in Air as Revealed by Photomultipliers and Fast Oscilloscopic Tecnicas, **Physical Review**, **123**, 1, 29-50, 1961.
- [Ja91-a] Jayaratne, E. R., e C. P. R. Saunders, Thunderstorm Eletrification: Charges

- on Vapour Grown Ice Crystals, **Atmospheric Research**, **26**, 159-163, 1991.
- [Ja91-b] Jayaratne, E. R., Charge Separation During the Impact of Sand on Ice and Its Relevance to Theories of Thunderstorm Eletrification, **Atmospheric Research**, **26**, 407-424, 1991.
- [Ke90] Keith, W. D., C. P. R. Saunders, Further Laboratory Studies of the Charging of Graupel During Ice Crystal Interactions, **Atmospheric Research**, **25**, 445-464, 1990.
- [Le89] Le Vine, D. M, J. C. Willet, e J. C. Bailey, Comparison of Fast Eletric Field Changes From Subsequent Return Strokes of Natural and Triggered Lightning, **Journal of Geophysical Research**, **94**, D11, 13.259-13.265, 1989.
- [Li77] Lin, Y. T., M. A. Uman e R. B. Standler, Lightning Return Stroke Models, **Journal of Geophysical Research**, **85**, C3, 1571- 1583, 1980.
- [Ma57] Mason, B. J., The Physics of Cloud, Clarendon Press, Oxford, 1957.
- [Ma67] Malan, D. J., Physics of the Thunderstorm Eletric Circuit, **Journal of Franklin Institute**, **283**, **6**, 526-539, 1967.
- [Ma83] Master, M. J., e M. A. Uman, Transient Eletric and Magnetic Fields Associated with Establishing a Finite Eletrostatic Dipole, **Am. J. Phys.**, **51**, (2), 118-126, 1983.
- [Mc44] McCann, G.D., The Measuremente of Lightning Current in Direct Strokes, **AIEE Transactions**, **63**, 1157-1164, 1944.
- [Me40] Meek, J. M., A Theory of Spark Discharge, **Physical Review**, **57**, 722-728, 1940.
- [Ni84] Niemeyer, L., L. Pietronero, e H.J. Weismann, Fractal Dimension of Dielectric Breakdown, **Physical Review Letters**, **52**, **12**, 1033-1036, 1984.
- [Nu90] Nucci, C. A., G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, e C. Mazzetti, Lightning Return Stroke Current Models With Specified Channel-Base Current: A Review and Comparison, **Journal of Geophysical Research**, **95**, D12, 20.395-20408,1990.
- [Pi55a] Pierce, E. T., Eletrostatic Field-changes Due to Lightning Discharges, **Quart. J. Roy. Meteorol Soc**, **81**, 211- 228,1955.

- [Pi55b] Pierce, E. T., The Development of Lightning Discharges, *Quart. J. Roy. Meteorol Soc*, **81**, 229-240, 1955.
- [Pi60] Pierce, E. T., Atmospheric from Lightning Flashes with Multiple Strokes, *Journal of Geophysical Research*, **65**, 7, 1867- 1871, 1960.
- [Pi89] Pinto, I. R. C. A., O. Pinto, Jr., e W. D. Gonzalez, Some Aspects of Stratospheric Electric Fields Due to a Constant Convection Current Density-Charge Model of Cloud Structure, *Journal of Geophysical Research*, **94**, D7, 9979-9982, 1989.
- [Pr77] Price, G. H., e E.T. Pierce, The modeling of channel current in the lightning return stroke, *Radio Science*, **12**, 381- 388, 1977.
- [Ra66] Rao, M., e H. Bhattacharya, Lateral Corona Currents from the Return Stroke Channel and the Slow Field Change after the Return Stroke in a Lightning Discharge, *Journal of Geophysical Research*, **71**, 11, 2811-2814, 1966.
- [Sc53] Schonland, B. F. J., Atmospheric Electricity, Ed. Methuen & Co. Ltd, London, John Wiley & Sons Inc New York, 1953
- [Si40] Simpson, G. e Robinson G. D., The Distribution of Electricity in Thunderclouds, II, *Proc. of the Royal Society of London*, **177 A**, 281-329, 1941.
- [Si82] Sigmond, R. S., e Goldman, M., Corona Discharge Physics and Applications, Proceedings of NATO Advanced Study Institute on Electrical Breakdown and Discharges in Gases France 1981, Plenum Press, New York, 1983.
- [Sm39] Smythe, W. R., Static and Dynamic Electricity, McGraw-Hill Book Company Inc., New York, London, 1939.
- [Um87] Uman, M. A.: The Lightning Discharge, Academic Press, Inc., London, 1987.
- [Um75] Uman, M. A., D. K. McLain, e E. P. Krider, The Electromagnetic Radiation from a Finite Antenna, *Am. J. Phys.*, **43**, 33-38, 1975.
- [Va64] Valkenburg, M. E. V., Network Analysis, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, N. J., 1964.
- [Wa67] Wagner, C. F., Lightning and Transmission Lines, *Journal of Franklin Institute*, **283**, 6, 558-594, 1967.
- [Wa69] Warner, J. The Microstructure of Cumulus Cloud. Part I. General Features

of the Droplet Spectrum, **Journal of Atmospheric Sciences**, **26**, 1049-1059, 1969.

[Wi89] Williams, E. R., The Tripole Structure of Thunderstorms, **Journal of Geophysical Research**, **94**, D11, 13.151-13.167, 1989.

[Wi89a] Willet J. C., J. C. Bailey, V. P. Idone, A. Eybert- Berard, e L. Barret, Submicrosecond Intercomparison of Radiation Fields and Currents in Triggered Lightning Return Strokes Based on the Transmission-Line Model, **Journal of Geophysical Research**, **94**, D11, 13.275-13.286, 1989.

[Wo67] Workman, E. J., The Production of Thunderstorm Eletricity, **Journal of Franklin Institute**, **283**, 6, 540-557, 1967.