

Ministério da Ciência e Tecnologia
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
Serviço de Pós-Graduação
Curso de Geofísica Espacial

Modelagem da Corrente de Descarga
e Cálculo dos Campos Eletromagnéticos

Aluno: Moacir Lacerda

Monografia referente ao Exame Integrado
do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial

INPE
Agosto de 1995
São José dos Campos - SP



Inesquecível fim de tarde...
Janaina e Ícaro e Silmara em tremenda algazarra...
registraram num instante mágico...
Um...dois... três... quatro... cinco... seis... sete...
LUZ... Cabrum!... Luminosa explosão...
Casamento de Céu e Terra...
Constelações de vagalumes...
Míriades de pontos luminosos...

Agradecimentos

A Maria do Socorro Santos, companheira e amiga, pelo estímulo,
a Janaína Gama Lacerda, Ícaro Gama Lacerda, Silmara Santos Carvalho, pela fotografia, e
pelos momentos juntos,
a Anahi Santos, Adressa Santos Carvalho e Tiago Santos, e Pedrinho pelos momentos
juntos,
e a Odim Mendes Jr. pelo auxílio na editoração,
sem os quais esse trabalho não teria sido realizado.

Resumo:

Essa monografia apresenta alguns aspectos históricos ligados a pesquisa de relâmpagos, descrevendo de maneira sucinta os mecanismos de eletrização das nuvens cumulonimbus e o mecanismo de descarga para relâmpagos negativos descendentes. Descreve a técnica de medida de correntes em torre e de medidas de campo elétrico com o "Field Mill". São apresentadas as expressões para os campos próximos e distantes, em função de uma distribuição de correntes \tilde{J} , que circula no canal durante o choque de retorno, deduzidas por Uman, McLain e Krider em 1975, tratando o canal como uma antena. Apresentamos três tipos de modelos que apresentam expressões para a corrente que trafega no canal: modelos do tipo 1: Modelo de Borovsky (sem mostrar as expressões para campo e corrente); modelos do tipo 2: Modelo de Linha de Transmissão (TL), Lumped-Circuit (LC) e Multi-lumped Circuit (MLC); modelos do tipo 3: Modelo de Bruce e Golde (BG) e Modelo de Lin et al. Concluimos que modelos do primeiro tipo (Borovsky) são os mais sofisticados, mas necessitam de dados normalmente de difícil obtenção, ou de obtenção indireta, ou mesmo não disponíveis simultaneamente, com os demais dados necessários, relativos aos mesmos eventos. Isto faz com que os modelos do segundo e do terceiro tipo, apesar das dificuldades apresentadas ainda sejam os mais discutidos na literatura. Modelos do segundo tipo, não descrevem exatamente os mecanismos físicos envolvidos numa descarga atmosférica, mas geram expressões que possibilitam a reprodução da dinâmica de correntes e podem ser usados em modelos de simulação para a análise da distribuição estatística de certos parâmetros que caracterizam as descargas atmosféricas, além de serem mais realistas que os modelos do terceiro tipo. Modelos do terceiro tipo são mais empíricos que os dois antecessores, e por trabalharem com parâmetros arbitrários podem conseguir melhor ajuste para as curvas teóricas às curvas experimentais, sendo portanto, mais realistas quando o propósito é obter expressões para corrente que calculem os campos distantes, a partir de medidas dos últimos. Sugerimos que os modelos sejam checados tendo por base um conjunto completo de dados, envolvendo medidas de campo elétrico, luminosidade e espectroscopia do canal, imagens de fotos e vídeo, e medidas de corrente, para a comparação dos modelos existentes, e propomos que um procedimento de auto-consistência deva ser adotado, no qual um modelo calcule parâmetros que possam ser checados pela utilização desses parâmetros como entradas nos demais modelos.

Índice

Capítulo 1: Introdução

1. Histórico da pesquisa de relâmpagos.....	pg 1
2. Nuvens de tempestade: estrutura elétrica e mecanismos de eletrização	pg 1
3. Mecanismo de descarga (descargas descendentes negativas).....	pg 3

Capítulo 2: Dados disponíveis

1. Corrente Elétrica.....	pg 5
2. Campos Elétricos.....	pg 9

Capítulo 3: Modelagem do Choque de Retorno

1. Choque de Retorno.....	pg 11
---------------------------	-------

Capítulo 4: Modelos de Corrente

1. Modelo de Bruce e Golde.....	pg 16
2. Modelo de Linha de Transmissão.....	pg 17
3. Modelo de Lin.....	pg 19
4. Lumped-Circuit.....	pg 21
5. Multi-Lumped-Circuit.....	pg 23

Capítulo 5: Comentários e Discussões.....	pg 26
---	-------

Capítulo 6: Conclusão	pg 29
-----------------------------	-------

Capítulo 7: Bibliografia	pg 30
--------------------------------	-------

Índice de Figuras

Figura 1.1: Esquema mostrando tempos envolvidos na descarga.....	pg 1
Figura 2.1: Curvas de corrente numa escala de décimo de segundo.....	pg 6
Figura 2.2: Curvas de corrente para o primeiro Choque de Retorno	pg 7
Figura 2.3: Curvas de Corrente para os choques subsequentes.....	pg 8
Figura 2.4: Esquema Global de Correntes.....	pg 8
Figura 2.5: Eletrômetro de Capilaridade e “Field Mil”	pg 10
Figura 3.1: Esquema Geral para a aplicação das equações de Maxwell	pg 12
Figura 3.2: Esquema usado para obter expressões para os campos.....	pg 13
Figura 4.1: Modelo de Linha de Transmissão.....	pg 18
Figura 4.2: Distribuição de correntes no modelo de Lin.....	pg 19
Figura 4.3: Circuito RLC do Lumped-Circuit.....	pg 22
Figura 4.4: Esquema com parâmetros do Multi-Lumped-Circuit.....	pg 24

Capítulo 1: Introdução

1. Histórico da pesquisa de relâmpagos

O estudo das descargas elétricas atmosféricas a partir da década de 70 teve seu desenvolvimento acelerado, em função de dois fatores: primeiramente, os danos causados por choques diretos em espaçonaves e por induções de voltagens elevadas em equipamentos eletrônicos sensíveis, devido ao emprego de materiais estruturalmente mais leves e com menor capacidade de isolamento, e, em segundo lugar, o surgimento das modernas técnicas de aquisição, digitalização e armazenamento de sinais analógicos em fitas magnéticas de alta velocidade monitorados por computadores.

Em linhas gerais a moderna pesquisa de relâmpagos envolve:

- a) o estudo das *nuvens de tempestade*: os mecanismos de eletrização dessas nuvens e a estrutura de cargas no seu interior;
- b) o estudo do *mecanismo de descarga* em suas diversas fases: quebra preliminar da rigidez dielétrica, líder escalonado, mecanismo de ligação, choques de retorno, líderes contínuos, processos J e K (Uman, 1987).
- c) o estudo da *dissipação das correntes no solo*.
- d) o estudo dos *efeitos causados pelo mapeamento dos campos elétricos e magnéticos provocados por relâmpagos para a estratosfera, ionosfera e magnetosfera*: “sferics”, “whistlers”, “efeito Trímpi” e precipitação de elétrons induzidas por relâmpagos.

2. Nuvens de tempestade: estrutura elétrica e mecanismos de eletrização.

As nuvens responsáveis pelo surgimento dos relâmpagos são as *Cumulonimbos*, cuja base se localiza a uma altura de 2 a 3 km, tendo uma extensão vertical de 10 a 15 km, dependendo da latitude em que se formam. Essas nuvens são originadas por correntes convectivas de ar quente que levam a água em forma de vapor para regiões mais elevadas, e portanto com temperatura mais baixas. Devido a grande extensão vertical, conforme a temperatura vai baixando, segundo os gradientes térmicos da troposfera, o vapor vai se condensando em gotículas de água e essas, em seguida, vão se congelando, formando diversas estruturas sólidas. São essas partículas sólidas as responsáveis pela formação de

cargas elétricas positivas e negativas que se distribuirão por altura, dentro das nuvens, resultando então, uma estrutura elétrica para a nuvem como um todo, intimamente relacionada com as propriedades dinâmicas e termodinâmicas dessas partículas e demais condições atmosféricas existentes no interior das nuvens.

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

Dentre as descrições macroscópicas citamos a gravitacional (ou de precipitação) e a convectiva. A gravitacional supõe serem os choques entre as partículas leves (como os cristais de gelo) e as pesadas (como o granizo) que provocam o surgimento de cargas, e que é a ação da gravidade sobre as mais pesadas (com carga negativa) que faz com que as cargas negativas ocupem a região inferior das nuvens. A convectiva atribui à existência de correntes de ar quente para cima, o papel de transportar cargas positivas (geradas por efeitos de pontas, na superfície da Terra) para regiões mais altas da nuvem e que são os raios cósmicos os geradores de cargas negativas na atmosfera, as quais são atraídas pelas positivas existentes dentro das nuvens.

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

Finalmente, processos microscópicos de natureza não indutiva podem ocorrer no interior das nuvens. Numa descrição deste tipo, desempenham um papel importante outras variáveis termodinâmicas. A temperatura de inversão de carga, T_R , por exemplo, é definida como sendo o valor limite de temperatura na qual, as partículas maiores (granizo) ao colidirem com as partículas menores (cristais de gelo) transferem carga negativa para as últimas, ficando positivas. Abaixo desta temperatura que é estimada em torno de -15°C o granizo transfere carga positiva tornando-se negativamente carregado. Desta maneira, formam-se centros de cargas nas nuvens que se distribuem conforme a sua isoterma.

Contudo, os processos físicos responsáveis pela produção e separação de cargas nas nuvens ainda não são totalmente conhecidos.

A estrutura mais aceita para a configuração final das cargas nas nuvens para um observador distante é a de um dipolo, onde as cargas se localizam em regiões da nuvem chamadas de centros, situando-se o centro de cargas negativas na base da nuvem e o centro

de cargas positivas próximo ao topo da nuvem, havendo uma pequena concentração de cargas positivas, logo abaixo do centro negativo (Gin, 1992).

Essa configuração das nuvens *cumulonimbos*, faz com que o campo elétrico da Terra, que normalmente aponta para baixo se inverta e passe a apontar para cima, indicando que a nuvem com sua base carregada negativamente induz uma certa quantidade de cargas positivas na superfície da terra. É a partir dessa configuração que se inicia o *mecanismo de descarga* que é a descarga propriamente dita. Dependendo de onde se iniciam as descargas, elas podem ser classificadas (quanto a direção) em ascendentes ou descendentes, e, dependendo da carga transferida (quanto a polaridade) em positivas ou negativas, o que perfaz um total de quatro tipos de descargas: *ascendentes positivas*, *ascendentes negativas*, *descendentes positivas* e *descendentes negativas*. Mais adiante vamos descrever o mecanismo de descarga para as descargas *descendentes negativas*, por serem as mais frequentes e mais estudadas.

2. Mecanismo de descarga (descargas descendentes negativas).

Quando o campo elétrico causado pela nuvem de tempestade atinge valores da ordem de 10^6 V/m, ocorre a ruptura da rigidez dielétrica do ar na base da nuvem, iniciando-se o *mecanismo de descarga*.

Cargas negativas são impulsionadas para baixo em passos da ordem de 50 m, percorridos em média em $1\mu\text{s}$, com uma pausa de 50 μs entre cada passo e com uma velocidade média ao longo da distância entre a nuvem e o solo da ordem de 10^5 m/s, gerando uma corrente elétrica de 100 a 1000 A. Essa fase é chamada de *líder escalonado*. Ela demarca uma região do espaço chamada de *envelope corona* onde cargas ficam estocadas, em que se formará o *canal principal* entre a nuvem e o solo.

À medida que a ponta do *líder escalonado* se aproxima do solo, a diferença de potencial entre ele e pontos elevados na superfície da Terra aumenta, fazendo com que surja a partir do solo, condutores positivos para cima. A uma distância entre 10 e 100 m do solo ocorre o *processo de ligação*, quando a ponta do *líder escalonado* toca um desses condutores ascendentes, ocasionando o *primeiro choque de retorno*, com a formação de um *canal principal* que é uma região no interior do envelope corona com uma largura da ordem de 1 a 5 cm, fortemente ionizada, submetida a uma corrente elétrica muito intensa.

O que caracteriza a fase do choque de retorno é o aumento da corrente registrada no solo de um valor de 100 a 1000 A, para valores da ordem de 10 a 20 kA em média, num intervalo de tempo de 5 μs , com um decaimento aos valores iniciais num intervalo de tempo de cerca de 500 μs , gerando um pulso que percorre a distância entre a Terra e a nuvem com uma velocidade da ordem de 10^8 m/s.

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

Após o *choque de retorno* ocorrem os processos de descargas internas à nuvem conhecidos como *processos K e J*. Algumas descargas possuem apenas um *choque de retorno*, mas havendo cargas disponíveis na base da nuvem, um novo condutor chamado *líder contínuo* percorre o canal principal com uma velocidade de 10^6 m/s, depositando de 1 a 10 C de cargas negativas ao longo do canal, desde a nuvem até o solo. Quando o *líder contínuo* se aproxima do solo, é iniciado um novo *choque de retorno*, normalmente sem ramificações (Lacerda, 1993).

Os *modelos de corrente* apresentados nessa monografia se referem às correntes que trafegam no canal durante o choque de retorno. No capítulo 2, mostraremos uma técnica de medida dessa correntes, e, no capítulo 3, a modelagem de Lin referente a essa fase da descarga. No capítulo 4 apresentaremos alguns *modelos de corrente*, comentando-os no capítulo 5. A Figura 1.1 esquematiza as fases do líder escalonado e líder contínuo.

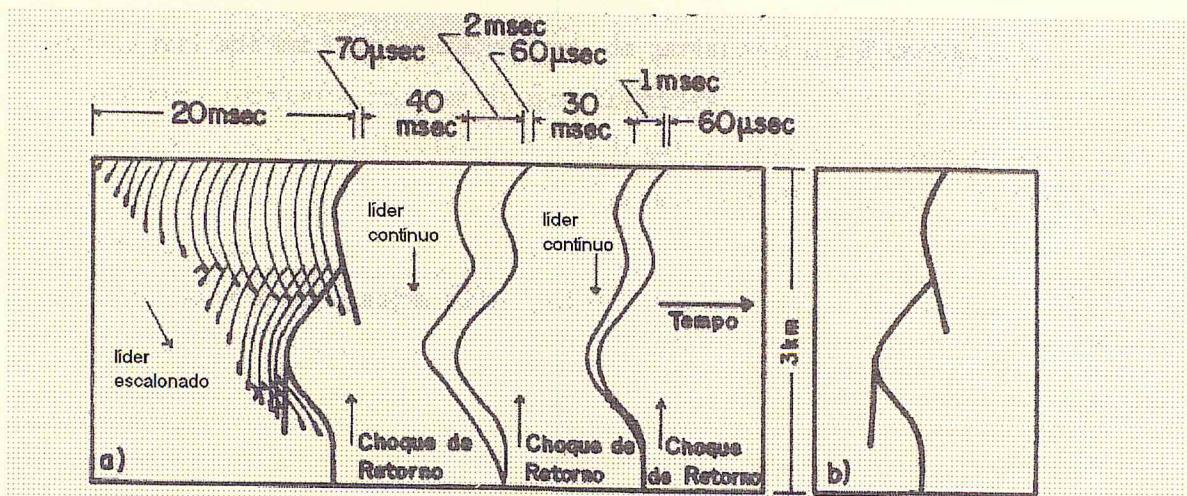


Figura 1.1 - Esquema mostrando como aparecem as diversas fases da descarga a) em filme de alta velocidade b) em filme estacionário. A escala temporal está distorcida mas os intervalos de tempo estão indicados em ordem de grandeza.

FONTE: Uman (1987), p. 14

Capítulo 2: Dados Disponíveis

1. Corrente Elétrica

Dados de corrente elétrica podem ser obtidos por medidas na atmosfera, próximo ou distante das descargas atmosféricas (Deaver e Krider, 1991), ou em torres submetidas aos choques diretos dos relâmpagos (Berger, 1967; Triginelli e al, 1995).

As técnicas de obtenção desses dados são bem diferentes, face a magnitude das correntes. Enquanto na atmosfera as correntes tem densidade da ordem de 1 nA/m^2 , as correntes que fluem nos condutores das torres atingem cifras da ordem de 10-100 kA.

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 às variações da atmosfera (ventos, gradientes de temperatura) produzem uma densidade de corrente resultante dada pela diferença entre a corrente de condução (os dois primeiros termos da expressão abaixo) e a corrente de convecção (último termo), por unidade de área:

$$J = E_z (\lambda_+ + \lambda_-) - v\rho$$

onde E_z é o campo elétrico de tempo bom, λ_+ e λ_- são as condutividades associadas aos íons positivos e negativos, respectivamente, v é a componente vertical da velocidade dos íons da corrente convectiva e ρ é a densidade volumétrica de cargas na atmosfera.

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

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

Já os dispositivos das torres envolvem um condutor vertical de diâmetro em torno de 1 cm. Esse condutor é seccionado próximo ao solo, e em suas pontas são atarrachados dois discos metálicos, os quais são mantidos a uma distância em torno de 0,5 cm, formando uma espécie de capacitor. Em paralelo com esse “capacitor” é ligado um resistor, formando um ramo adicional. Dois elos magnéticos são colocados, um no ramo com o resistor e outro depois do nó que une o ramo adicional ao cabo principal, na direção dos circuitos responsáveis pela medição da corrente. A fiação é conduzida então por eletrodutos galvanizados para o interior de uma estação na qual estão localizados os instrumentos para digitalização e registro dos sinais em forma de curvas.

Correntes pouco intensas, da ordem de poucos quiloampères, trafegam apenas no ramo adicional. Já as descargas muito intensas rompem a rigidez dielétrica do ar que separa as duas placas metálicas, deixando marcas nos discos que vão de manchas escuras geometricamente distribuídas, a fundição de material da superfície dos discos metálicos. As figuras formadas pelas manchas escuras podem ser uma indicação dos modos do campo elétrico transversal (TE) que trafegam no canal. Exemplos das curvas de corrente numa escala de décimo de segundos estão na Figura 2.1.

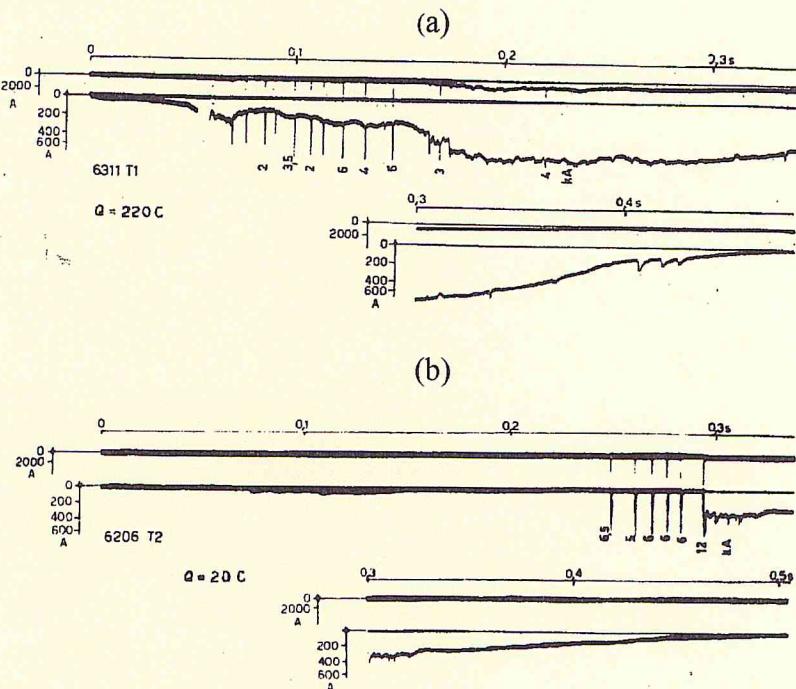


Figura 2.1 - Curvas de correntes numa escala de décimos de segundos
FONTE: Berger (1967), p. 489

Os dados da Figura 2.1 (a) mostram que mesmo sem descargas pode existir um regime de correntes fluindo da torre de 0 a 1kA. Essas correntes são provocadas pelo intenso campo elétrico que se forma entre a nuvem de tempestade e a Terra. Em alguns instantes são vistas ocorrências de pulsos, que atingem cifras de dezenas de kA (números abaixo dos pulsos), característicos de elevação de correntes devido a choques de retorno de relâmpagos. T1 (2) refere-se à torre de número 1 (2) e Q é a carga transferida. A existência desses pulsos em registros em que não existe corrente contínua Figura 2.1 (b), dão uma indicação de que não há uma correlação direta entre a existência de corrente contínua e de descargas (choques de retorno). A Figura 2.2 mostra o registro dos pulsos que caracterizam o primeiro choque de retorno em duas escalas: uma de $50 \mu\text{s}$, para registro da frente de onda, responsável pela intensa indução provocada pelos relâmpagos em condutores ou

massas metálicas próximas à descarga atmosférica, e outra de 500 μ s, para o registro da forma de onda.

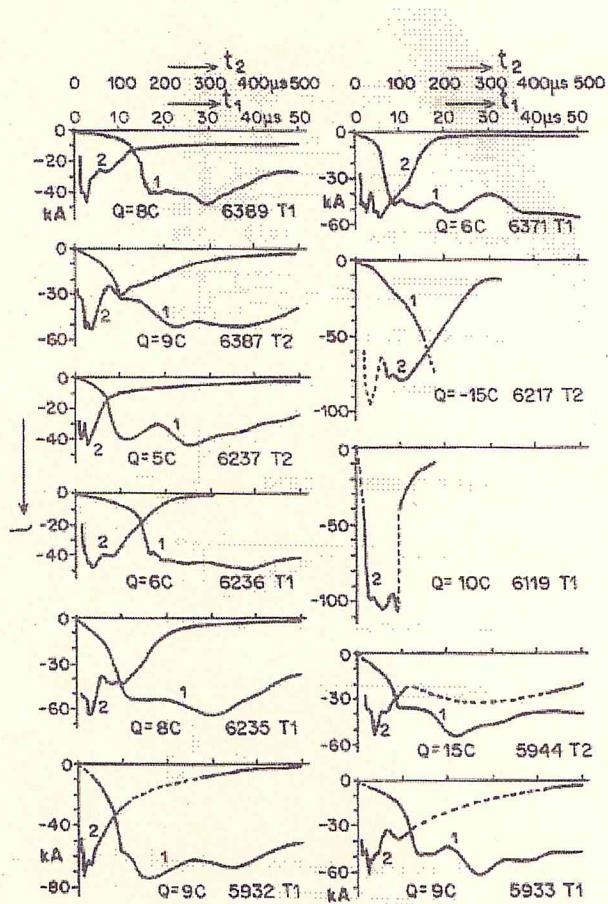


Figura 2.2 - Curvas de correntes para o primeiro choque de retorno em duas escalas t_1 e t_2 .
 A letra T indica a torre que capturou o relâmpago e Q representa a quantidade de carga transferida para o solo.

FONTE: Berger (1967), p. 492

Os modelos que utilizam corrente para cálculo da radiação utilizam expressões que reproduzem essa forma de onda. Ela apresenta diversas oscilações no caso do primeiro choque de retorno, devido a existência de ramificações no canal, mas apresenta uma forma mais regular nos choques subsequentes conforme mostra a Figura 2.3, onde ao primeiro pico da corrente, segue-se um outro pico, devido ao mergulho de cargas que estão em volta do canal formando o envelope corona. Para um estudo mais detalhado desse segundo pico da corrente, incluindo modelagem matemática, veja-se a referência Lacerda (1993).

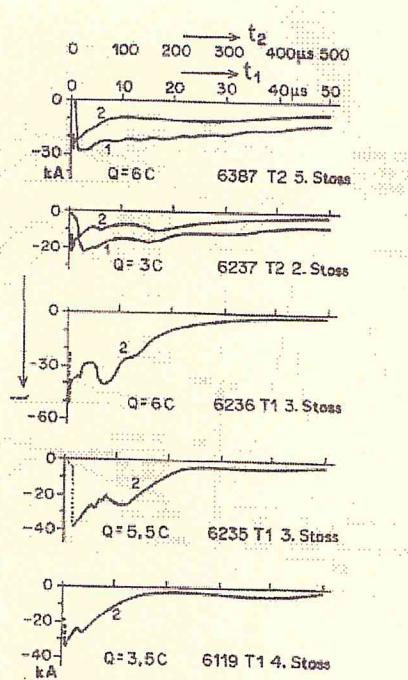


Figura 2.3 - Curvas de corrente para choques subseqüentes
FONTE: Berger (1967), p. 493

Um esquema global da situação mostrando o circuito das correntes na atmosfera é mostrado na Figura 2.4, onde se vê a nuvem de tempestade agindo como uma bateria de forma a restituir, à superfície da Terra, sua carga negativa.

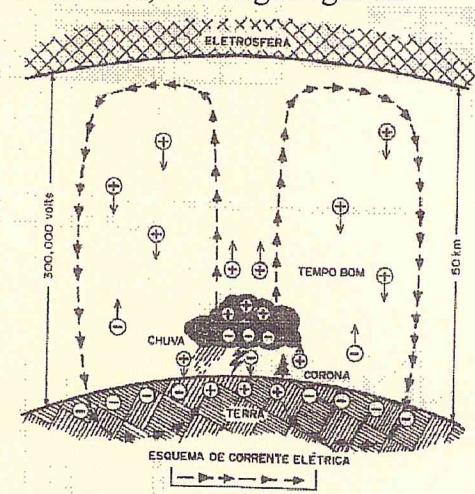


Figura 2.4 Esquema mostrando a nuvem agindo como uma bateria de forma a restituir a carga negativa da Terra e o esquema de correntes elétricas na atmosfera.
FONTE: Uman (1967), p. 30

2. Campo Elétrico

O campo elétrico devido à nuvem de tempestade pode ser medido usando-se balões estratosféricos (Pinto, 1987; Gin, 1992), balões meteorológicos (Marshall e Rust, 1991) e no solo (Deaver e Krider, 1991). Apresentaremos a técnica de obtenção de medidas de campo elétrico no solo com um “Field Mill”.

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. Quando a nuvem de tempestade está formada, com a base carregada negativamente, a proximidade com o solo induz uma carga positiva no solo e o campo elétrico nessas regiões inverte de sinal apontando para cima. O instrumento utilizado para medir essa quantidade de carga induzida é chamado eletrômetro universal e foi desenvolvido por C. T. R. Wilson no início do século XX.

O eletrômetro é constituído de uma placa metálica (P) ligada a um eletroscópio de folhas, completamente isolados da Terra, associados a um capacitor variável mantido sob uma tensão V. Para proceder à medida da quantidade de carga, a placa metálica inicialmente é protegida do campo induzido pela nuvem, sendo coberta por uma outra placa metálica (Q) ligada à 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 que cobre a outra placa isolada 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 induzida s vale então:

$$s = \frac{C'V}{A}$$

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

Esse resultado permite também calcular a diferença de potencial entre dois planos paralelos próximos à Terra da seguinte expressão:

$$dV = V_{h+dh} - V_h = E_z dh = \frac{s}{\epsilon_0} dh = \frac{C'V}{\epsilon_0 A} dh$$

Onde ϵ_0 é o valor da permissividade elétrica do vácuo. O valor médio para o campo de tempo bom medido no solo é cerca de 100 V/m e para a densidade de cargas é cerca de 0,0009 C/km² (Schonland, 1953)

O “Field Mill” utiliza o mesmo princípio do eletrômetro universal para fazer medidas do campo Elétrico DC.

No “Field Mill” a placa metálica utilizada na blindagem é colocada e retirada periodicamente sobre um conjunto de placas isoladas da Terra, gerando uma corrente AC que faz surgir uma queda de potencial sobre um resistor de resistência elevada ligando as placas isoladas à Terra. A oscilação pode ser conseguida fazendo-se furos na placa ligada à Terra e fazendo-a girar. Quando os furos da placa que cobre o eletrômetro coincidem com a região onde estão as placas isoladas da Terra surge uma carga positiva induzida, devido às cargas negativas na base da nuvem de tempestade, pois os elétrons se movem da placa para a Terra. Quando a região da placa onde não há furos cobre a placa ligada ao eletroscópio, os elétrons retornam à placa e a carga induzida desaparece. É justamente essa oscilação que produz a corrente alternada, I , que faz surgir uma queda de potencial na resistência ligada à Terra. O sinal elétrico obtido pode então ser amplificado, propiciando assim uma medida do campo elétrico e sua polaridade.

A continuidade da densidade de fluxo elétrico $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$, normal à superfície das folhas metálicas impõem que

$$\epsilon_0 E_z = \frac{Q}{A} \quad \text{Eq. 2.1}$$

onde E_z é a componente normal do campo elétrico e A é a área total do conjunto de placas e Q é a carga induzida. A voltagem induzida depende da capacidade de armazenagem de cargas nos círculos metálicos, C , que pode ser obtida por calibração do conjunto, para valores conhecidos de V e I . Como $Q = C.V$, a expressão acima nos permite obter o valor de E_z , que vale (Uman, 1987):

$$E_z = \frac{CV}{\epsilon_0 A} \quad \text{Eq. 2.2}$$

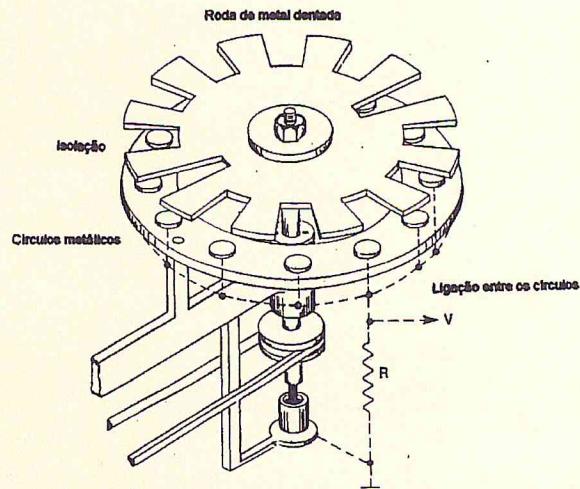
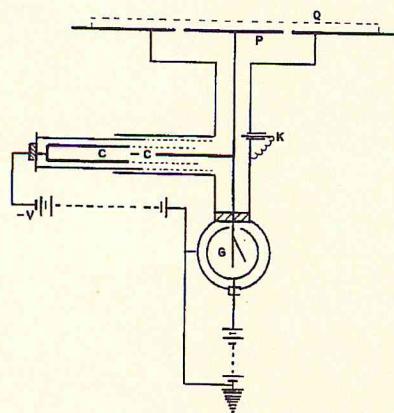


Figura 2.5 - Eletrômetro de Capilaridade (esquerda) e “Field Mill” (direita).
FONTE: Schonland (1953), p. 20 e Uman (1987), p. 346.

Capítulo 3: Modelagem do Choque de Retorno

O choque de retorno é a fase mais estudada das descargas elétricas atmosféricas. Durante esta fase forma-se o canal por onde trafegam correntes elétricas cujos valores são da ordem de 10^1 a 10^2 kA. São essas correntes que provocam os graves acidentes pelo choque direto e pelos intensos campos que induzem voltagens elevadas em equipamentos sensíveis.

Os dados disponíveis para estudar o choque de retorno são: os campos elétricos e magnéticos, correntes elétricas medidas por torres que capturam relâmpagos, ou medidas na atmosfera simultaneamente ou não, com os campos elétricos, velocidade de subida, luminosidade e espectro ótico (Uman, 1987).

Existem várias abordagens para estudar o choque de retorno dependendo do tipo de dado disponível. O objetivo das modelagens é obter expressões analíticas para a corrente elétrica trafegando no canal que permitam calcular corretamente os campos DC, os induzidos e o campo eletromagnético irradiado. A obtenção dessas expressões pode ser feita a partir de três tipos de modelos:

1) os que requerem um conhecimento detalhado dos parâmetros físicos associados ao canal tais como coeficientes de ionização e recombinação, condutividade elétrica e térmica do canal, densidade de cargas em torno do canal. Esses modelos permitem a aplicação de leis de conservação de carga, quantidade de movimento e energia, equações de estado e as equações de Maxwell, obtendo a corrente total dependente da altura e do tempo, $i_t(z,t)$. Veja-se, por exemplo, a referência Borovsky (1995).

2) os que tratam o canal como uma linha de transmissão com parâmetros R (resistência elétrica), L (indutância) e C (capacitância), distribuídos ao longo do canal, ou como um circuito elétrico R-L-C cuja solução é $i_t(z,t)$.

3) os que supõem um mínimo de características para a corrente, calculam os campos e usam os dados dos campos para reajustar a corrente, $i_t(z,t)$. A corrente fica assim ‘amarrada’ pela expressão analítica suposta e as características do campos, tais como, inversões de polaridade, valores máximos e mínimos e forma de onda (Lin et al, 1980).

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

a) Obter uma expressão para a densidade de correntes $\bar{J}(z,t)$, dependente tanto da altura z como do tempo t ;

b) Obter uma expressão para o campo elétrico $\vec{E}(\vec{J}, \vec{R}, t)$ e o campo magnético $\vec{B}(\vec{J}, \vec{R}, t)$ dependente da densidade de correntes $\vec{J}(z, t)$, da distância ao ponto onde está sendo feita a medida \vec{R} e do tempo t .

Para calcular os campos, o canal é considerado como sendo uma antena vertical de altura H , sobre um plano perfeitamente condutor, para condições de fronteiras satisfeitas pelo método das imagens em relação a esse plano, considerado como uma superfície equipotencial, conforme as Figuras 3.1 e 3.2 (Uman et al, 1975). Na Figura 3.1, 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}' , a distância à origem do volume V' e R a distância ao ponto de medição.

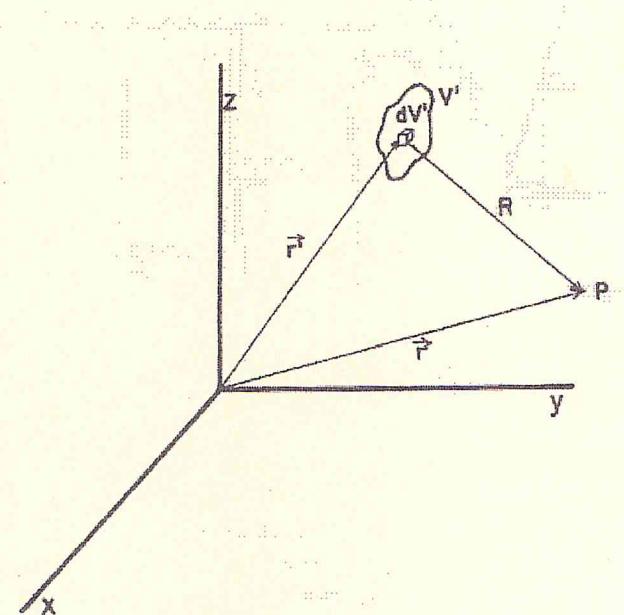


Figura 3.1 - Esquema geral para a aplicação das equações de Maxwell
FONTE: Uman et al, (1975) p. 33.

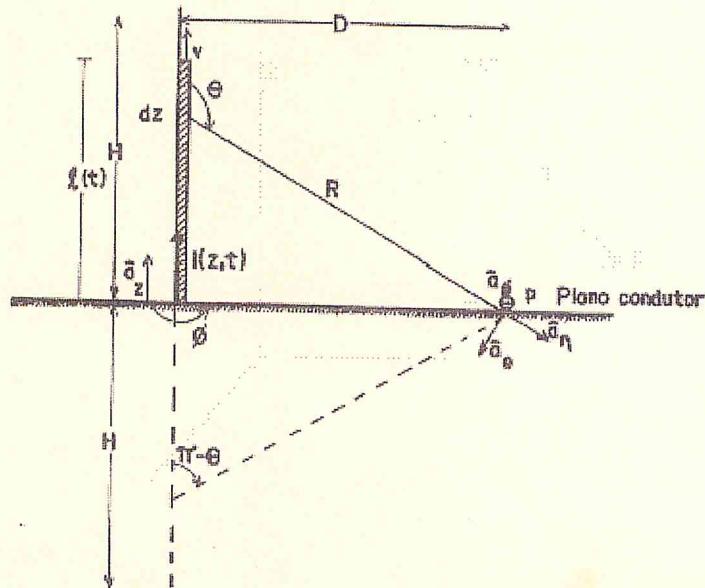


Figura 3.2 Esquema usado para obter expressões para os campos (Uman et al, 1975)

Na Figura 3.2, H é o comprimento do canal, considerado como sendo retilíneo e vertical, D é a distância no solo entre a base do canal e o ponto P onde são feitas as medições, $i(z,t)$ a corrente que circula no canal, ℓ a altura percorrida pela frente de onda do choque de retorno, \vec{a}_r , \vec{a}_θ , \vec{a}_ϕ os versons em coordenadas esféricas, \vec{a}_z , o verson na direção z ; R , θ e ϕ , coordenadas no sistema esférico para a distância ao ponto P , ângulo azimutal e polar.

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

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \text{Eq. 3.1}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{Eq. 3.2}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{Eq. 3.3}$$

e

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Eq. 3.4}$$

e as equações dos potenciais

$$\phi(r, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{V'} \frac{\rho(\vec{r}', t - R/c) dV'}{R} \quad \text{Eq. 3.5}$$

e

$$\vec{A}(r, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \frac{\vec{J}(\vec{r}', t - R/c) dV'}{R} \quad \text{Eq. 3.6}$$

são resolvidas diretamente no domínio do tempo fazendo

$$\vec{J}(\vec{r}', t - R/c) = i(z, t - R/c) dz \vec{a}_z \quad \text{Eq. 3.7}$$

para determinar $\vec{A}(r, t)$, obtendo para o gauge de Lorentz

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad \text{Eq. 3.8}$$

o valor de:

$$\phi(r, t) = -c^2 \int_0^t \vec{\nabla} \cdot \vec{A} d\tau \quad \text{Eq. 3.9.}$$

Tem-se finalmente as equações:

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \text{Eq. 3.10}$$

e

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad \text{Eq. 3.11}$$

que são os campos procurados. As expressões obtidas são:

$$\vec{E}_z(\vec{D}, t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\int_0^H \frac{2 - 3\sin^2\theta}{R^3} \int_0^t i(z, \tau - R/c) d\tau dz + \int_0^H \frac{(2 - 3\sin^2\theta) i(z, \tau - R/c)}{cR^2} dz \right] \vec{a}_z + \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\int_0^H \frac{\sin^2\theta}{c^2 R} \frac{\partial}{\partial t} i(z, \tau - R/c) dz \right] \vec{a}_z \quad \text{Eq. 3.12}$$

$$\vec{B}_\phi(\vec{D}, t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[\int_0^H \frac{\sin\theta}{R^2} i(z, \tau - R/c) dz + \int_0^H \frac{\sin\theta}{cR} \frac{\partial}{\partial t} i(z, \tau - R/c) dz \right] \vec{a}_\phi \quad \text{Eq. 3.13}$$

Na expressão para o campo elétrico, o primeiro termo, proporcional à corrente, representa o campo eletrostático, o segundo, o campo induzido, e o terceiro, proporcional à derivada da corrente em relação ao tempo, representa o campo irradiado. Na expressão para o campo magnético o primeiro termo representa a indução magnética e o segundo termo, a radiação.

Considerando a carga transferida como sendo:

$$Q = \int_0^t i(z, t) dt \quad \text{Eq. 3.14}$$

obtem-se para o campo eletrostático:

$$E_z(D, \infty) = -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{QH}{(H^2 + D^2)^{3/2}} \quad \text{Eq. 3.15}$$

e para $\theta \approx \pi/2$ e $R \approx D$, quando $D \gg H$, obtem-se para a radiação distante (Uman et al, 1975):

$$B_{RAD}(D, t) = \left[\frac{\mu_0 \nu}{2\pi c D} \right] i(t - D/c) \quad \text{Eq. 3.16}$$

e

$$E_{RAD}(D, t) = -\left[\frac{\mu_0 \nu}{2\pi D} \right] i(t - D/c) \quad \text{Eq. 3.17.}$$

Capítulo 4: Modelos de Corrente.

1. Modelo de Bruce e Golde

É o modelo mais simples para a descrição das correntes que trafegam no canal durante o choque de retorno, proposto em 1941 por Bruce e Golde (Nucci et al, 1990). Os autores supõem uma distribuição de corrente, uniforme com a altura, ou seja, a corrente na base do canal é igual à corrente na frente de onda que se propaga para cima, na ponta do choque de retorno:

$$i(z', t) = i(0, t) \quad z' \leq vt \quad \text{Eq. 4.1}$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' \geq vt \quad \text{Eq. 4.2}$$

onde, z' é a altura ao longo do canal, v é a velocidade de subida do choque de retorno e t é o tempo. Esse modelo possui duas inconsistências físicas, apesar de representar um caso limite:

- 1) a carga ao longo do canal é transferida para o solo instantaneamente pelo choque de retorno, e para que ela se mantenha uniforme em toda a altura implica em supor uma transmissão de informação com velocidade infinita entre a altura z' e a base do canal;
- 2) o modelo prevê uma transferência de carga por altura, ρ_L , para o solo, independente do tempo,

$$\rho_L(z', t) = \frac{i(0, z'/v)}{v} \quad \text{Eq. 4.3}$$

o que não se deve esperar pelos mesmos motivos expostos acima, no ítem 1 (Nucci et al, 1990).

A imagem física que se pode fazer desse modelo é a de um fio metálico onde a carga injetada em qualquer ponto do condutor escoa por uma das extremidades instantaneamente.

A expressão matemática proposta para a corrente é:

$$i = i_0 [\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)] \quad \text{Eq. 4.4}$$

onde $i_0 = 30 \text{ kA}$, $\alpha = 4,5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ e $\beta = 4,5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, representam valores típicos utilizados para ajustar as curvas de corrente (Oetzel, 1968).

2. Modelo de Linha de transmissão.

No modelo proposto por Uman e McLain em 1969, o canal é tratado como se fosse uma linha de transmissão sem perdas (Nucci et al, 1990). A corrente em um ponto qualquer do canal, z' , num instante t , é aquela que se mede no solo em um instante t' , que considera o tempo gasto para o pulso (frente de onda) atingir aquela altura. Ou seja, ela varia no tempo, ao longo do canal, mas essa variação é a mesma em cada altura, quando se desconta o tempo que a frente de onda gastou para chegar naquela altura.

$$i(z', t) = i(0, t - z'/v) \quad z' \leq vt \quad \text{Eq. 4.5}$$

$$i(z', t) = 0 \quad z' \leq vt \quad \text{Eq. 4.6}$$

No instante que o pulso passa numa certa altura, a corrente se eleva abruptamente, devido à passagem do pulso e depois decai, mantendo a mesma forma, ao longo do canal, para qualquer altura z' , num instante $t' = t - z'/v$.

A dificuldade desse modelo é que ele não permite que haja transferência de carga para o canal, em uma altura $z < z'$, ficando essa transferência restrita apenas à ponta do canal (z'), pois, havendo transferência ao longo do canal, a forma da curva não poderia ser mantida (Nucci et al 1990).

No modelo proposto por Oetzel em 1968, Figura 4.1, a linha de transmissão, é regida por duas equações:

$$\lambda^{-1} \frac{\partial}{\partial z} V = -\frac{i\rho}{\lambda} - \frac{\partial i}{\partial t} \quad \text{Eq. 4.7}$$

$$\sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial z} i = -\frac{\partial}{\partial t} V \quad \text{Eq. 4.8}$$

onde, λ , ρ , e σ são respectivamente a indutância, resistência e capacidade por unidade de comprimento e V é a voltagem à qual é submetida a linha de transmissão e ℓ o comprimento total da linha. C_0 representa um capacitor no final da linha, na qual é estocada toda a carga a ser drenada para o solo.

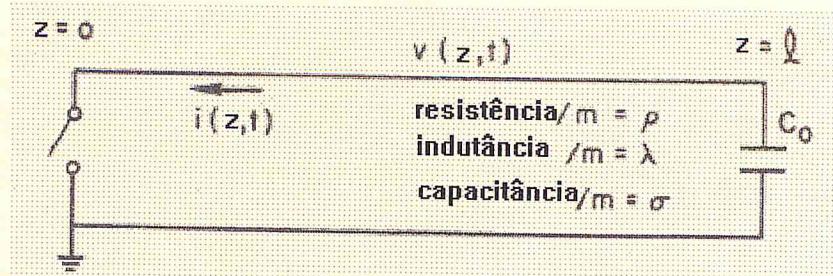


Figura 4.1 - Linha de transmissão mostrando as variáveis do modelo.

FONTE: Oetzel (1968), p. 1893

A solução para a corrente $i(z,t)$ e $V(z,t)$ para a condição não oscilatória (grande amortecimento, $\gamma \gg 1$) e condição de fronteira $V = 0$ em $z = 0$ e $t = 0$, nos leva a

$$i_n(z,t) = \frac{i_n}{2} \left\{ \exp[-(\gamma - \alpha_{nt})t] - \exp[-(\gamma + \alpha_{nt})t] \right\} \cos k_n z \quad \text{Eq. 4.9}$$

e

$$V(z,t) = -i_n \zeta \exp(-\gamma t) \operatorname{senh}(\alpha_n t + \theta_n) \operatorname{sen} k_n z \quad \text{Eq. 4.10}$$

onde

$$\alpha_n^2 = \gamma^2 - k_n^2 u^2 \quad \text{Eq. 4.11}$$

$$\tanh \theta_n = \frac{\alpha_n}{\gamma} \quad \text{Eq. 4.12}$$

$$\gamma = \frac{\rho}{2\lambda} \quad \text{Eq. 4.13}$$

$$u = \sqrt{\frac{1}{\lambda \sigma}} \quad \text{Eq. 4.14}$$

$$\zeta = \sqrt{\frac{\lambda}{\sigma}} \quad \text{Eq. 4.15}$$

$$k_n = \left\{ \frac{2n-1}{2\ell} \right\} \pi \quad \text{Eq. 4.16}$$

$$1 \leq n \leq \infty \quad \text{Eq. 4.17}$$

sendo n , os modos e ℓ o comprimento da linha.

3. Modelo de Lin

Na modelagem da corrente desenvolvida por Lin, Uman e Standler (Lin et al. 1980), a corrente elétrica trafegando no canal é dividida em três componentes:

$$i_t(z,t) = i_u(z,t) + i_p(z,t) + i_c(z,t) \quad \text{Eq. 4.18}$$

sendo,

$i_t(z,t)$ a corrente total;

$i_u(z,t)$ uma corrente contínua associada à transferência de cargas entre a nuvem e o solo;

$i_p(z,t)$ chamada de corrente de pulso, associada ao pulso elétrico, que começa a fluir para o solo no instante da quebra da rigidez dielétrica do ar, numa certa altura, ao longo do canal;

e $i_c(z,t)$, a corrente corona associada à transferência para o solo de cargas depositadas ao longo do canal e que são disparadas quando da passagem do pulso elétrico, (Figura 4.2) (Lin et al, 1980).

Essa divisão da corrente em três componentes possibilita o cálculo das componentes dos campos E e B relativas a essas correntes, a partir das expressões para os campos obtidas por Uman, McLain e Krider em 1975 (Uman et al. 1975).

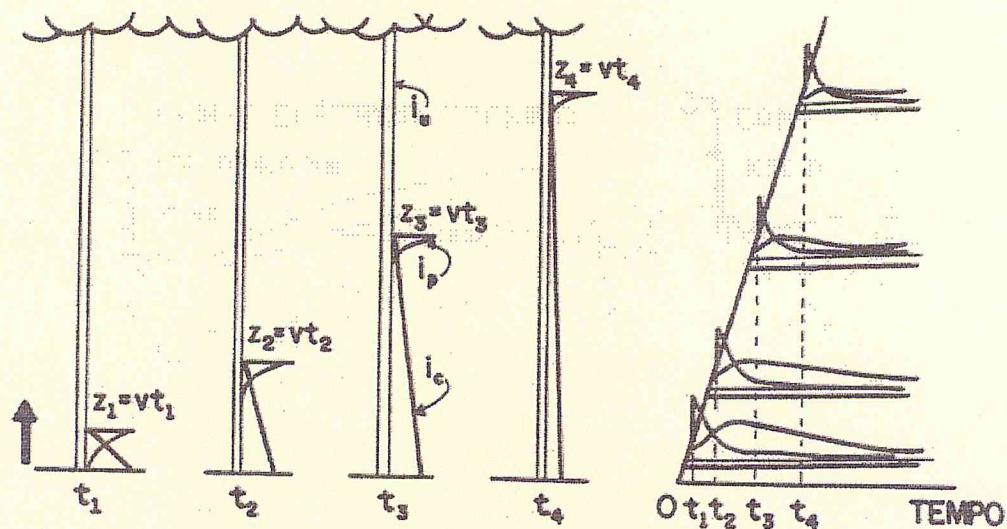


Figura 4.2 - Distribuição de correntes no Modelo de Lin.

FONTE: Lin et al (1980), p. 1575

A corrente de pulso é modelada a partir das características dos campos distantes, a partir das equações para os campos apresentadas no capítulo anterior. A corrente contínua é obtida a partir da expressão coulombiana para o campo eletrostático, enquanto a corrente corona é modelada por uma dupla exponencial, dependentes do tempo e de dois parâmetros arbitrários α e β , para ajuste de suas curvas teóricas. Um ponto fraco desse modelo é que ele não estabelece nenhuma causa física para que a corrente corona flua na direção do canal.

A expressão para a corrente de pulso vale

$$i(0, t) = -\frac{2\pi\epsilon_0 c^2 r}{v} E_{\text{dist}} \left(r, t + \frac{r}{c} \right) \quad \text{Eq. 4.19}$$

onde r é a distância da fonte de corrente ao ponto onde está sendo feita a medida do campo elétrico distante E_{dist} , e v é a velocidade de subida do choque de retorno.

Para a corrente contínua obtem-se

$$i_u = -2\pi\epsilon_0 \sqrt{(H^2 + D^2)^3} \cdot \frac{dE(D, t)}{dt} \cdot \frac{1}{H} \quad \text{Eq. 4.20}$$

onde H é o comprimento do canal, D , a distância medida no solo entre o canal e o ponto onde está sendo feita a medida (Lin et al, 1980)

Para a corrente corona a expressão matemática é:

$$i_c(z, z', t) = I_0 \exp\left(-\frac{z'}{\lambda}\right) \left\{ \exp[-\alpha(t - t')] - \exp[-\beta(t - t')] \right\} \Delta z' \quad \text{Eq. 4.21}$$

onde

$$t' = \frac{z'}{v} + t_{\text{on}} + \left(\frac{z' - z}{c} \right) + \frac{R(z)}{c} \quad \text{Eq. 4.22}$$

sendo

z' a altura onde está localizada uma fonte de corrente, t_{on} o intervalo de tempo entre o começo e o o pico da corrente corona, $\Delta z'$ o comprimento de uma fonte de corrente,

$v = 10^8$ m/s é a velocidade de subida do choque de retorno, $R(z)$ é a distância entre a fonte de corrente e o ponto onde estão sendo feitas as medidas de campo, λ ($800m < \lambda < 3000m$) é um termo que força a corrente corona a decrescer com a altura, I_0 um valor constante escolhido num intervalo de 10 a 50 A/m por ajuste com os valores dos campos e α e β são dois parâmetros arbitrários, valendo $\alpha = 10^5 s^{-1}$ e $\beta = 3 \cdot 10^6 s^{-1}$ (Lin et al, 1980).

Nos modelos do segundo tipo esses parâmetros aparecem como dependentes das características elétricas do canal principal.

Para proceder ao cálculo dos campos, primeiramente calcula-se o campo devido à corrente continua, e subtrai-se do valor do campo total, em seguida calcula-se o campo devido à corrente de pulso e o valor é então subtraido do campo total. O campo residual é então atribuído à corrente corona e é utilizado para fazer o ajuste dos parâmetros λ e I_0 (Lin et al, 1980).

4. Lumped circuit

Na modelagem de circuitos elétricos (segundo tipo) a corrente total pode ser obtidas tratando o canal principal como um circuito elétrico com parâmetros $R(z)$ (resistência elétrica), $L(z)$ (indutância) e $C(z)$ (capacitância), dependentes da altura z , que possibilite obter uma expressão para corrente elétrica no solo:

$$i_s(R(z), L(z), C(z), t) = i(0, t) \quad \text{Eq. 4.23.}$$

Esse modelo pode, portanto, caracterizar os choques de retorno com três parâmetros, considerados constantes R representando os elementos resistivos, L , os indutivos e C , os capacitivos associados ao canal principal, ao invés dos parâmetros arbitrários α e β utilizados por Lin.

O lumped-circuit é um circuito RLC em série e foi inicialmente proposto por Oetzel em 1968 (Oetzel, 1968).

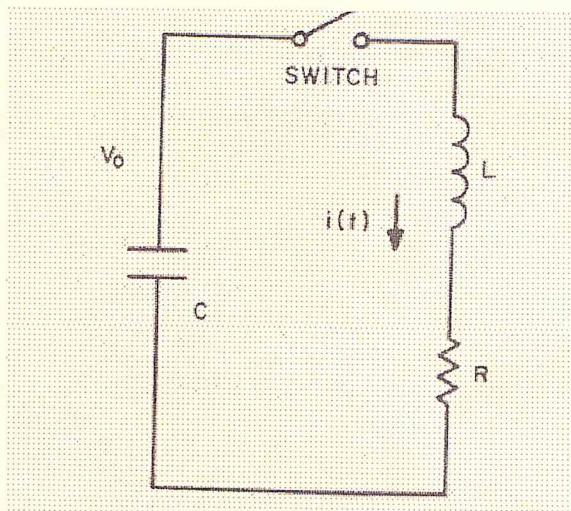


Figura 4.3 - Circuito RLC utilizado no modelo LC. O capacitor é carregado numa voltagem V_0 e a descarga é iniciada fechando-se a chave (“switch”).
FONTE: Oetzel (1968), p. 1890.

A solução desse circuito é uma dupla exponencial

$$i = i_0 [\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)] \quad \text{Eq. 4.24}$$

com

$$\alpha = \gamma - \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2} \quad \text{Eq. 4.25}$$

$$\beta = \gamma + \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2} \quad \text{Eq. 4.26}$$

$$i_0 = \frac{\omega_0^2 \cdot C V_0}{2 \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2}} \quad \text{Eq. 4.27}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad \text{Eq. 4.28}$$

$$\gamma = \frac{R}{2L} \quad \text{Eq. 4.29}$$

Nesse modelo, conhecendo-se inversamente as quantidades I_0 , α e β pode-se determinar os parâmetros do circuito:

$$\omega_0 = \sqrt{\alpha\beta} \quad \text{Eq. 4.30}$$

$$\gamma = \frac{\alpha + \beta}{2} \quad \text{Eq. 4.31}$$

e

$$CV_0 = Q = \frac{i_0(\beta - \alpha)}{\alpha\beta} \quad \text{Eq. 4.32}$$

As três últimas equações nos permitem determinar apenas três dos quatro parâmetros R , L , C e V_0 , entretanto o valor de γ é suficiente para fazer estimativas do diâmetro do canal (Oetzel, 1968).

5. Multi-lumped Circuit

Esse modelo é constituído de uma malha de circuitos RLC série, distribuindo os parâmetros R , L , e C ao longo do canal. A idéia geral desse modelo é que são as características elétricas do canal e suas vizinhanças que determinam a forma de onda da corrente elétrica medida no solo. Essas características são dependentes da altura e do tempo, pois, à medida que o choque de retorno vai se propagando para cima e a carga estocada em suas vizinhanças vai sendo drenada para o solo, um canal de comprimento crescente vai sendo formado, alterando os valores dos parâmetros R , L e C . A Figura 4.4 mostra a distribuição espacial dos parâmetros, ao longo do canal. A voltagem V que excita o circuito é aquela existente na atmosfera na região onde se forma o canal, entre a nuvem e o solo. Ela depende de uma voltagem transversal ao canal V_T , responsável por manter os capacitores carregados (envelope corona) e uma voltagem longitudinal V_L , dependente daquela entre a nuvem e o solo. D é um dispositivo semelhante a um diodo para impedir correntes circulando entre as malhas, e j é um índice usado para enumerar cada malha (Lacerda, 1993).

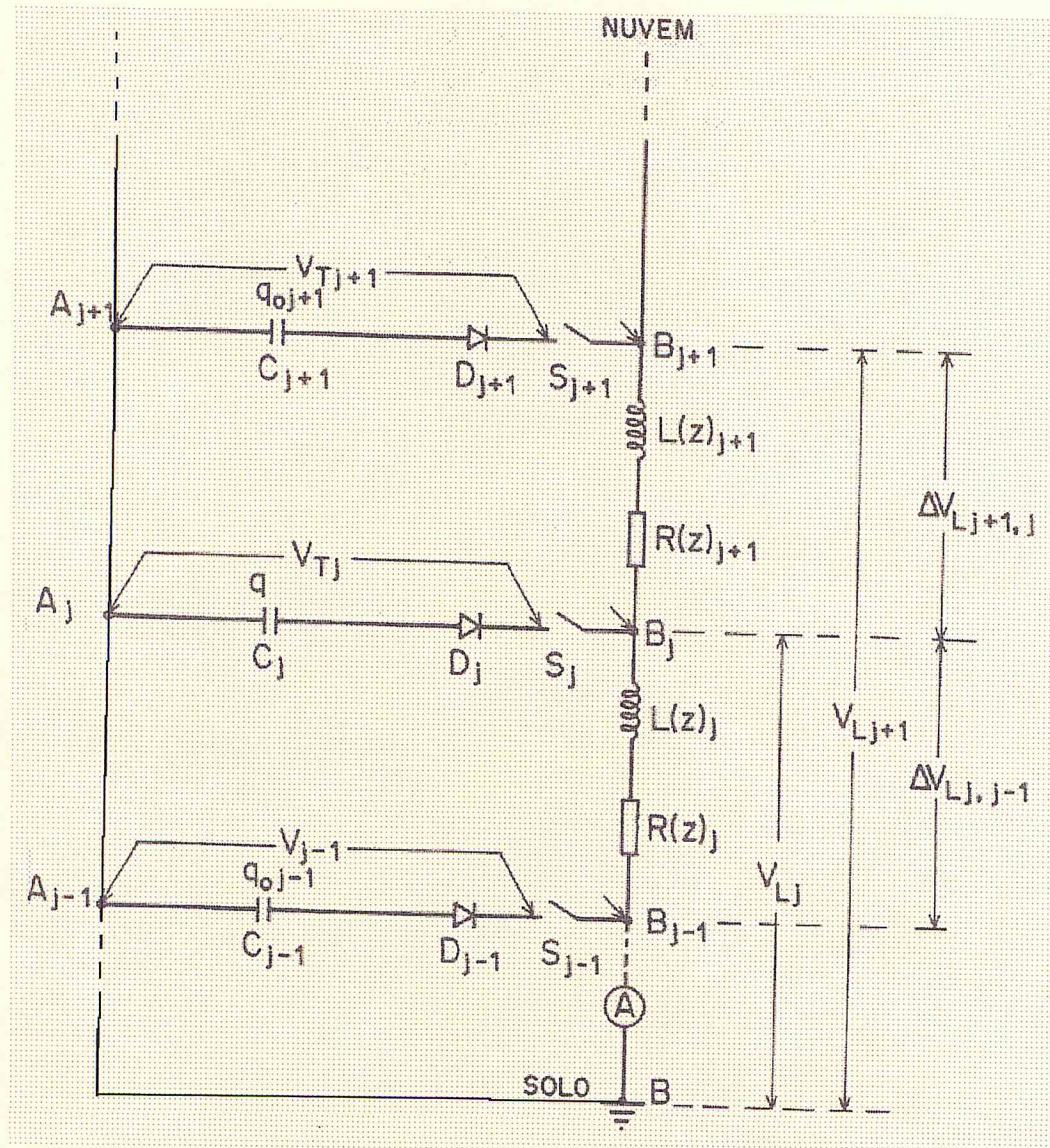


Figura 4.4 Esquema mostrando a distribuição de parâmetros no Multi-Lumped-Circuit (Lacerda, 1993).

Uma solução ao circuito pode ser obtida para cada circuito R, L, C, e, aplicando-se o princípio da superposição, obter uma solução para o circuito geral.

$$i_t(0, t) = \sum_{j=1}^n i_t(0, t)_j \quad \text{Eq. 4.33}$$

onde $i_t(t, z)_j$ é a corrente que flui no j -ésimo lumped-circuit, com parâmetros:

$$R_j = R_j(z, t)$$

Eq. 4.34

$$C_j = C_j(z, t)$$

Eq. 4.35

$$L_j = L_j(z, t)$$

Eq. 4.36

A equação diferencial para o j-ésimo circuito pode ser escrita como:

$$L_j(z, t) \frac{d^2 i_t(z, t)}{dt^2} + R_j(z, t) \frac{di_t(z, t)}{dt} + \frac{i_t(z, t)}{C_j(z, t)} = f(t) \quad \text{Eq. 4.37}$$

onde

$$f(t) = \frac{d(V_j)}{dt} \quad \text{Eq. 4.38}$$

para alguns intervalos de tempo $t_m \leq t \leq t_n$, onde

$$R_j(z, t) \approx R_j(z) \quad \text{Eq. 4.39}$$

$$C_j(z, t) \approx C_j(z) \quad \text{Eq. 4.40}$$

$$L_j(z, t) \approx L_j(z) \quad \text{Eq. 4.41}$$

sendo $V_j = V_{tj} + V_{Lj}$ a voltagem que excita o j-ésimo circuito entre os instantes t_m e t_n .

A solução para $i_t(z, t)_j$ em $z = 0$ para cada t , no intervalo (t_{0j}, t_{kj}) onde t_{0j} é o instante em que a corrente no solo começa a aumentar devido ao j-ésimo circuito, sendo k , um índice genérico para caracterizar o instante em que $i_t(0, t)_j \approx 0$ pode ser escrita como:

$$i_t(0, t)_j = K_1 e^{r_1 t} + K_2 e^{r_2 t} + \frac{e^{r_1 t}}{L(z). (r_1 - r_2)} \int_{t_{0j}}^t f(t) e^{-r_1 t} dt - \frac{e^{r_2 t}}{L(z). (r_1 - r_2)} \int_{t_{0j}}^t f(t) e^{-r_2 t} dt \quad \text{Eq. 4.42}$$

com K_1 e K_2 representando constantes dependentes das condições iniciais, r_1 e r_2 sendo as raízes da equação diferencial (Smythe, 1939)

Na equação acima os dois primeiros termos são a solução homogênea e representam a corrente corona, $i_c(0, t)_j$, enquanto os dois últimos representam a corrente de pulso, $i_p(0, t)_j$, de forma que temos

$$i_t(R(z), L(z), C(z), t)_j = i_p(0, t)_j + i_c(0, t)_j \quad \text{Eq. 4.43}$$

Uma solução explícita para $i_c(0, t)_j$ e uma discussão mais extensa com formas de onda calculadas podem ser encontradas na referência Lacerda (1993).

Capítulo 5: Comentários e Discussões

Nessa monografia apresentamos alguns modelos para a corrente que trafega no canal principal nas descargas atmosféricas, sem mostrar os resultados obtidos pela aplicação dos mesmos ao conjunto de dados disponíveis. Nesse capítulo vamos apresentar os comentários de alguns pesquisadores e suas críticas a esses modelos, evitando com isso uma longa exposição de resultados e sintetizando o conteúdo da monografia.

A partir do trabalho de Lin et al em 1980, trabalhos comentando, modificando os modelos de corrente, ou apresentando novos modelos, têm surgido na literatura (Lin et al, 1980; Nucci et al, 1990; Thottappillil et Uman, 1993; Borovsky, 1995).

Os modelos de Bruce e Golde, (BG) e o de linha de transmissão, (TL) são incorporados ao modelo de Lin (modelo do terceiro tipo) na expressão para a corrente total:

$$i_t(z,t) = i_u(z,t) + i_p(z,t) + i_c(z,t) \quad \text{Eq. 5.1}$$

pois, $i_u(z,t)$, a corrente uniforme é tratada como a corrente uniforme do modelo BG, $i_p(z,t)$, a componente associada ao pulso elétrico é tratada como no modelo TL. A novidade do modelo de Lin é a expressão para $i_c(z,t)$, a corrente corona associada à transferência para o solo de cargas depositadas ao longo do canal e que são disparadas quando da passagem do pulso elétrico. Contudo, Lin se utiliza de dois parâmetros arbitrários α e β para ajustar suas curvas teóricas para a corrente corona, e não apresenta uma causa física responsável pelo estabelecimento da corrente corona.

Thottappillil e Uman (1993) não discutem o modelo de Lin et al (1980), argumentando que a divisão da corrente em três componentes é arbitrária resultando na falta de unicidade na obtenção da expressão da corrente, entretanto, recomendando a utilização do modelo TL para calcular o pico da corrente a partir do pico do campo elétrico distante (Thottappillil e Uman, 1993).

Nos modelos do segundo tipo, por exemplo TL, Lumped-Circuit (LC) e Multi-Lumped-Circuit (MLC), a expressão para a corrente envolve parâmetros que são dependentes das características elétricas do canal principal. Entretanto esses modelos não descrevem exatamente os fenômenos físicos que ocorrem ao longo do canal. Eles fazem uma analogia, tratando o canal como se fosse um fio condutor, ou um circuito elétrico, obtendo expressões matemáticas para a corrente com características semelhantes às dos relâmpagos.

Esses modelos conseguem caracterizar os choques de retorno com três parâmetros $R(z,t)$, representando os elementos resistivos, $L(z,t)$, os indutivos e $C(z,t)$, os capacitivos associados ao canal principal, ao invés dos parâmetros arbitrários α e β utilizados por Lin.

Enquanto no LC os parâmetros $R(z,t)$, $L(z,t)$ e $C(z,t)$, são considerados constantes, no TL eles são distribuídos uniformemente ao longo da linha e no MLC podem ser distribuídos de forma estatística ao longo do circuito. Contudo, a partir desses modelos pode-se obter alguns vínculos entre as diversas correntes que trafegam no canal como exporemos a seguir.

Os registros de corrente obtidos por Berger (1967), mostram que a corrente uniforme não se correlaciona diretamente com $i_p(z,t)$ e $i_c(z,t)$, mas a existência de picos secundários nos registros de corrente, sugerem que ambas possam ser obtidas por um único modelo. No modelo TL os picos da corrente podem ser vistos como modos de propagação ao longo da linha. No modelo MLC essas correntes aparecem como solução da equação diferencial que descreve a dinâmica de correntes no canal, sendo $i_p(z,t)$, corrente de pulso, a solução particular, e $i_c(z,t)$, a corrente corona, a solução homogênea e portanto,

$$i_s(R(z), L(z), C(z), 0, t) = i_p(0, t) + i_c(0, t).$$

Como nenhum dos modelos vincula diretamente as duas correntes, apresentaremos a seguir uma hipótese para futura investigação sobre as causas da corrente corona.

Após a passagem do pulso, existe uma corrente intensa percorrendo o canal de baixo para cima e um intenso campo elétrico, também apontando de baixo para cima. A corrente devida ao pulso faz surgir um campo magnético ao redor do canal cujo produto vetorial com o campo elétrico aponta para dentro, indicando que existe um deslocamento de íons positivos e elétrons que se desprenderam dos seus íons, devido à forte ionização provocada pela passagem da frente de onda do choque de retorno, na direção do canal. Ao chegar próximos ao canal apenas os elétrons seriam drenados para o solo. Por outro lado, como os elétrons têm massa e dimensões muito menores que os íons positivos, eles apresentam um deslocamento relativo aos íons positivos, fazendo surgir uma corrente elétrica radialmente enquanto se deslocam até o canal.

No modelo apresentado por Borovsky, o raio do canal e a condutividade do canal são os parâmetros necessários para a aplicação do modelo. A condutividade σ é considerada escalar e o meio (canal) como isotrópico, sendo σ , uniforme no espaço e constante no tempo dentro do canal e nulo, fora do mesmo, validando a utilização da lei de Ohm, na forma $\vec{J} = \sigma \vec{E}$. As equações de Maxwell são resolvidas diretamente no domínio da frequência, combinando o rotacional da Equação 3.3 com a derivada temporal da Equação 3.4 usando a Lei de Ohm para eliminar a densidade de corrente \vec{J} , obtendo uma equação

diferencial para o campo elétrico. Soluções do tipo $e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t}$, onde \vec{k} é o vetor de onda e ω a frequência, são obtidas, levando a expressões para as diversas componentes dos campos. A partir dessas soluções o autor analiza diversos casos de interesse físico.

Modelos desse tipo, gozam de maior prestígio entre os pesquisadores da área, por produzirem mais expressões analíticas, mas apresentam sempre os inconvenientes de restringirem as situações aos casos mais simples, observando-se também que os parâmetros exigidos pelo modelo ainda não são completamente determinados, e suas hipóteses iniciais de que a condutividade permanece uniforme e constante bem como o canal isotrópico, são feitas a priori. Situações mais complexas exigem normalmente um tratamento numérico, perdendo-se a visão analítica dos fenômenos e limitando-as a comparações gráficas, relacionando os parâmetros com as demais variáveis. Situações de interesse prático muitas vezes obrigam a utilização de modelos mais empíricos que levem a resultados mais realistas.

No estágio atual em que estão as pesquisas, os diversos modelos deveriam ser testados por um mesmo conjunto de dados, relativos a vários registros de descargas, o mais completo possível, a exemplo do que faz Thottappillil, que utiliza a corrente medida na base do canal, velocidade de subida do choque de retorno obtida com imagens fotográficas de câmera de alta velocidade e medidas do campo elétrico próximo com resolução temporal de 10 a 100 ns, numa distância de 5,16 km, para estudar relâmpagos disparados artificialmente com o auxílio de foguetes.

Pode-se incluir a análise espectral da luz emitida no relâmpago, e imagens de vídeo obtidas por diversas estações, distribuídas espacialmente.

Finalmente, a caracterização do choque de retorno pode ser feita a partir dos dados disponíveis e a luz de um modelo de um dos tipos acima, por exemplo, parâmetros R-L-C podem ser calculados para diversos choques, a partir da curva de corrente obtida experimentalmente, e ser checada pelos demais modelos, em medidas de campos, ou a resistência elétrica de um canal pode ser calculada por um modelo do primeiro tipo e ser checada por modelos do segundo tipo, ou terceiro, a partir das curvas de corrente e dos campos.

Capítulo 6: Conclusão

Essa monografia apresenta inicialmente a motivação para a pesquisa de relâmpagos, um pequeno resumo acerca dos mecanismos de eletrização ocorrendo na nuvem de tempestade e um pequeno resumo do mecanismo de descarga, a técnica de medida de correntes em torre e de medidas de campo elétrico com o “Field Mill”. Em seguida, mostramos como são obtidas as expressões para os campos próximos e distantes, em função de uma distribuição de correntes \tilde{J} , que circula no canal durante o choque de retorno, tratando o canal como uma antena que irradia.

Apresentamos três tipos de modelos. Modelos do tipo 1: Modelo de Borovsky (sem mostrar as expressões para campo e corrente); modelos do tipo 2: Modelo de Linha de Transmissão, Lumped-Circuit e Multi-lumped Circuit; modelos do tipo 3: Modelo de Bruce e Golde e Modelo de Lin et al.

Modelos do primeiro tipo, como o proposto por Borovsky, necessitam de dados normalmente de difícil obtenção, ou de obtenção indireta, ou mesmo não disponíveis simultaneamente, com os demais dados necessários, relativos aos mesmos eventos. Isto faz com que os modelos do segundo e do terceiro tipo, apesar das dificuldades apresentadas ainda sejam os mais discutidos na literatura. Modelos do segundo tipo, não descrevem exatamente os mecanismos físicos envolvidos numa descarga atmosférica, mas geram expressões que possibilitam a reprodução da dinâmica de correntes e podem ser usados em modelos de simulação para a análise da distribuição estatística de certos parâmetros que caracterizam as descargas atmosféricas, além de serem mais realistas que os modelos do terceiro tipo. Modelos do terceiro tipo são mais empíricos que os dois antecessores e por trabalharem com parâmetros arbitrários podem conseguir melhor ajuste para as curvas teóricas às curvas experimentais, sendo portanto, mais realistas quando o propósito é obter expressões para corrente que calculem os campos distantes, a partir de medidas dos últimos.

Finalmente, sugerimos que os modelos existentes sejam checados tendo por base um conjunto completo de dados, envolvendo medidas de campo elétrico, luminosidade e espectroscopia do canal, imagens de fotos e vídeo, e medidas de corrente, para a comparação dos modelos existentes, e propomos que um procedimento de auto-consistência deva ser adotado, no qual um modelo gere parâmetros que possam ser checados pela sua aplicação nos demais modelos. Por exemplo, modelos do segundo tipo podem obter expressões para a corrente que possam ser checadas por modelos do terceiro tipo, (pelo cálculo dos campos como feito por Lin et al) e valores calculados para o raio do canal (Oetzel) que possam ser checados usando-se como parâmetro nos modelos do primeiro tipo (como no modelo de Borovsky).

Capítulo 7: Bibliografia

Berger, K., Novel Observations on lightning Discharges: Results of Research on Mount San Salvatore, **Journal of Franklin Institute**, **283**, 6, 479-525, 1967.

Borovsky, J. E., An electrodynamic description of lightning return strokes and dart leaders: Guided wave propagation along conducting cylindrical channels, **Journal of Geophysical Research**, **100**, D2, 2697-2726, 1995.

Deaver L. E., E. P. Krider, Eletreic Fields and Current Densities Under Small Florida Thunderstorms, , **Journal of Geophysical Research**, **96**, D12, 22.273-22.281, 1991.

Gin, R. B. B., Estudo Coordenado de um sistema de Tempestade sobre a América do Sul. (Dissertação de mestrado em Ciência Espacial) Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1992. (INPE -5388-TDI/477).

Lacerda, M. Sobre a Física dos Raios: Modelagem da Corrente Corona, (Dissertação de Mestrado em Física Aplicada) Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, 1993.

Lin, Y. T., M. A. Uman e R. B. Standler, Lightning Return Stroke Models, **Journal of Geophysical Research**, **85**, C3, 1571-1583, 1980.

Marshall T. C., W. D. Rust, Eletreic Field Soundings Trough Thunderstorms, **Journal of Geophysical Research**, **96**, D12, 22.297-22.306, 1991.

Nucci, C. A., G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, e C. Mazetti, Lightning Return Stroke Models With Specified Channel-Base Current: A Review and Comparison, **Journal of Geophysical Research**, **95**, D12, 20.395-20.408, 1990.

Pinto, I. R. C. A., Estudos sobre campos elétricos e condutividade associados a nuvens eletrificadas na região da América do Sul, Tese de Doutorado em Ciência Espacial, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1987. (INPE -4487-TDL/325)

Oetzel, G. N., Computation of the Diameter of a Lightning Return Stroke, **Journal of Geophysical Research** , **73**, 6, 1889-1896, 1968.

Schonland, B. F. J., Atmospheric Eletricity, Ed. Methuen & Co. Ltd, London, John Wiley & Sons Inc. New York, 1953.

Smythe, W. R., Static and Dynamic Electricity, McGraw-Hill Book Company Inc., New York, London, 1939.

Thottappillil, R., e M. A. Uman, Comparison of Lightning Return-Stroke Models, **Journal of Geophysical Research**, **98**, D12, 22.903-22.914, 1993.

Triginelli, W. A. C., A. M. Carvalho, J. H. Diniz, e L. C. L. Cherchiglia, Descargas Atmosféricas: Principais parâmetros aplicáveis a estudos de engenharia, **Revista Eletricidade Moderna**, 118-130, 1995.

Uman, M. A., The Lightning Discharge, Academic Press, Inc., London, 1987.

Uman, M. A., D. K. McLain, e E. P. Krider, The Electromagnetic Radiation from a Finite Antenna, **American Journal of Physics**, **43**, 33-38, 1975.