



UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DO SEMI-ÁRIDO
PRÓ-REITORIA DE GRADUAÇÃO
CENTRO MULTIDISCIPLINAR DE PAU DOS FERROS
BACHARELADO EM CIÊNCIA E TECNOLOGIA

SALES FELIX DA SILVA NETO

**ESTIMATIVA DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS GERADOS POR
DESCARGAS ATMOSFÉRICAS**

Pau dos Ferros - RN
Outubro de 2017

SALES FELIX DA SILVA NETO

**ESTIMATIVA DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS GERADOS POR
DESCARGAS ATMOSFÉRICAS**

Trabalho de conclusão de curso apresentado à Banca Examinadora do Curso de Ciência e Tecnologia, da Universidade Federal Rural do Semiárido em cumprimento às exigências legais como requisito parcial à obtenção do grau de Bacharel em Ciência e Tecnologia.

Orientador: Prof. Dr. Francisco Ernandes Matos Costa
(UFERSA – Centro Multidisciplinar de Pau dos Ferros)

Pau dos Ferros – RN
Outubro de 2017

© Todos os direitos estão reservados à Universidade Federal Rural do Semi-Árido. O conteúdo desta obra é de inteira responsabilidade do (a) autor (a), sendo o mesmo, passível de sanções administrativas ou penais, caso sejam infringidas as leis que regulamentam a Propriedade Intelectual, respectivamente, Patentes: Lei nº 9.279/1996, e Direitos Autorais: Lei nº 9.610/1998. O conteúdo desta obra tornar-se-á de domínio público após a data de defesa e homologação da sua respectiva ata. A mesma poderá servir de base literária para novas pesquisas, desde que a obra e seu (a) respectivo (a) autor (a) sejam devidamente citados e mencionados os seus créditos bibliográficos.

N469e Neto, Sales Felix da Silva.

ESTIMATIVA DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS
GERADOS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS / Sales Felix
da Silva Neto. – 2017.

41 f. : il.

Orientador: Francisco Ernandes Matos Costa.

Monografia (graduação) - Universidade Federal Rural do
Semi-Árido, Curso de Ciência e Tecnologia, 2017.

1. Descarga atmosférica. 2. Campo eletromagnético. 3.
descarga de retorno. I. Costa, Francisco Ernandes Matos, orient.
II. Título.

UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DO SEMI-ÁRIDO
CENTRO MULTIDISCIPLINAR DE PAU DOS FERROS

**ESTIMATIVA DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS GERADOS POR
DESCARGAS ATMOSFÉRICAS**

Sales Felix da Silva Neto

Trabalho de conclusão de curso apresentado à Banca Examinadora do Curso Ciência e Tecnologia, da Universidade Federal Rural do Semiárido em cumprimento às exigências legais como requisito parcial à obtenção do grau de Bacharel em Ciência e Tecnologia.

Banca Examinadora:

Francisco Ernandes Matos Costa

Prof. Dr. Francisco Ernandes Matos Costa

(Orientador – UFERSA – Centro Multidisciplinar de Pau dos Ferros)

Hidalyn Theodory Clemente Mattos de Souza

Prof. Dr. Hidalyn Theodory Clemente Mattos de Souza

(UFERSA – Centro Multidisciplinar de Pau dos Ferros)

João Wagner Cavalcanti Silva

Prof. Me. José Wagner Cavalcanti Silva

(UFERSA – Centro Multidisciplinar de Pau dos Ferros)

Pau dos Ferros, 26 de outubro de 2017.

*Dedico este trabalho à minha família, que
sempre me apoiou e acreditou na minha
capacidade.*

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, a Deus pelo dom da vida, por proporcionar que chegasse até aqui com saúde e por me dar força para nunca desistir dos meus objetivos.

A minha família pelo apoio empregado, por sempre estar ao meu lado, pelo amor e carinho recebido, e por me manter focado nos meus estudos.

A minha namorada, Kelly por tudo que me proporcionou, pelo carinho e amor dado, por me apoiar nas decisões e por me motivar quando mais preciso.

Aos meus amigos, por todos momentos bons vividos e por estar ao meu lado nos momentos difíceis.

Ao meu orientador Dr. Francisco Ernandes Matos Costa pelo conhecimento repassado durante minha graduação, pelas correções, sugestões e por todo o tempo dedicado, meu muito obrigado!

A todos que contribuíram direto e indiretamente na minha formação acadêmica, professores, funcionários e colegas, muito obrigado por tudo.

A minha avó, Severina (in memoriam), por ter me ensinado os caminhos certos da vida e por me incentivar sempre com palavras estimulantes. Aonde quer que a senhora esteja, sei que está feliz com minha conquista.

RESUMO

Nesta monografia investiga-se o fenômeno da descarga atmosférica, em particular a descarga nuvem-solo descendente, que é o tipo mais relevante para a engenharia. Assumindo um modelo de linha de transmissão para o perfil de corrente juntamente com o método das imagens deriva-se expressões analíticas para os potenciais escalar e vetorial. Finalmente, utilizando as equações fundamentais do eletromagnetismo desenvolve-se expressões analíticas para o campo elétrico vertical, o campo elétrico radial e o campo magnético azimutal em torno do canal de descarga.

Palavras-chave: Descarga atmosférica; Campo eletromagnético; Descarga de retorno.

ABSTRACT

In this monography we investigate the atmospheric discharge phenomenon, particularly the cloud-soil downward discharge, which is the most relevant type for engineering. Assuming a transmission line model for the current profile along with the method of images we derive analytical expressions for vector and scalar potentials. Finally, using fundamental equations of electromagnetism we develop analytical expressions for the vertical electric field, the radial electric field and the azimuthal magnetic field around the discharge channel.

Keywords: atmospheric discharge; Electromagnetic field; Return stroke.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1:	Distribuição das cargas elétricas em uma nuvem cumulonimbus.....	17
Figura 2.2:	Formação do raio, Formação do raio numa escala de tempo em milissegundos.....	20
Figura 2.3:	Perfil de corrente para duas descargas de retorno induzidas por foguetes....	21
Figura 3.1:	Sistema de coordenadas cilíndricas com indicação do ponto P onde os campos serão estimados.....	23
Figura 3.2:	Ilustração do método das imagens utilizado para estimar os potenciais elétricos.....	24
Figura 3.3:	Potencial escalar em função do tempo.....	27
Figura 3.4:	Potencial vetor em função do tempo.....	28
Figura 3.5:	Evolução do campo elétrico vertical em função do tempo no entorno do canal da descarga para cinco alturas diferentes.....	29
Figura 3.6:	O campo magnético azimutal em função do tempo no nível do solo.....	31
Figura 3.7:	Comportamento do campo elétrico radial, gerado pelo potencial escalar, em função do tempo.....	32
Figura 3.8:	Ilustração da corrente de deslocamento no ar e de condução no solo.....	35
Figura 3.9:	Campo elétrico radial gerado pela corrente de condução no solo em função do tempo.....	37

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	10
1.1	Problemática	11
1.2	Objetivos	11
1.2.1	Objetivo geral	11
1.2.2	Objetivos específicos	11
1.3	Justificativa	12
1.4	Metodologia	12
1.5	Estrutura da monografia	13
2	REFERENCIAL TEÓRICO	14
2.1	Os fundamentos do eletromagnetismo	14
2.2	Eletrificação das nuvens	16
2.3	Descargas Atmosféricas	17
2.4	Raios e relâmpagos	19
2.5	Modelagem do perfil de corrente	21
3	RESULTADOS E DISCUSSÕES	23
3.1	Estimativa dos Potenciais Elétricos	23
3.2	Estimativa do Campo Elétrico Vertical	28
3.3	Estimativa do Campo Magnético Azimutal	30
3.4	Estimativa do Campo Elétrico Radial	31
3.4.1	Campo elétrico radial gerado pelo potencial escalar	31
3.4.2	Campo elétrico radial gerado pelo campo magnético azimutal	32
3.4.3	Campo elétrico radial gerado pela corrente de condução no solo	35
4	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS	38
5	REFERÊNCIAS	39

1 INTRODUÇÃO

O Brasil, por ser um país tropical e apresentar grande extensão territorial, tem um dos maiores índices de ocorrência de descargas elétricas naturais (raios) do mundo.

As descargas atmosféricas são observadas há milhares de anos, mas seu entendimento é recente, teve início apenas em meados do século XVIII com Benjamin Franklin (1706-1790), que estabeleceu que os raios teriam uma natureza elétrica.

Os raios podem ocorrer entre uma nuvem e o solo, entre nuvens ou intranuvens. As nuvens cumulonimbus são as mais comuns geradoras de raios e também o tipo de nuvem mais estudado. As descargas que tocam o solo são chamadas nuvem-solo (NS) e são de menor ocorrência (cerca de 20%); enquanto os raios que não tocam o solo são classificados como intranuvem (IN) e ocorrem em maior intensidade (cerca de 80%), mas são pouco estudados por ocorrerem em meio à opacidade da nuvem e por não trazerem prejuízos à sociedade (FERRAZ, 2001).

Os raios NS, embora menos frequentes que os IN, são os mais estudados por serem mais acessíveis à observação visual e principalmente por causa do perigo que apresentam às pessoas e prejuízos que infringem a sociedade. Os prejuízos mais comuns estão associados aos efeitos térmicos como: incêndios em florestas, buracos na fuselagem de aeronaves, rompimento de cabos de linhas de transmissão, queima dos fusíveis usados para proteger transformadores de distribuição etc. (MIRANDA, 2000).

Para a ocorrência dos raios, as nuvens de tempestades devem estar com uma alta concentração de cargas elétricas, com isso, tem-se a geração de um campo elétrico bastante intenso, que ultrapassa a intensidade da rigidez dielétrica do ar, fazendo o ar agir como um condutor.

Na formação das descargas atmosféricas, o processo de eletrização das nuvens é algo bastante complexo que ainda não se tem uma explicação totalmente satisfatória na literatura científica. A teoria colisional é a mais bem sucedida, mas não consegue dar conta de tudo.

A descarga atmosférica provoca um clarão (relâmpago) e logo após um estrondo (trovão). Esses acontecimentos, muitas vezes assustam as pessoas, entretanto, o efeito danoso dos raios está relacionado a corrente elétrica presente que tem uma intensidade muito alta e pode causar sérios prejuízos a sociedade.

1.1 Problemática

A ocorrência de descargas atmosféricas na Terra remonta a própria origem do planeta, entretanto, esse fenômeno ainda não é completamente entendido. Benjamin Franklin foi o pioneiro a tentar entender essas descargas conseguindo provar que as mesmas tinham origem elétrica.

Atualmente, sabe-se que um raio começa com pequenas descargas dentro da nuvem e que a maioria das descargas atmosféricas NS tem polaridade negativa, isto é, a parte inferior da nuvem está carregada negativamente em relação à Terra. Essas descargas liberam elétrons que começarão seu caminho de descida em direção ao solo. Nesse caminho de descida os elétrons buscam o caminho mais fácil (de mínima ação). Essa busca de conexão com a Terra é extremamente rápida e não visível a olho nu. Quando as cargas se aproximam do solo, partem em direção a elas outras cargas. Forma-se então o que é conhecido como o canal de descarga, um caminho ionizado e altamente condutor. Por ele passa um gigantesco fluxo de cargas elétricas denominada descarga de retorno. É neste momento que o raio acontece com a máxima potência, liberando grande quantidade de luz (FERRAZ, 2001; MIRANDA, 2000; PORTIER et al, 2010).

Em geral, as descargas NS são as que apresentam maiores riscos e prejuízos para sociedade, ocasionando sobretensões em linhas de transmissão e queima dos fusíveis usados para proteger transformadores de linhas de transmissão de energia etc. Na tentativa de amenizar os prejuízos supracitados torna-se importante desenvolver modelos que forneçam estimativas para a distribuição do campo eletromagnético no entorno do canal de descarga. A partir desses modelos é possível estimar a corrente induzida em linhas aéreas de transmissão.

Neste trabalho pretende-se fazer uma estimativa da distribuição do campo eletromagnético no entorno do canal de descarga em descargas do tipo NS negativas.

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivo geral

- Fazer uma estimativa da distribuição do campo eletromagnético gerado em descargas atmosféricas a partir de um dado perfil de corrente.

1.2.2 Objetivos específicos

- Estudar os principais aspectos físicos envolvidos nas descargas atmosféricas naturais.

- Determinar os campos elétrico e magnético no entorno do canal de descarga atmosférica.
- Contribuir para a pesquisa científica da UFERSA/Pau dos Ferros.

1.3 Justificativa

Como é bem conhecido, as descargas elétricas naturais têm um importante papel no processo de trocas de calor entre massas de ar na atmosfera terrestre. Entretanto, elas podem ocasionar muitos prejuízos as atividades humanas como, por exemplo, incêndios em florestas, rompimento de cabos de linhas de transmissão, queima dos fusíveis usados para proteger transformadores de distribuição, danos nas torres de poços de petróleo, etc.

O estudo das descargas atmosféricas foi iniciado por volta de 1750, com Benjamin Franklin, e desde então tem-se desenvolvido várias pesquisas sobre esse fenômeno. Apesar do avanço nesse campo de pesquisa ainda tem muito a ser descoberto sobre as descargas atmosféricas. Nesse sentido, o estudo dessas descargas é de fundamental importância.

Neste trabalho investigaremos os principais aspectos físicos das descargas atmosféricas. Em especial, faremos uma estimativa da distribuição do campo eletromagnético no entorno do canal de descarga. Portanto entendemos que este estudo seja de suma importância.

1.4 Metodologia

Esta pesquisa consiste em uma investigação de natureza teórica quantitativa. Descreveremos a seguir as principais etapas metodológicas que serão adotadas.

Primeiramente, será efetuado um estudo bibliográfico sobre os aspectos gerais das descargas atmosféricas, desde a eletrização de nuvens, passando pela formação do canal de descarga até a descarga propriamente dita.

Posteriormente, será considerado um perfil para modelar a corrente elétrica no interior do canal de descarga e a partir desse perfil serão calculados os campos elétrico e magnético no entorno do canal de descarga.

Finalmente, serão feitos gráficos para se entender melhor o comportamento da distribuição dos campos no entorno do canal de descarga atmosférica.

1.5 Estrutura da monografia

Esta monografia está estruturada em quatro capítulos, conforme descreve-se em linhas gerais a seguir.

No capítulo 2 apresenta-se uma breve revisão bibliográfica sobre os fundamentos do eletromagnetismo e das descargas atmosféricas desde o processo de eletrificação das nuvens de tempestades até a ocorrência da descarga.

No capítulo 3 faz-se uma estimativa dos campos elétrico e magnético no entorno do canal de descarga e discute-se os mesmos através da análise gráfica.

No capítulo 4 apresenta-se as conclusões deste estudo bem como algumas perspectivas de estudos futuros.

2 REFERENCIAL TEÓRICO

2.1 Os fundamentos do eletromagnetismo

Os fenômenos de natureza eletromagnética têm sua origem em uma propriedade fundamental da matéria, denominada carga elétrica. A carga apresenta algumas propriedades como:

- Existência de dois tipos de cargas;
- Existe um valor elementar de carga que é a carga do elétron ou do próton;
- Cargas elétricas interagem, isto é, uma carga exerce uma força sobre outra e vice-versa;
- Cargas iguais se repelem e cargas diferentes se atraem.

É possível fazer com que um corpo inicialmente neutro adquira uma carga líquida através de três processos básicos:

- Eletrização por atrito;
- Eletrização por contato;
- Eletrização por indução.

Uma distribuição de cargas elétricas estacionárias cria um campo elétrico $\vec{E}$ nas suas imediações. Esse campo está relacionado à sua fonte através da lei de Gauss, isto é,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2.1)$$

onde ρ é densidade de cargas, ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo e $\vec{\nabla}$ representa um operador diferencial, que em coordenadas cartesianas é dado por $\vec{\nabla} = \hat{i}\partial_x + \hat{j}\partial_y + \hat{k}\partial_z$.

O campo elétrico pode ser representado através de linhas de campo de forma que em qualquer ponto, o campo é sempre tangente a linha de campo que passa no ponto considerado. As linhas de um campo eletrostático começam nas cargas positivas e terminam nas negativas (MACHADO, 2000).

A um campo eletrostático é sempre possível associar uma função escalar, denominada potencial elétrico V , tal que,

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V, \quad (2.2)$$

Quando um campo elétrico é aplicado aos terminais de um material condutor, estabelece-se uma diferença de potencial entre os terminais do mesmo e as cargas “livres” no interior do condutor adquirem um movimento ordenado (MACHADO, 2000). A esse

movimento ordenado de cargas dar-se o nome de corrente elétrica. Mais formalmente, a corrente I é definida como sendo a taxa de variação de carga que atravessa uma área de seção transversal de um condutor, isto é,

$$I = \frac{dQ}{dt}. \quad (2.3)$$

Em muitas situações de interesse físico é mais conveniente definir uma densidade de corrente J que está relacionada à corrente pela expressão

$$I = \int \vec{J} \cdot d\vec{S}. \quad (2.4)$$

Por outro lado, o fenômeno do magnetismo foi inicialmente observado em materiais que apresentam magnetismo natural – os chamados ímãs naturais. Esses materiais, assim como as cargas elétricas, também apresentam algumas propriedades:

- Um ímã sempre apresenta dois polos, convenientemente chamados de norte e sul;
- Ímãs interagem, um ímã exerce uma força sobre outro e vice-versa;
- Polos iguais se repelem e polos diferentes se atraem.
- As linhas de campo magnético de um ímã são curvas fechadas.

Embora cargas positivas e negativas possam ser facilmente isoladas, até o momento não foi encontrado monopolos magnéticos isolados. Devido à inexistência de monopolos magnéticos, a lei de Gauss para o magnetismo pode ser escrita como

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0, \quad (2.5)$$

onde $\vec{H}$ é o campo magnético. A partir da relação acima é possível escrever o campo magnético como,

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{A}, \quad (2.6)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo e $\vec{A}$ é o potencial vetor.

Uma corrente elétrica percorrendo um material condutor cria um campo magnético. Para situações que envolvem alto grau de simetria o campo magnético gerado por uma distribuição de corrente é dado pela lei de Ampère, isto é,

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}. \quad (2.7)$$

Como uma corrente gera um campo magnético, ou em outras palavras, um campo elétrico variável no tempo produz um campo magnético, então por simetria, um campo magnético variável também deve ser capaz de produzir um campo elétrico. Faraday (1791-1867) mostrou experimentalmente que quando um fluxo de campo magnético através de uma

área de seção de uma espira varia aparece uma corrente induzida na espira. Em termos dos campos elétrico e magnético isso pode ser escrito como,

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (2.8)$$

que é conhecida como lei de Faraday da indução.

A partir da simetria existente na lei de Faraday, Maxwell (1831-1879) percebeu que a lei de Ampère estava incompleta. Maxwell fez uma correção na Eq. (2.7) introduzindo um termo que ficou conhecido como corrente de deslocamento. Dessa forma, a Eq. (2.7) passou a ser escrita como,

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (2.9)$$

que é conhecida como lei de Ampère-Maxwell.

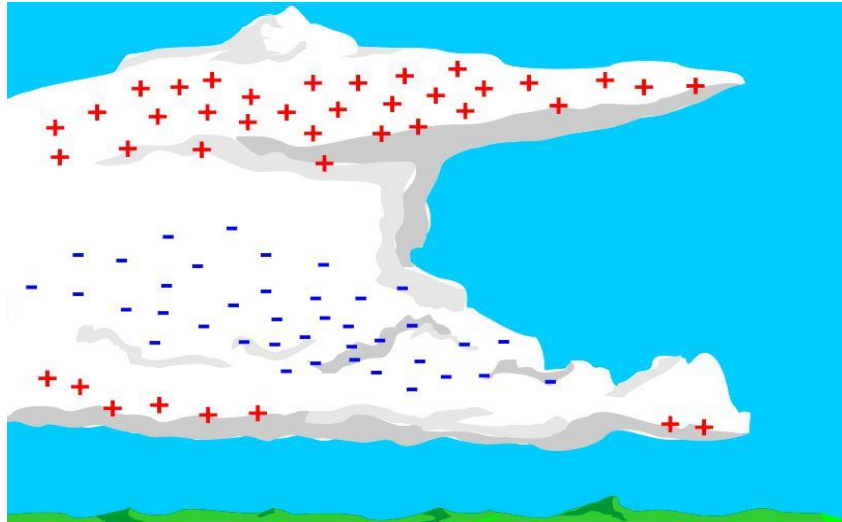
As Eqs. (2.1), (2.5), (2.8) e (2.9) são conhecidas como as equações de Maxwell e relacionam os campos elétrico e magnético com suas respectivas fontes.

2.2 Eletrificação das nuvens

As nuvens cumulonimbus são as mais comuns geradoras de raios. Esse tipo de nuvem difere das demais pelo seu tamanho, sua grande extensão vertical, por apresentar fortes correntes verticais de ar e pelo fato de liberar eletricidade na forma de raios. Elas podem ser classificadas em dois tipos diferentes: isoladas, também conhecidas como convectivas ou locais; em grupos, formando tempestades organizadas, que são mais intensas, causando fortes chuvas, ventos e chuvas de granizo (SILVA, 2007).

Em geral, uma nuvem cumulonimbus é formada por gotas de água de tamanhos variáveis, cristais de gelo e outras partículas sólidas em movimento devido as correntes convectivas ascendentes. As colisões entre as partículas sólidas, em especial as de gelo de diferentes tamanhos, no interior da nuvem ocasionam a transferência de cargas entre as partículas pelos processos indutivo e termoelétrico (PINTO JR. E PINTO, 2000). As cargas elétricas se separam, indo as positivas para as regiões mais altas e as negativas permanecem nas regiões mais baixas da nuvem. Um pouco abaixo da região negativamente carregada fica uma pequena concentração de cargas positivas, conforme mostrado na figura 2.1. Essa configuração de carga elétrica na nuvem induz uma carga positiva no solo.

Figura 2.1: Distribuição das cargas elétricas em uma nuvem cumulonimbus.



Fonte: WOtP (2014).

O processo de descarga entre a nuvem e o solo tem início quando o campo elétrico atinge um valor da ordem de 10^6 V/m, que é o valor necessário para que haja a ruptura da rigidez dielétrica do ar na base da nuvem. O fato de como a nuvem adquire tanta carga elétrica a ponto de produzir um campo capaz de superar a rigidez dielétrica do ar ainda é muito discutido na literatura, a teoria mais aceita é a colisional.

A teoria colisional defende que as cargas elétricas presentes no interior da nuvem, surgem a partir de colisões entre partículas de gelo de diferentes tamanhos, dessa forma há uma transferência de cargas entre essas partículas, de modo que as partículas de menor tamanho ficam carregadas positivamente e as de tamanho maior adquirem cargas negativas. Devido aos ventos ascendentes presentes no interior da nuvem, as partículas menores sobem ficando aglomeradas na parte superior da nuvem e as maiores se concentram na parte inferior, fazendo com que a nuvem adquira uma concentração de cargas retratada na figura 2.1.

2.3 Descargas Atmosféricas

As descargas atmosféricas são um fenômeno elétrico natural de fundamental importância para o equilíbrio do planeta. Elas podem ocorrer dentro de uma nuvem, entre duas nuvens próximas, entre uma nuvem e o ar vizinho ou entre uma nuvem e o solo. Os três primeiros tipos de descargas são mais frequentes e tem importância para o projeto de aeronaves. Já as descargas do tipo nuvem-solo, embora menos frequentes, são o fator determinante para a escolha do isolamento dos equipamentos de média e alta tensão.

O estudo das descargas atmosféricas teve início em meados do século XVIII com Benjamim Franklin (1706-1790) que teria realizado experimentos para comprovar a natureza elétrica das descargas naturais. Franklin também propôs o uso de grandes hastes de metal para proteção contra os raios que, segundo ele, fariam a eletricidade fluir silenciosamente da nuvem para o solo. Posteriormente, percebeu que essas hastes, na verdade, atraíam os raios. Dessa forma percebeu-se que se não era possível evitar as descargas elétricas, poderia pelo menos atraí-las para um ponto que não oferecesse perigo utilizando uma haste metálica, que ficou conhecida como para-raios.

Quando uma nuvem está eletrificada, podem ocorrer descargas atmosféricas entre aglomerações de cargas de sinais opostos situadas em diferentes regiões da nuvem (descarga intra-nuvem) ou entre aglomerações de cargas da nuvem e as cargas de sinais opostos, induzidas na superfície da Terra (descarga nuvem-solo). Uma descarga atmosférica se inicia quando as cargas elétricas criam um campo elétrico muito alto que excede a rigidez dielétrica do ar em um dado local na atmosfera, podendo ser dentro da nuvem ou próximo ao solo. Quando o campo supera o valor da rigidez dielétrica do ar, tem início o movimento de elétrons de uma região para outra.

No caso de uma descarga NS, um líder descendente guia as demais cargas em direção ao solo. Este líder progride através de passos sucessivos, onde cada passo tem um comprimento da ordem de 50 m. A duração de cada passo é cerca de 1 μ s e o intervalo de tempo entre dois passos sucessivos é cerca de 50 μ s (DEGAUQUE E HAMELIN, 1990). À medida que esse líder se aproxima do solo, o aumento do campo faz com que sejam emitidos um ou mais líderes ascendentes em direção ao líder descendente. Quando um dos líderes ascendente encontra-se com o descendente se estabelece uma conexão, dando origem ao canal da descarga.

Durante a formação inicial do canal de descarga, o alto valor do campo elétrico ao redor do canal cria uma espécie de envelope de corona, região na qual ficam armazenadas as cargas do canal. Após o encontro dos canais ascendente e descendente, as cargas são drenadas para o núcleo do canal onde ocorre a propagação de duas ondas de corrente de retorno em sentidos opostos. E uma corrente de retorno se estabelece da Terra em direção a nuvem. Essa corrente de retorno pode ser pensada como sendo um fluxo de cargas através de um plano perpendicular ao canal de descarga. Esta descarga de retorno é caracterizada por uma elevada corrente elétrica, que vai neutralizando as cargas depositadas ao longo do canal pelo líder descendente, portanto, espera-se que a amplitude da corrente de retorno seja uma função da altura.

2.4 Raios e relâmpagos

Em linhas gerais, um raio é uma ou um conjunto de descargas atmosféricas que podem ocorrer dentro de uma nuvem, entre uma nuvem e uma região do ar, entre duas nuvens ou entre uma nuvem e o solo. Ele começa, quando a concentração de cargas de sinais opostos em diferentes regiões da nuvem cresce muito tornando o ar circundante um condutor. A partir desse momento começam então a ocorrer descargas elétricas dentro da nuvem diminuindo assim a concentração de cargas.

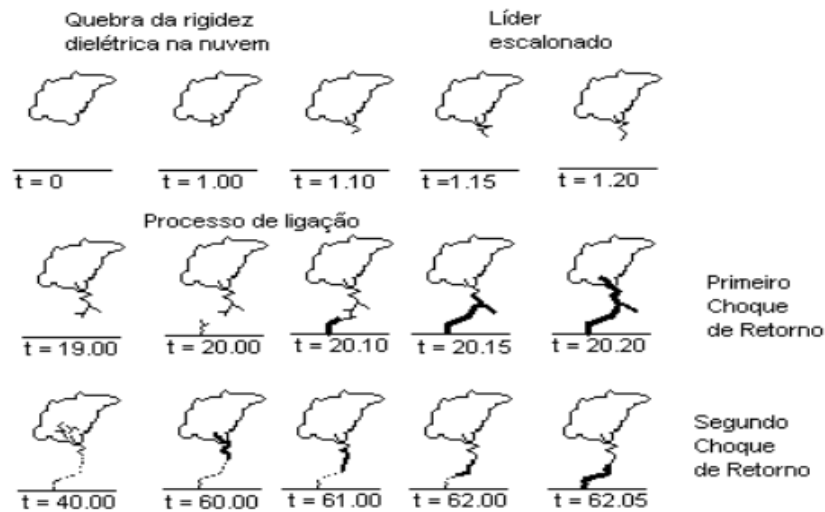
A carga líquida em uma nuvem também pode induzir cargas de sinais opostos na superfície do solo e quando o campo elétrico entre a nuvem e o solo supera o valor da rigidez dielétrica do ar ocorre um raio do tipo nuvem solo. Cerca de 80% dos raios NS são descendentes, isto é, a nuvem descarrega para o solo e os outros 20% são ascendentes, com as cargas se movimentando do solo para a nuvem. Os raios ascendentes são observados em estruturas mais altas e em regiões específicas da Terra. Mas também podem ocorrer após uma mudança súbita do campo elétrico ambiente devido à ocorrência prévia de uma descarga descendente (BERGER, 1967).

A primeira descarga de um raio apresenta muitas ramificações, porque no caminho até o solo as cargas elétricas buscam o caminho mais fácil e não, necessariamente, o mais curto. Os raios ascendentes apresentam ramificações voltadas para cima, enquanto que os descendentes apresentam ramificações voltadas para baixo.

Um raio composto de várias descargas elétricas pode durar de 0,5 até 2 s, entretanto, cada descarga dura apenas uma fração de 1 ms. O número característico de descargas em cada raio é de três ou quatro, espaçados por um intervalo de tempo da ordem de 10 ms. Cada descarga é iniciada 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 10 C e finalizado com uma descarga de retorno que percorre o canal da Terra para a nuvem com uma velocidade da ordem de $10^7 - 10^8$ m/s anulando a carga depositada no canal num tempo de cerca de 100 μ s (LACERDA, 1993).

A figura 2.2, mostra a formação do raio com o passar do tempo, desde a quebra da rigidez dielétrica do ar, até o momento que ocorre as descargas pelo caminho ionizado.

Figura 2.2: Formação do raio numa escala de tempo em milissegundos.



Fonte: Adaptado de Uman (1987).

Todo o fenômeno descrito na figura 2.2 é chamado de raio. Em resumo, um raio é o efeito elétrico que acontece na descarga atmosférica.

Os raios também apresentam uma polaridade atribuída conforme o tipo de carga que neutralizam na nuvem. Dessa forma, se um raio neutralizar cargas negativas numa nuvem ele é chamado de raio negativo. Na prática, só se pode definir a polaridade de um raio com instrumentos de medidas adequados.

A diferença de potencial entre o solo e a nuvem no momento de um raio pode chegar até 10^9 V e a corrente pode atingir cerca de 300 kA. Boa parte da energia do raio é liberada na forma de calor, luz, som e ondas de rádio.

Um raio produz um efeito sonoro que é chamado de trovão. Esse efeito é decorrente do rápido aquecimento do ar em volta do canal de descarga ocasionado pela passagem da corrente elétrica. A temperatura nessa região pode chegar a 30.000 °C. O trovão tem ligação direta com a corrente presente na descarga; quanto maior for a corrente maior será a intensidade do trovão (FILHO; MARTINELLI, 2016; SILVA, 2007; MIRANDA, 2000).

Outro efeito produzido pelo raio é a luz visível (clarão observado), frequentemente chamado, de relâmpago. Esse efeito é ocasionado pela interação das cargas com o ar da atmosfera.

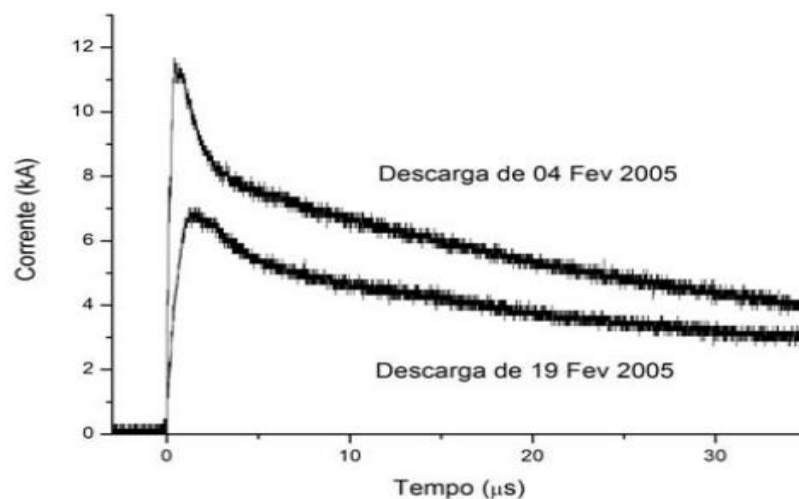
Uma das maiores dificuldades no entendimento dos raios é que não se pode produzi-los em laboratórios, no entanto, essa dificuldade aos poucos vem sendo superada através de uma técnica que consiste em induzir um raio em determinados locais. Tecnicamente, isso pode ser

feito através do lançamento de foguetes especiais em direção à base de uma nuvem de tempestade.

2.5 Modelagem do perfil de corrente

Na figura 2.3 é mostrado o perfil de corrente de duas descargas de retorno induzidas por foguetes no município de Cachoeira Paulista – SP (Brasil). A partir desses perfis é possível modelar a corrente de descarga de retorno e obter o campo eletromagnético no entorno do canal da descarga.

Figura 2.3: Perfil de corrente para duas descargas de retorno induzidas por foguetes.



Fonte: Adaptado de Barbosa (2009).

As descargas atmosféricas produzem sobretensões induzidas em linhas de transmissão de energia e de telecomunicações. Essas sobretensões são geradas pelo alto campo eletromagnético formado no entorno do canal de descarga. Nesse sentido é importante estudar a distribuição do campo eletromagnético no entorno do canal da descarga.

Dentre os modelos propostos para a descarga de retorno, o de linha de transmissão (TL) é o mais utilizado em aplicações de engenharia. Esse modelo foi desenvolvido inicialmente por Wagner e Mccann (1942) e complementado por Uman e McLain (1969). No modelo TL o canal da descarga é totalmente na vertical, sem ramificações, e a transferência de cargas ocorre apenas da base para o topo do canal. Dessa forma, a corrente da descarga de retorno se propaga verticalmente e com velocidade uniforme a partir da base do canal até o topo, sem sofrer atenuação ou distorção (ROMERO, 2007; BARBOSA, 2009).

No modelo TL apenas o efeito da descarga de retorno, ou seja, o campo eletromagnético gerado por ela é que influencia as linhas de transmissão.

Existem na literatura alguns outros modelos que são variações do modelo TL (NUCCI, 1988; RAKOV; DULZON, 1987). Dessa forma, para o modelo TL e suas variações é possível escrever a corrente da descarga de retorno numa dada altura z em termos da corrente na base do canal (RAKOV, 2003),

$$i(z, t) = u\left(t - \frac{z}{v}\right) P(z) i\left(0, \frac{z}{v}\right), \quad (2.10)$$

onde t é o tempo que a descarga de retorno leva para atingir o ponto considerado do canal, v é a velocidade da descarga de retorno, $u(t - z/v)$ é a função de Heaviside, também conhecida como função degrau, que vale 0 para $t - z/v < 0$ e 1 para $t - z/v \geq 0$. Enquanto que o termo $P(z)$ é a atenuação da corrente e vale 1 para o modelo TL. Assim, para o modelo TL, tem-se que,

$$i(z, t) = u\left(t - \frac{z}{v}\right) I_0, \quad (2.11)$$

onde I_0 é a corrente na base do canal.

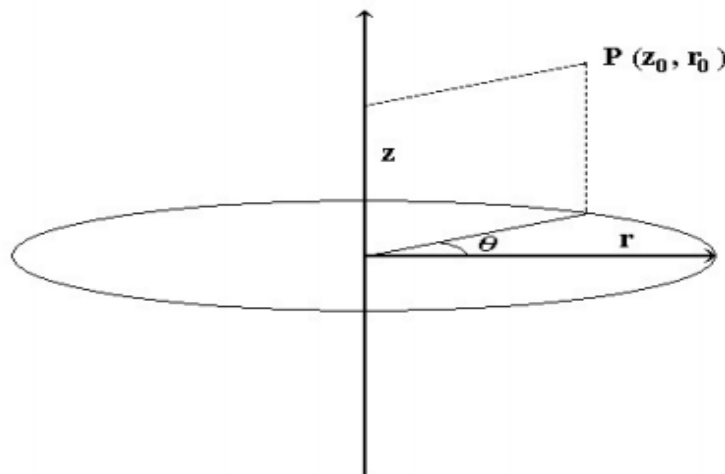
A velocidade da descarga de retorno e seu valor relativo v_R estão relacionadas a velocidade da luz no vácuo c , por $v = cv_R$.

3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

3.1 Estimativa dos Potenciais Elétricos

Vamos inicialmente considerar um sistema de coordenadas cilíndricas, como mostrado na figura 3.1. Esse sistema é definido pelas coordenadas (r, θ, z) , onde r é a distância horizontal de um ponto de interesse na atmosfera até o canal da descarga, θ é o ângulo azimutal e z é a altura. Devido à simetria radial do problema, os campos eletromagnéticos são independentes da coordenada azimutal. Neste caso, o ponto P onde os campos eletromagnéticos serão estimados depende dos valores de r_0 e z_0 .

Figura 3.1: Sistema de coordenadas cilíndricas com indicação do ponto P onde os campos serão estimados.



Fonte: Adaptado de Barbosa (2009).

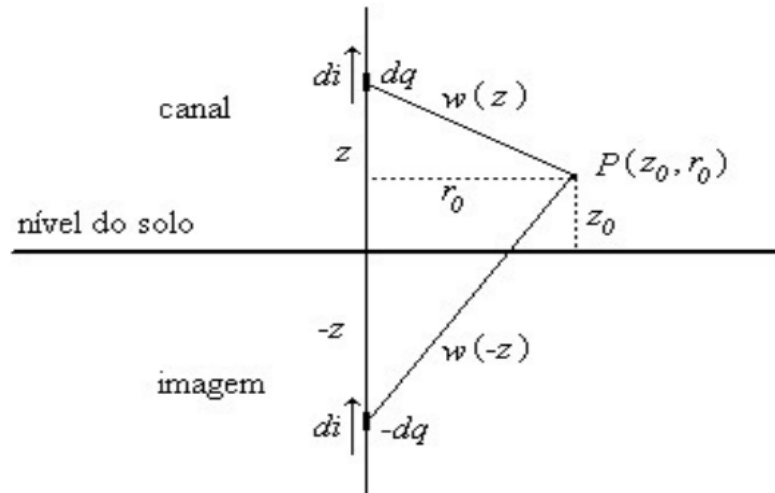
O plano $z = 0$ separa dois meios considerados aqui como homogêneos e isotrópicos. O meio superior corresponde ao ar e suas características elétricas são consideradas como iguais às do espaço livre, enquanto o meio inferior corresponde ao solo cujas propriedades eletromagnéticas são consideradas perfeitas para o cálculo dos campos elétrico vertical e magnético azimutal, pois, a influência da condutividade presente no solo é desprezável; já para o cálculo do campo elétrico radial, a condutividade do solo é considerada, pois esse campo recebe contribuições da corrente induzida no solo pelo campo magnético e da corrente de condução que penetra o solo.

De um modo geral, a estimativa do campo eletromagnético no entorno do canal de descarga é bastante complexa de ser implementada. Nesse sentido, a utilização do método das imagens simplifica bastante a solução do problema.

Considere uma distribuição infinitesimal de cargas dq frente a um plano condutor aterrado, o solo. Se fossemos considerar as condições de contorno para encontrar os potenciais gerado por essa distribuição infinitesimal de carga que produz um campo elétrico que induz cargas no solo e essas cargas geram um campo elétrico que interage com a distribuição de carga, o potencial elétrico seria calculado a partir da contribuição desses dois elementos, neste caso, o problema seria muito complexo, dificultando a resolução.

Para facilitar utilizaremos o artifício físico de aplicar o método das imagens. Supondo uma distribuição infinitesimal de carga, simétrica a distribuição infinitesimal de carga real, abaixo da superfície solo com sinal oposto ao das cargas reais, como mostra a figura 3.2. Abaixo do solo teríamos uma modificação no campo elétrico, mas isso é irrelevante, pois queremos o potencial acima dele. Com isso, a superfície do solo deixaria de existir tirando assim a interferência da mesma, desse modo o potencial na região real seria obtido pela soma dos potenciais das cargas-imagem e das cargas reais (MACHADO, 2000).

Figura 3.2: Ilustração do método das imagens utilizado para estimar os potenciais elétricos.



Fonte: Adaptado de Barbosa (2009).

Na figura 3.2, o canal da descarga é representado pela linha vertical, no qual se encontra o elemento de carga dq e sua imagem $-dq$, as respectivas distâncias verticais z e $-z$ da superfície do solo e o ponto P de interesse com coordenadas (z_0, r_0) . O método das imagens é válido para qualquer ponto de interesse que se encontre na superfície do solo ou acima dela, ou

seja, $z_0 \geq 0$. No método utiliza-se uma imagem exatamente igual abaixo da superfície do solo, invertendo apenas o sinal do que se tem na região que se pretende calcular os potenciais elétricos, exceto a corrente que tem o mesmo sentido. Vale salientar que as distribuições infinitesimais de corrente di e dq dependem da altura z (BARBOSA, 2009).

A partir do método das imagens é possível escrever os potenciais escalar e vetorial, respectivamente, como

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{q(z, t - \frac{w}{c})}{w} dz \quad (3.1)$$

e

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \hat{z} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{i(z, t - \frac{w}{c})}{w} dz, \quad (3.2)$$

onde $q(z, t)$ é a densidade linear de carga ao longo do canal da descarga, $i(z, t)$ é a corrente ao longo do canal e a variável w é definida como

$$w = \sqrt{(z - z_0)^2 + r_0^2}. \quad (3.3)$$

A corrente na base do canal pode ser escrita como função da distribuição de cargas.

$$I_0 = vq_0. \quad (3.4)$$

E como foi utilizado o modelo TL para obter a forma da corrente da descarga de retorno, podemos definir a densidade de cargas da mesma maneira, isto é,

$$q(z, t) = u \left(t - \frac{z}{v} \right) q_0. \quad (3.5)$$

Considerando apenas da superfície do solo para cima, e substituindo (2.11) em (3.2), (3.5) em (3.1) e (3.3) em (3.1) e (3.2), é possível mostrar que,

$$V = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{z_1} \frac{dz}{\sqrt{(z - z_0)^2 + r_0^2}} \quad (3.6)$$

e

$$\vec{A} = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \hat{z} \int_0^{z_1} \frac{dz}{\sqrt{(z - z_0)^2 + r_0^2}}. \quad (3.7)$$

Resolvendo as integrais, obtém-se

$$V = \frac{q_0}{4\pi\epsilon_0} \ln \left[\frac{z_1 - z_0 + \sqrt{(z_1 - z_0)^2 + r_0^2}}{-z_0 + \sqrt{z_0^2 + r_0^2}} \right] + V_0 \quad (3.8)$$

e

$$\vec{A} = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \hat{z} \ln \left[\frac{z_1 - z_0 + \sqrt{(z_1 - z_0)^2 + r_0^2}}{-z_0 + \sqrt{z_0^2 + r_0^2}} \right] + \vec{A}_0, \quad (3.9)$$

onde V_0 e $\vec{A}_0$ são constantes de integração.

Para encontrar os potenciais no ponto de interesse gerados por uma parcela do canal a uma distância vertical z_1 do solo foram utilizados os limites de integração $(0, z_1)$. Dessa forma, o tempo de trânsito da descarga de retorno do solo até o ponto $z = z_1$ mais o tempo de trânsito da onda de campo de z_1 até o ponto $P(z_0, r_0)$ é igual a t . Sendo assim,

$$t = \frac{z_1}{v} + \frac{\sqrt{(z_1 - z_0)^2 + r_0^2}}{c}. \quad (3.10)$$

A partir da equação anterior, tem-se que z_1 é definido como

$$z_1 = \frac{v_R}{1 - v_R^2} \left[ct - v_R z_0 - \sqrt{(vt - z_0)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2} \right]. \quad (3.11)$$

Substituindo agora a Eq. (3.11) nas Eqs. (3.8) e (3.9), obtém-se os potenciais da descarga atmosférica da superfície do solo ($z = 0$) até uma certa distância vertical z_1 . Para tanto, é preciso considerar as cargas da imagem. Lembrando que q_0 tem sinal oposto, I_0 mantém o sinal e z_0 aparece com sinal negativo, então os potenciais ficam definidos pelas equações

$$V = \frac{q_0}{\epsilon_0} [F(z_0, r_0, v, t) - F(-z_0, r_0, v, t)] + V_0(z_0, r_0) - V_0(-z_0, r_0), \quad (3.12)$$

e

$$A = I_0 \mu_0 [F(z_0, r_0, v, t) + F(-z_0, r_0, v, t)] + A_0(z_0, r_0) + A_0(-z_0, r_0), \quad (3.13)$$

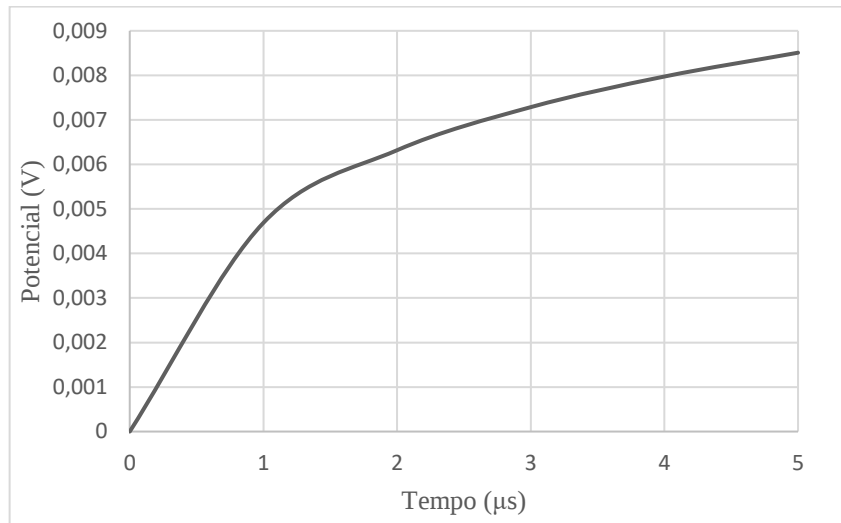
onde

$$F(z_0, r_0, v, t) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \ln \left[vt - z_0 + \sqrt{(vt - z_0)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2} \right] - \ln(1 + v_R) - \ln \left(-z_0 + \sqrt{z_0^2 + r_0^2} \right) \right\}. \quad (3.14)$$

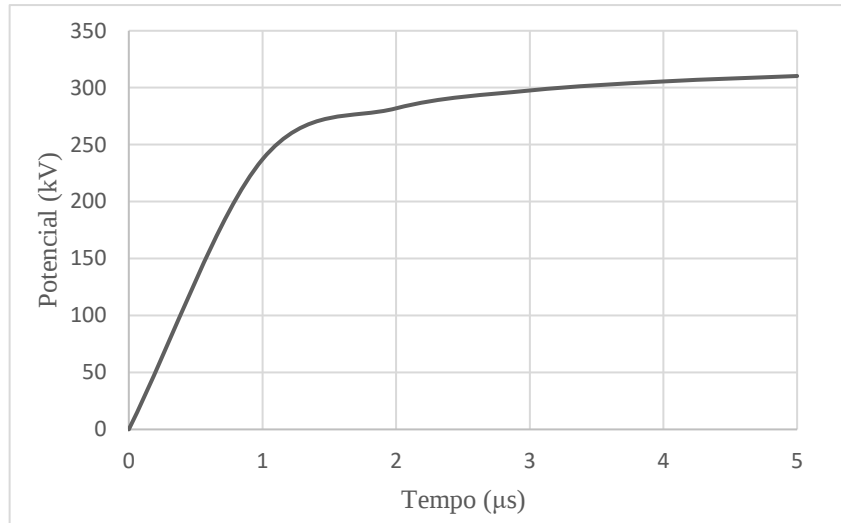
A função (3.14) é dada para a parte real do problema, nesse caso para a imagem apenas inverte o sinal de z_0 .

As figuras 3.3 e 3.4 mostram a evolução dos potenciais escalar e vetorial, respectivamente, em função do tempo, com $z_0 = 10m$, $r_0 = 50m$, $I_0 = 12kA$ e $v_R = 0,5$. Percebe-se que os potenciais têm um crescimento muito rápido no primeiro microssegundo, após esse tempo o potencial escalar continua crescendo suavemente, enquanto que o potencial vetor tende para um patamar constante.

Figura 3.3: Potencial escalar em função do tempo.



Fonte: Autor (2017).

Figura 3.4: Potencial vetor em função do tempo.

Fonte: Autor (2017).

3.2 Estimativa do Campo Elétrico Vertical

O campo elétrico em um ponto no espaço está relacionado com o potencial escalar V e vetorial $\vec{A}$ pela expressão

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \quad (3.15)$$

Considerando que o canal da descarga está ao longo da direção de z , o potencial vetor é vertical; enquanto o gradiente do potencial escalar possui uma componente na direção de z , que resulta em uma parcela do campo elétrico vertical e outra componente na direção radial r , que resulta na componente radial do campo elétrico. O campo elétrico na vertical é uma combinação dos campos gerados pelos potenciais escalar e vetor na direção z .

Reescrevendo então a Eq. (3.15) para a direção z , encontra-se

$$E_z = -\frac{\partial V}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial t}. \quad (3.16)$$

Derivando as Eqs. (3.12) e (3.13) em relação a z , obtém-se o campo elétrico na direção vertical gerado por ambos os potenciais, ou seja,

$$E_v = \frac{Z_E I_0}{4\pi v_R} \left\{ \left[(vt - z_0)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{-1/2} + \left[(vt + z_0)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{-1/2} \right\} + E_0, \quad (3.17)$$

e

$$E_A = -\frac{Z_E I_0 v_R}{4\pi} \left\{ \left[(vt - z_0)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{-1/2} + \left[(vt + z_0)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{-1/2} \right\}, \quad (3.18)$$

onde as relações

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{cZ_E}, \quad \mu_0 = \frac{Z_E}{c}, \quad Z_E = 120\pi,$$

e a Eq. (3.4) foram utilizadas nas Eqs. (3.17) e (3.18). O termo Z_E é denominado impedância do espaço livre.

Agora, fazendo $t = r_0/c = 0$, a Eq. (3.17) se reduz para

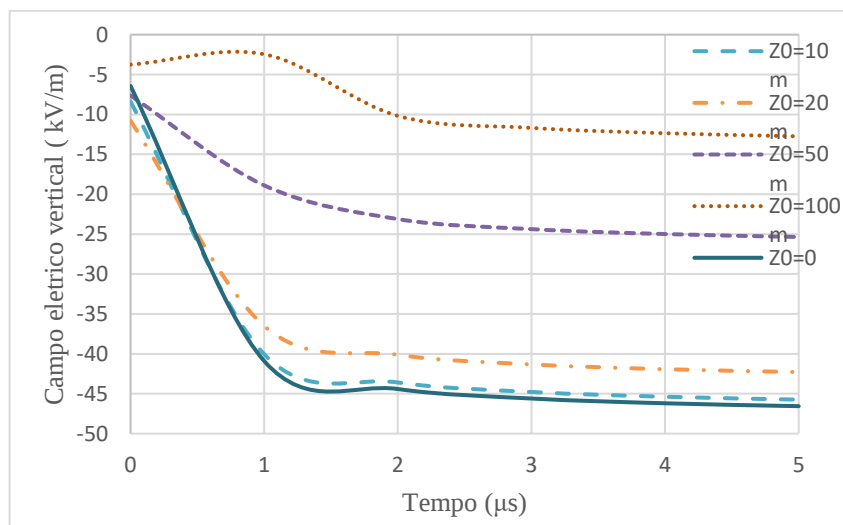
$$E_0 = -\frac{Z_E I_0 v_R}{4\pi v_R} \left\{ \left[r_0^2 - 2z_0 v_R r_0 + z_0^2 \right]^{-1/2} + \left[r_0^2 + 2z_0 v_R r_0 + z_0^2 \right]^{-1/2} \right\}. \quad (3.19)$$

Dessa forma, o campo elétrico na direção vertical fica

$$E_z = \frac{Z_E I_0 (1 - v_R^2)}{4\pi v_R} \left\{ \left[(vt - z_0)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{-1/2} + \left[(vt + z_0)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{-1/2} \right\} + E_0. \quad (3.20)$$

A figura 3.5 mostra a evolução do campo elétrico vertical [Eq. (3.20)] em função do tempo, para $I_0 = 12\text{kA}$, $r_0 = 50\text{m}$, $v_R = 0,5$ e para cinco valores de z_0 mostrados no gráfico.

Figura 3.5: Evolução do campo elétrico vertical em função do tempo no entorno do canal da descarga para cinco alturas diferentes.



Fonte: Autor (2017).

Note que o módulo do campo E para os três primeiros valores considerados de z_0 , tem um decaimento rápido no primeiro microssegundo e depois tende para um valor constante. Note também que o comportamento da curva para alturas de até 20 metros é praticamente o mesmo, desse modo, podemos adotar a premissa que para alturas de até 20 metros, o campo elétrico vertical é basicamente igual ao do nível do solo. Assim, a Eq. (3.20) se reduz para

$$E_{z=0} = \frac{Z_E I_0 (1 - v_R^2)}{2\pi v_R} \left[(vt)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{-1/2} - \frac{Z_E I_0}{2\pi v_R r_0}. \quad (3.21)$$

3.3 Estimativa do Campo Magnético Azimutal

Para o cálculo do campo magnético azimutal, despreza-se o efeito da corrente de deslocamento no ar devido à componente do campo gerado por esse efeito ser muito pequena, comparado ao campo gerado pela descarga de retorno.

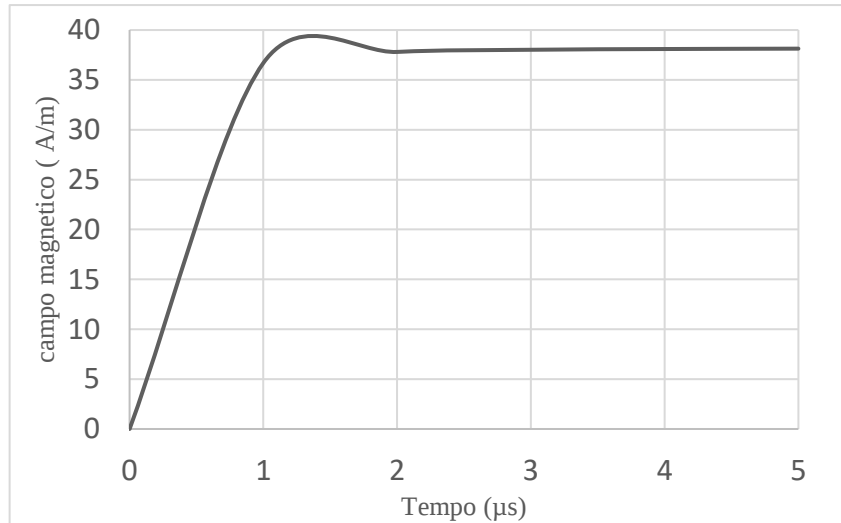
De maneira similar ao campo elétrico vertical, o campo magnético tem uma variação muito pequena com altura até certo ponto. Neste caso, a Eq. (3.13) pode ser simplificada fazendo $z_0 = 0$, obtendo-se assim o potencial vetor ao nível do solo. Efetuando o rotacional do potencial vetor ao nível do solo na direção vertical, pois, há somente componente nessa direção, tem-se pela Eq. (2.6) que

$$H = \frac{I_0 vt}{2\pi r_0} \left[(vt)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{-1/2}, \quad (3.22)$$

que aponta na direção horizontal.

A figura 3.6 mostra o comportamento do campo magnético azimutal como função do tempo para $r_0 = 50m$, $I_0 = 12kV$ e $v_R = 0,5$. Note que o campo magnético cresce rapidamente no primeiro microssegundo e depois tende para um valor constante.

Figura 3.6: O campo magnético azimutal em função do tempo, no nível do solo.



Fonte: Autor (2017).

3.4 Estimativa do Campo Elétrico Radial

O campo elétrico radial é gerado pelo potencial escalar, pela corrente induzida no solo pelo campo magnético azimutal e pela corrente de condução no solo. O campo elétrico radial não recebe contribuição do potencial vetor devido esse ser somente na direção vertical.

3.4.1 Campo elétrico radial gerado pelo potencial escalar

Essa componente do campo elétrico radial pode, em linhas gerais, ser obtida derivando-se o potencial escalar em relação a r_0 . Entretanto, conforme foi discutido na seção 3.2, o campo elétrico vertical é praticamente uniforme para valores de z_0 na faixa de interesse para a engenharia. Então, para facilitar os cálculos, podemos encontrar o potencial escalar a partir da Eq. (3.17) fazendo $z_0 = 0$ e multiplicando por z_0 a componente do campo elétrico vertical na superfície do solo, gerado pelo potencial escalar, isto é,

$$V = \frac{Z_E I_0 z_0}{2\pi v_R} \left\{ \left[(vt)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{1/2} - r_0^{-1} \right\}. \quad (3.23)$$

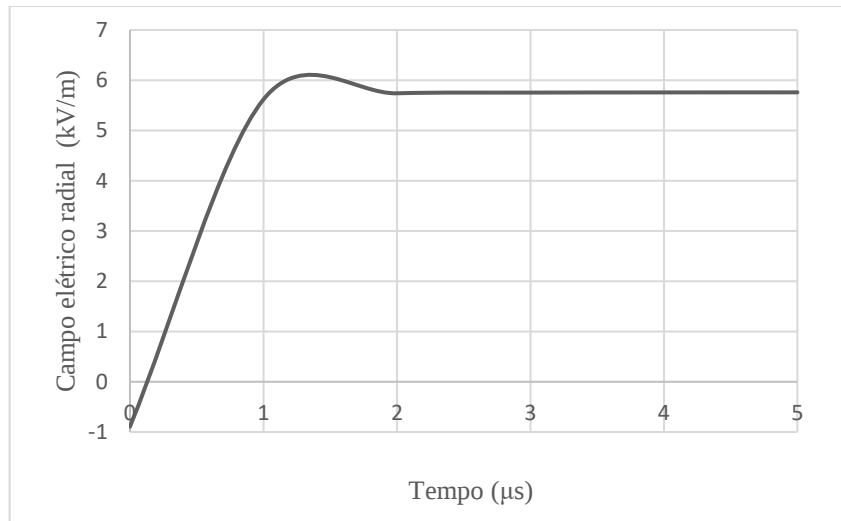
Derivando a equação acima em relação a r_0 , obtemos o campo elétrico radial gerado por esse potencial,

$$E_{RE} = \frac{Z_E I_0 z_0}{2\pi v_R r_0^2} \left\{ 1 - \left(1 - v_R^2 \right) \left[\left(1 - v_R^2 \right) + \left(\frac{vt}{r_0} \right)^2 \right]^{-3/2} \right\}, \quad (3.24)$$

onde o subscrito E foi adicionado apenas para lembrar que esse campo é gerado pelo potencial escalar.

O comportamento do campo elétrico radial [Eq. (3.24)], para os mesmos valores da figura 3.6, é mostrado na figura 3.7. Note que o campo cresce rapidamente no primeiro microssegundo e depois atinge um patamar constante.

Figura 3.7: Comportamento do campo elétrico radial, gerado pelo potencial escalar, em função do tempo.



Fonte: Autor (2017).

3.4.2 Campo elétrico radial gerado pelo campo magnético azimuthal

Como o solo possui uma condutividade finita, o campo magnético azimuthal induz correntes no solo e estas geram uma componente de campo elétrico radial na superfície do solo. Essa componente do campo pode ser estimada a partir das leis de Ampère-Maxwell e de Faraday escritas, respectivamente, como

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3.25)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (3.26)$$

onde σ , ε , μ são a condutividade do solo, a permissividade elétrica do solo e a permeabilidade magnética do solo, respectivamente.

O campo magnético possui somente componente na direção azimutal, assim, podemos reescrever as Eqs. (3.25) e (3.26) na forma

$$-\frac{\partial H}{\partial z} = \sigma E_R + \varepsilon \frac{\partial E_R}{\partial t}, \quad (3.27)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rH)}{\partial r} = \sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t}, \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial E_R}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\mu \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (3.29)$$

Agora, desprezamos a corrente de deslocamento no ar, porque quando comparada com a corrente de condução no solo tem-se uma parcela desprezível de contribuição no campo gerado. Com isso o campo elétrico vertical abaixo da superfície do solo pode ser desprezado, e assim a Eq. (3.28) se anula e podemos reescrever (3.29) na forma

$$\frac{\partial E_R}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (3.30)$$

Por outro lado, efetuando a derivação de (3.27) em relação z , tem-se que

$$-\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \sigma \frac{\partial E_R}{\partial z} + \varepsilon \frac{\partial \left(\frac{\partial E_R}{\partial z} \right)}{\partial t}. \quad (3.31)$$

Substituindo (3.30) em (3.31), vem

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \sigma \mu \frac{\partial H}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}. \quad (3.32)$$

E aplicando a Transformada de Laplace em (3.32), ficamos com a equação

$$\frac{\partial^2 \hat{H}}{\partial z^2} = s\mu \hat{H}(\sigma + s\varepsilon), \quad (3.33)$$

onde $\hat{H}$ é o campo magnético azimutal no domínio da frequência. A solução de (3.33) pode ser escrita como

$$\hat{H} = \hat{H}_{z=0} e^{(z\sqrt{s\mu(\sigma+s\varepsilon)})}, \quad (3.34)$$

onde $\hat{H}_{z=0}$ é o campo magnético no domínio da frequência na superfície do solo.

Aplicando também a transformada de Laplace em (3.27), obtêm-se

$$-\frac{\partial \hat{H}}{\partial z} = \hat{E}_R (\sigma + s\varepsilon). \quad (3.35)$$

Derivando-se (3.34) em relação a z e substituindo em (3.35),

$$\hat{E}_{RH} = -\hat{H}_{z=0} e^{(z\sqrt{s\mu(\sigma+s\varepsilon)})} \left(\frac{\sqrt{s\mu}}{\sqrt{\sigma + s\varepsilon}} \right), \quad (3.36)$$

onde o subscrito H foi adicionado para referenciar que esse campo elétrico radial está sendo gerado pelo campo magnético. O sinal negativo implica que o campo elétrico radial gerado pelo campo magnético azimutal aponta para o canal da descarga.

Utilizando as mesmas considerações do cálculo dos campos anteriores, temos que o campo elétrico radial, gerado pelo campo magnético azimutal, é basicamente o mesmo até a altura máxima de 20 metros, com isso, fazendo $z = 0$ obtemos o campo elétrico radial para um ponto na superfície do solo, isto é,

$$\hat{E}_{RH} = -\hat{H}_{z=0} \left(\frac{\sqrt{s\mu}}{\sqrt{\sigma + s\varepsilon}} \right). \quad (3.37)$$

Considerando que o campo magnético se comporta na forma de degrau, tem-se que

$$H_{z=0} = H_0 u(t - t_0). \quad (3.38)$$

Escrevendo a Eq. (3.38) no domínio da frequência,

$$\hat{H}_{z=0} = H_0 \left(\frac{e^{(-t_0 s)}}{s} \right). \quad (3.39)$$

Substituindo (3.39) em (3.37), vem que

$$\hat{E}_{RH} = -H_0 \left(\frac{e^{(-t_0 s)}}{\sqrt{s}} \frac{\sqrt{\mu}}{\sqrt{\sigma + s\varepsilon}} \right). \quad (3.40)$$

A componente do campo elétrico radial, gerado pelo campo magnético azimutal, no domínio do tempo, é dada por

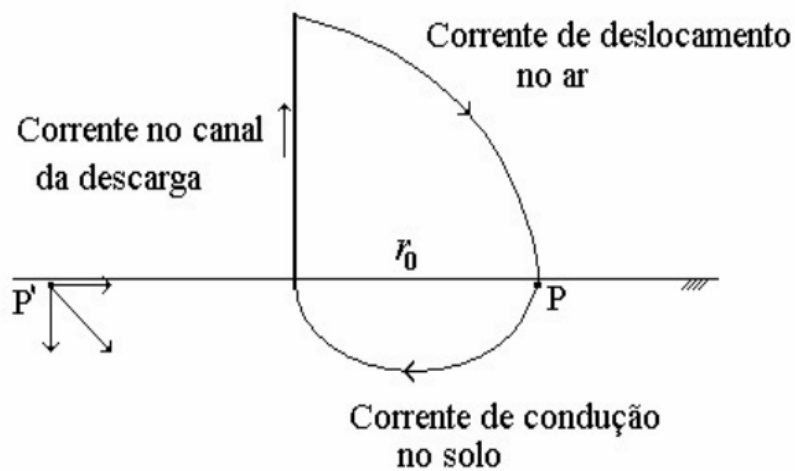
$$E_{RH} = -\frac{H_0}{\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \int_0^\tau \frac{e^{-\sigma u/\varepsilon}}{\sqrt{u} \sqrt{\tau - u}} du, \quad (3.41)$$

onde $u = t - t_0$ e $\tau = t - t_0 - T$ e T é o tempo da frente da onda. A equação anterior não possui solução analítica.

3.4.3 Campo elétrico radial gerado pela corrente de condução no solo

Segundo Barbosa (2009), a corrente que sobe pela base do canal da descarga retorna para a Terra através das correntes de deslocamento no ar. Com isso, essa corrente penetra no solo tornando-se corrente de condução que vai em direção ao canal da descarga e repete o mesmo procedimento, assim como ilustrado na figura 3.8.

Figura 3.8: Ilustração da corrente de deslocamento no ar e de condução no solo.



Fonte: Adaptado de Barbosa (2009).

A densidade de corrente de deslocamento na superfície do solo é proporcional a permissividade do ar multiplicada pela taxa de variação temporal do campo elétrico vertical encontrado em (3.21). Já a corrente de deslocamento que penetra no solo desde a base do canal

até o ponto $r = r_0$ é igual a integral da densidade de corrente em uma área de seção circular, isto é,

$$I_z = 2\pi\epsilon_0 \int_0^{r_0} r \frac{dE_{z=0}}{dt} dr. \quad (3.43)$$

O subscrito z foi adicionado para referenciar que essa corrente é gerada pelo campo elétrico vertical na superfície do solo.

Resolvendo a derivada temporal de (3.21) e integrando (3.43) em r , obtêm-se

$$I_z = I_0 \left\{ 1 - vt \left[(vt)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (3.44)$$

Note que para $r > r_0$, a corrente que penetra no solo é dada pela diferença entre a corrente da descarga e a corrente encontrada em (3.44),

$$I_R = I_0 vt \left[(vt)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{1/2}, \quad (3.45)$$

onde o subscrito R significa que esta corrente é na direção radial apontando para o canal da descarga. Nas Eqs. (3.44) e (3.45) o sinal negativo foi desconsiderado, buscando facilitar o entendimento dos cálculos. A corrente presente na Eq. (3.45) se difunde homogeneamente no solo com o passar do tempo, criando superfícies equipotenciais hemisféricas centrada na base do canal da descarga.

Sabendo que a densidade de corrente pode ser obtida dividindo a Eq. (3.45) pela área do hemisfério, então

$$J_R = \frac{I_0 vt}{2\pi r_0^2} \left[(vt)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{1/2}. \quad (3.46)$$

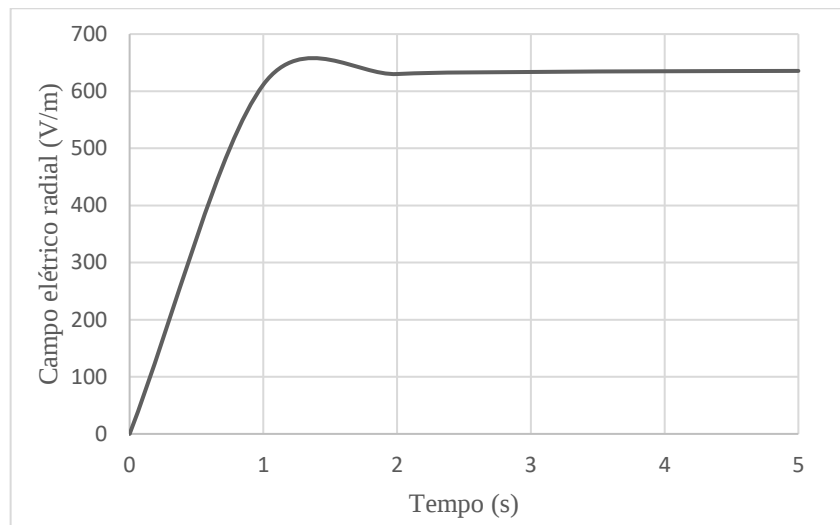
Neste caso, o campo elétrico gerado por essa densidade de corrente na direção radial é obtido multiplicando-se a Eq. (3.46) pela resistividade do solo,

$$E_{RJ} = -\frac{I_0 \rho vt}{2\pi r_0^2} \left[(vt)^2 + (1 - v_R^2) r_0^2 \right]^{1/2}, \quad (3.47)$$

onde o subscrito J é para indicar que o campo elétrico radial foi gerado pela corrente de condução no solo e o sinal negativo foi adicionado novamente.

A figura 3.9 mostra o comportamento da Eq. (3.47) em função do tempo para $I_0 = -10kA$, $\rho = 1000\Omega m$, $v_R = 0,5$ e $r_0 = 50m$.

Figura 3.9: Campo elétrico radial gerado pela corrente de condução no solo em função do tempo.



Fonte: Autor (2017).

Comparando a figura 3.9 com as figuras 3.5 e 3.7, percebe-se que o campo elétrico radial devido a corrente de condução no solo tem um tempo de pico bem maior que os demais, isso se dá por causa do tempo que a corrente de condução leva até atingir a homogeneidade no solo, formando a densidade de corrente que gera as superfícies equipotenciais hemisféricas.

4 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

Apresentamos uma discussão sobre os principais aspectos físicos envolvidos nas descargas atmosféricas, desde o processo de eletrificação das nuvens até a descarga propriamente dita. Vimos que os mecanismos físicos envolvidos em uma descarga atmosférica ainda não são completamente conhecidos e que o tipo de descarga mais estudada é a do tipo nuvem-solo.

A determinação da distribuição do campo eletromagnético no entorno do canal de descarga constitui uma etapa relevante para o cálculo das tensões induzidas por raios em linhas de transmissão aérea de energia. Nesse sentido, derivamos todas as componentes dos campos elétrico e magnético no entorno do canal de descarga. Para tanto, utilizamos um perfil de corrente do tipo degrau.

Finalmente, fizemos uma análise gráfica da distribuição dos campos elétrico e magnético e mostramos que os campos praticamente não variam para alturas utilizadas na engenharia (cerca de 20 m, que é a altura usual das linhas de transmissão).

Como perspectiva de estudos futuros pretende-se propor um novo modelo para o perfil de corrente e estimar a partir deste perfil a distribuição dos campos no entorno do canal de descarga. Também seria interessante calcular as tensões induzidas por raios em linhas de transmissão aéreas, bem como a influência do campo eletromagnético de uma descarga atmosférica em sinais de rádio e telefones móveis.

5 REFERÊNCIAS

- BARBOSA, C. F. **Campos eletromagnéticos produzidos por descargas atmosféricas**: Uma abordagem analítica no domínio do tempo. 2009. 94 f. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica), Belo Horizonte: UFMG, 2009.
- BERGER, K. **Novel observations on lightning discharges**: results of research on Mount San Salvatore. J. Franklin Inst., v. 283, n. 6, pp. 478– 525, 1967.
- DEGAUQUE, P. e HAMELIN, J. **Compatibilité Électromagnétique** - Sec. 2.1. Phénomènes orageux. pp.35-61, Bordas et CNET-ENST, Paris, 1990.
- FERRAZ, E. C. **Desenvolvimento de instrumentação e estudo de relâmpagos nuvem-solo negativos no verão**. 1998 - 1999. 89 f. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial), São José dos Campos: INPE, 2001.
- LACERDA, M. **Sobre a física dos raios**: Modelagem da corrente corona. 1993. 83 f. Dissertação (Mestrado em Física), São Paulo: USP, 1993.
- MACHADO, K. D. **Teoria do Eletromagnetismo**. Ponta Grossa: UEPG, 2000.
- MIRANDA, F. J. **Estudo da forma de onda de campo elétrico de relâmpagos**. 119 f. (INPE-8173-TDI/757). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial). São José dos Campos: INPE, 2000.
- NUCCI, C.A.; MAZZETTI, C.; RACHIDI, F.; IANOZ, M. **On lightning return stroke models for LEMP calculations**. Proc. 19th Int. Conf. on Lightning Protection, Graz, Austria, pp.463-9, 1988.
- PINTO Jr., O.; PINTO, I. R. C. A. **Tempestades e relâmpagos no Brasil** – São José dos Campos: INPE, 2000.
- PORTIER, G. C. et al. **Física dos raios e Engenharia de proteção**. 2.ed. Porto Alegre: EDPUCRS, cap. 03, pp. 47-60, 2010.
- RAKOV, V. A.; DULZON, A. A. **Calculated electromagnetic fields of lightning return Stroke**. Tekh. Elektrodinam., 1:87-7, 1987.
- RAKOV, V. A. **Engineering models of the lightning return stroke**. Proc. VII Int. Symp. On Lightning Protection. pp.511-530, Curitiba, 2003.
- ROMERO, F. **Avaliação do comportamento dos campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas nuvem-terra**. 2007. 155 f. Dissertação (Mestrado em Energia), São Paulo: USP, 2007.
- FILHO, A. F. R.; MARTINELLI, R. C. **Descargas atmosféricas em campo aberto e riscos de choque elétrico em trabalhadores rurais**. 2016. 84 f. TCC (Graduação em Engenharia Elétrica), Brasília: UNB, 2016.

SILVA, E. S. **A física dos relâmpagos e dos raios**. 2007. 29 f. TCC (Graduação em Física), Brasília, 2007.

UMAN, M. A.; MCLAIN, D. K. **Magnetic field of the lightning return stroke**, J. Geophys. Res., 74:6899-910; 1969.

UMAN, M. A. **The lightning discharge**. 377 f. (International Geophysics Series Vol. 39), Florida: Academic Press, Orlando, 1987.

WAGNER, C. F.; MCCANN, G. D. **Induced voltages on transmission lines**. pp. 916-930, AIEE Trans., no. 61, 1942.

WOtP. **Distribuição de cargas em cumulonimbus**. 2014. Altura: 815 pixels. Largura: 557 pixels. 43 KB. Formato JPG. Disponível em: <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/c/c5/Distribui%C3%A7%C3%A3o_de_cargas_em_cumulonimbus_01.JPG>. Acesso em setembro de 2017.