



**CENTRO FEDERAL DE EDUCAÇÃO TECNOLÓGICA DE MINAS GERAIS**  
**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO JOÃO DEL REI**  
**DIRETORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA**

**APLICAÇÃO DO MODELO DO  
LÍDER BIDIRECIONAL EM ANÁLISES DE  
SENSIBILIDADE DE PARÂMETROS ASSOCIADOS  
AO ESTUDO DA ATRATIVIDADE DO SOLO E DE  
ESTRUTURAS ATERRADAS**

Kamila Cristina Costa

Belo Horizonte

Dezembro, 2021



# **APLICAÇÃO DO MODELO DO LÍDER BIDIRECIONAL EM ANÁLISES DE SENSIBILIDADE DE PARÂMETROS ASSOCIADOS AO ESTUDO DA ATRATIVIDADE DO SOLO E DE ESTRUTURAS ATERRADAS**

Kamila Cristina Costa

Texto da Dissertação de Mestrado submetido à banca examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica do Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais e da Universidade Federal de São João del-Rei, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

**Área de Concentração:** Sistemas Elétricos

**Linha de Pesquisa:** Eletromagnetismo Aplicado

**Orientador:** Prof. Dr. Miguel de Brito Guimarães Neto

**Coorientador:** Prof. Dr. Rafael Silva Alípio

Belo Horizonte

Dezembro, 2021

Costa, Kamila Cristina  
C837a Aplicação do modelo do líder bidirecional em análises de sensibilidade de parâmetros associados ao estudo da atratividade do solo e de estruturas aterradas / Kamila Cristina da Costa. – 2021.  
118 f. : il.

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica.

Orientador: Miguel de Brito Guimarães Neto.

Coorientador: Rafael Silva Alípio.

Dissertação (mestrado) – Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais em associação ampla com a Universidade Federal de São João del-Rei.

1. Aterramento elétrico. 2. Linhas elétricas subterrâneas. 3. Descargas atmosféricas. I. Guimarães Neto, Miguel de Brito. II. Alípio, Rafael Silva. III. Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais. IV. Universidade Federal de São João del-Rei. V. Título.

CDD: 621.31923



MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO  
CENTRO FEDERAL DE EDUCAÇÃO TECNOLÓGICA DE MINAS GERAIS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA - NG



ATA DE DEFESA DE DISSERTAÇÃO Nº 32 / 2021 - PPGEL (11.52.08)

Nº do Protocolo: 23062.057441/2021-97

Belo Horizonte-MG, 27 de dezembro de 2021.

Kamila Cristina Costa

## "Aplicação do Modelo do Líder Bidirecional em Análises de Sensibilidade de Parâmetros Associados ao Estudo da Atratividade do Solo e de Estruturas Aterradas"

Dissertação nº283 apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica - Associação Ampla entre a Universidade Federal de São João Del-Rei e o Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais em 21 de Dezembro de 2021 como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica, aprovada pela Banca Examinadora constituída pelos professores:

*(Assinado digitalmente em 27/12/2021 16:03)*  
MIGUEL DE BRITO GUIMARAES NETO  
PROFESSOR ENS BASICO TECN TECNOLOGICO  
DEE (11.56.08)  
Matrícula: 1012842

*(Assinado digitalmente em 27/12/2021 17:50)*  
RAFAEL SILVA ALIPIO  
PROFESSOR ENS BASICO TECN TECNOLOGICO  
DEE (11.56.08)  
Matrícula: 3630260

*(Assinado digitalmente em 31/01/2022 09:47)*  
ALBERTO RESENDE DE CONTI  
ASSINANTE EXTERNO  
CPF: 024.567.806-98

*(Assinado digitalmente em 27/12/2021 15:57)*  
MARCO AURÉLIO DE OLIVEIRA SCHROEDER  
ASSINANTE EXTERNO  
CPF: 014.309.857-80

Para verificar a autenticidade deste documento entre em <https://sig.cefetmg.br/public/documentos/index.jsp> informando seu número: **32**, ano: **2021**, tipo: **ATA DE DEFESA DE DISSERTAÇÃO**, data de emissão: **27/12/2021** e o código de verificação: **5e29bfcfaf**

*À Rebeca (in memoriam),  
exemplo sublime de lealdade e persistência.*

---

## Agradecimentos

---

Acredito que Deus não me permitiria sonhar algo sem me providenciar a capacidade de concretizar esse sonho. Por isso, agradeço primeiramente a Ele, por me conceder sabedoria e discernimento para agir conforme seus planos.

Agradeço à Nossa Senhora Aparecida, minha tão amada Cidinha, por ter sido tantas vezes meu refúgio e não ter me abandonado por um segundo sequer.

Aos meus pais, Raimundo e Adriana, por serem uma base tão sólida em minha vida, por terem me passado valores tão importantes e por me inspirarem na busca pelos meus sonhos. Obrigada por sempre acreditarem em mim e serem meu maior exemplo de dedicação e esforço.

À minha irmã, Káren, que inúmeras vezes me mostrou um jeito mais leve de equilibrar a vida. Obrigada por me resgatar, em tantas ocasiões, da minha “bolha acadêmica” e me proporcionar momentos essenciais de descontração e revigoramento.

Ao meu companheiro de profissão e da vida, Caio, por ser a minha estabilidade todas as vezes em que ela me faltou, por sempre encontrar uma forma de me apoiar e de ser meu aconchego e minha motivação constante. Obrigada por sonhar e viver mais esse sonho comigo. E que este seja mais um dos muitos sonhos que viveremos juntos.

Agradeço, de forma especial, ao meu orientador, Prof. Miguel Guimarães, por seu jeito extraordinário de ensinar, motivar, compreender e aconselhar. Obrigada por tantas vezes ter deixado essa jornada mais leve, emocionante e prazerosa; por enriquecer nossos trabalhos com tanto entusiasmo e sabedoria; e, sobretudo, por apoiar meus sonhos e por ter acreditado em mim, até quando eu mesma duvidei. Obrigada por atuar de uma maneira sempre tão exemplar, sensata e humana.

Ao meu coorientador, Prof. Rafael Alípio, pelas inúmeras contribuições ao longo da minha jornada acadêmica. Muito do que hoje sei é fruto de seus admiráveis ensinamentos e serei eternamente grata pela oportunidade de aprender tanto.

Agradeço ao Marcelo Arcanjo, por sua extrema disposição para auxiliar no desenvolvimento desta pesquisa. Obrigada por todo apoio e por contribuições sempre tão enriquecedoras.

Agradeço à equipe da NSA Consultoria e Informática, sobretudo à minha amiga Maisa Oliveira, que tanto contribui com meu crescimento pessoal e profissional. Obrigada por suavizar essa etapa com seus conselhos e palavras de apoio singulares. Agradeço também ao Eng. Elilson Ribeiro, pelo incentivo e pela compreensão de um líder exemplar e inspirador.

Aos meus amigos e presentes que recebi do meu tão querido CEFET-MG, em especial à Ana Carolina Oliveira, Bells Duane e Júlia Perilo. Eu não poderia percorrer esse caminho sem toda a energia que recebi de vocês. Obrigada por cada momento compartilhado, pela intensa torcida e pelos gestos de apoio e carinho. Agradeço também à Karine Teixeira, por irradiar tanta luz nessa reta final do mestrado.

À minha afilhada Ingrid, que tanto me ouviu falar sobre os desafios da carreira acadêmica e profissional, obrigada pelas conversas e reflexões e por sempre me mostrar que a vida não pode ser resumida aos cargos e diplomas.

Por fim, agradeço à cada pessoa que Deus colocou em meu caminho, que, seja por orações ou palavras de incentivo, tanto contribuiu com a realização desse sonho. Sem dúvidas, tem um pouco de vocês em cada passo dessa caminhada.

*“Eis meu segredo. É muito simples:  
Só se vê bem com o coração.  
O essencial é invisível aos olhos.”  
Antoine de Saint-Exupéry*

---

## Resumo

---

Este trabalho aplica uma metodologia fisicamente consistente para avaliar a atratividade do solo plano e de estruturas aterradas, a partir da estimativa do raio de atração em função da carga transferida pela descarga de retorno, bem como em função da amplitude da corrente associada à descarga atmosférica. Essa metodologia é baseada em um modelo eletrostático de cargas em nuvens de tempestade, utilizado para determinar as condições de iniciação de um líder bipolar vertical que se desenvolve bidirecionalmente, a partir da região do máximo campo elétrico no interior da nuvem. O líder é considerado um condutor elétrico perfeito, cujo potencial é igual ao potencial ambiente médio, associado às cargas da nuvem, ao longo de seu comprimento. O método de simulação de cargas é aplicado para calcular a distribuição de cargas do líder e as cargas induzidas na estrutura aterrada, quando existente, pela solução numérica da equação de Poisson. A partir desse método, também é possível estimar o potencial devido a essas cargas em qualquer ponto da região em análise. O raio de atração para o solo plano é computado quando o campo elétrico entre a extremidade do líder e o solo é igual a 500 kV/m. No caso da estrutura aterrada, o raio de atração é computado quando o líder ascendente é iniciado a partir do topo da estrutura, ou seja, quando o gradiente médio de potencial ao longo da zona de *streamers* emanados da estrutura é igual a 500 kV/m. Essa metodologia é estendida para análises de sensibilidade de parâmetros associados ao fenômeno – tais como o raio do canal de descarga, a altura da estrutura etc. – de forma a avaliar seu efeito na estimativa do raio de atração, uma vez que, devido à complexidade do processo de incidência de um raio, há muitas considerações acerca desses parâmetros nos estudos de atratividade relatados na literatura. Ademais, os resultados obtidos são comparados com modelos propostos por diferentes autores, a fim de avaliar quais considerações na metodologia deste estudo implicariam valores de raio de atração similares aos obtidos por outros modelos.

*Palavras-chave:* raio de atração, atratividade, líder bipolar bidirecional, método de simulação de cargas.

---

## Abstract

---

This work applies a physically consistent method to assess the attractiveness of flat ground and grounded structures, from the estimation of the lightning striking distance as a function of the return stroke charge, as well as a function of the prospective return stroke peak current. This method is based on an axisymmetric electrostatic model of charges in thunderstorm clouds used to initiate a vertical bipolar leader that develops bidirectionally from the region of maximum electrical field inside the cloud. The leader is assumed as a perfect conductor whose potential is equal to the average cloud potential, due to the cloud charges, over its length. The charge simulation method is applied to calculate the leader charge distribution and the induced charges on the grounded structure by the numerical solution of the Poisson equation. From this method, it is also possible to estimate the potential due to these charges at any point in the region under analysis. The striking distance to flat ground is computed when the average potential gradient between the leader tip and the ground is equal to 500 kV/m. In the case of the grounded structure, the striking distance is computed when the upward leader is incepted from the top of the structure, i.e., when the average potential gradient along the streamer zone emanating from the structure is equal to 500 kV/m. This methodology is extended to sensitivity analysis of parameters associated to the phenomenon – such as the leader radius, the height of the structure etc. – in order to evaluate their effect on striking distance estimation, since, due to the complexity of the lightning attachment process, there are many assumptions regarding these parameters in the attractiveness studies reported in literature. Furthermore, the obtained results are compared to the models proposed by different authors, to assess which considerations in the methodology of this work would imply striking distance values similar to those obtained from other models.

*Keywords: striking distance, attractive radius, bidirectional bipolar leader, charge simulation method.*

---

## Lista de Tabelas

---

Tabela 2.1 – Caracterização das zonas de proteção de um captor vertical propostas por diferentes autores .....	7
Tabela 2.2 – Coeficientes da expressão de raio de atração propostos por diferentes autores.....	12
Tabela 2.3 – Corrente crítica e eficiência correspondentes a cada nível de proteção, segundo as normas (ABNT NBR, 2015; IEC, 2010) .....	18
Tabela 2.4 – Configuração dos captores do SPDA segundo as normas (ABNT NBR, 2015; IEC, 2010).....	19
Tabela 5.1 – Carga total transferida pela descarga de retorno na condição de incidência em solo plano e em estruturas aterradas .....	95

---

## Lista de Figuras

---

Figura 2.1 – Zonas de proteção de um captor vertical. Adaptada de (LODGE, 1892) e (GOLDE, 1977). .....	7
Figura 2.2 – Aplicação do método do ângulo de proteção em uma estrutura: (a) vista frontal, (b) vista tridimensional.....	8
Figura 2.3 – Representação esquemática da aplicação do método eletrogeométrico considerando um captor tipo haste (corte transversal de uma superfície tridimensional). As situações (a) e (b) indicam a incidência da descarga atmosférica no captor e no solo, respectivamente.....	12
Figura 2.4 – Representação esquemática da aplicação do método eletrogeométrico para proteção de uma linha de transmissão (corte transversal de uma superfície tridimensional). .....	13
Figura 2.5 – Representação esquemática da aplicação do método das esferas rolantes para proteção de uma estrutura aterrada. ....	15
Figura 2.6 – Associação entre os métodos do ângulo de proteção e das esferas rolantes, considerando um condutor vertical. Regiões protegidas destacadas em verde, sendo o lado esquerdo correspondente ao volume de proteção aproximado por uma região cônica; e o direito, ao volume protegido segundo o método das esferas rolantes. ....	15
Figura 2.7 – Representação esquemática da aplicação do método das malhas associado ao método das esferas rolantes. ....	17
Figura 3.1 – Densidade de cargas ( $\rho_l$ ) ao longo do canal descendente em função da altura a partir do solo ( $z$ ), segundo a expressão proposta por (GOLDE, 1945), para $I_p = 30$ kA. ....	23
Figura 3.2 – Densidade de cargas para $z = 0$ m ( $\rho_{l0}$ ) em função da amplitude da corrente de retorno ( $I_p$ ) propostas por diferentes autores: (a) (GOLDE, 1945), (b) (ERIKSSON, 1979), (c) (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a), (d) (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007). .....	23

Figura 3.3 – Densidade de cargas ( $\rho_l$ ) ao longo do canal descendente em função da altura a partir do solo ( $z$ ), segundo a expressão proposta por (ERIKSSON, 1979), para $I_p = 30$ kA. .....	25
Figura 3.4 – Densidade de cargas ( $\rho_l$ ) ao longo do canal descendente em função da altura a partir do solo ( $z$ ), segundo a expressão proposta por (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007), para $I_p = 30$ kA e $z_0 = 50$ m. ....	27
Figura 3.5 – Representação do raio de atração de uma estrutura aterrada segundo a condição de indução do canal ascendente. ....	30
Figura 3.6 – Representação do raio de atração de uma estrutura aterrada segundo a condição de salto final entre o DL e o UCL. ....	31
Figura 3.7 – Tensão de ruptura em função do raio do eletrodo considerando diferentes espaçamentos, para as configurações de <i>gaps</i> entre (a) condutor esférico e plano e (b) entre condutor horizontal e plano. Adaptada de (CARRARA; THIONE, 1976). ....	33
Figura 3.8 – Variação do raio crítico em função do espaçamento entre eletrodos, para as configurações de <i>gaps</i> entre (a) condutor esférico e plano e (b) entre condutor horizontal e plano. Adaptada de (CARRARA; THIONE, 1976). ....	33
Figura 3.9 – Arranjos esquemáticos para cálculo da iniciação do canal considerando <i>gaps</i> entre (a) haste e plano e (b) condutor horizontal e plano. Adaptada de (RIZK, 1990)..	35
Figura 3.10 – Arranjos esquemáticos para cálculo da iniciação do canal ascendente a partir de (a) uma haste e (b) um condutor horizontal. Adaptada de (RIZK, 1990). ....	36
Figura 3.11 – Volume de captação nas proximidades de um mastro de 60 m, para diferentes cargas de um canal descendente de 5000 m, considerando razões entre a velocidade dos canais descendente e ascendente ( $K_v$ ) iguais a 1,0 e 1,2. Adaptada de (ERIKSSON, 1979). ....	43
Figura 3.12 – Esquema representativo do LPM. Adaptada de (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a). ....	45

Figura 3.13 – Exemplo de aplicação do modelo de progressão do canal na análise da performance da blindagem de uma linha de transmissão, considerando diferentes configurações de relevo: (a) no solo plano, (b) na lateral e (c) no topo de uma montanha. A distância lateral (LD) corresponde à máxima distância horizontal entre o DL e o eixo da LT na qual o líder, ao evoluir, atingiria a estrutura e não o solo. A faixa de falha de blindagem (SFW), por sua vez, corresponde à faixa de posições que, quando ocupadas pelo canal em evolução, resultariam na incidência da descarga nos condutores fase da LT. Adaptada de (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a).....	46
Figura 3.14 – Modelagem da propagação do UCL, utilizando o CSM: (a), (b) e (c) mostram a zona de cargas espaciais (produzidas por efeito corona) em frente ao canal à medida que ele se propaga na presença de cargas espaciais anteriores ao redor do eixo da descarga. Adaptada de (BECERRA; COORAY, 2006b).....	49
Figura 4.1 – Modelo da nuvem de tempestade proposto por (MAZUR; RUHNKE, 1998) e adotado neste trabalho como modelo base. ....	53
Figura 4.2 – Estrutura de cargas pontuais para representação de corpos condutores. 61	
Figura 4.3 – Modelagem do problema eletrostático para análise da incidência em solo plano. ....	64
Figura 4.4 – Metodologias de cálculo do campo elétrico entre o líder e o solo. ....	65
Figura 4.5 – Modelagem do problema eletrostático para análise da incidência em uma estrutura aterrada. ....	66
Figura 4.6 – Metodologias de cálculo do campo elétrico na região de <i>streamers</i> acima da estrutura. ....	67
Figura 4.7 – Metodologia de cálculo do campo elétrico ao longo de um segmento na região de <i>streamers</i> acima da estrutura. ....	68
Figura 4.8 – Sumário dos parâmetros avaliados nas análises de incidência de raios em solo plano e em estruturas aterradas. ....	71

Figura 5.1 – (a) Evolução dos perfis de potencial do líder durante a propagação bidirecional em dez passos sobre o potencial ambiente e (b) campo elétrico de fundo. ....	73
Figura 5.2 – Evolução da distribuição de cargas do líder durante a propagação bidirecional em dez passos e do canal de descarga após a descarga de retorno.....	74
Figura 5.3 – Perfis de (a) potencial e (b) campo elétrico associados às cargas da nuvem de tempestade, para arranjos de nuvem com diâmetros totais de 9 km, 10 km, 14 km, 22 km e 52 km. ....	76
Figura 5.4 – Distribuição de cargas no canal após a descarga de retorno e carga total transferida, para arranjos de nuvem com diâmetros totais de 9 km, 10 km, 14 km, 22 km e 52 km. ....	77
Figura 5.5 – Raio de atração para o solo plano em função da carga transferida pela descarga de retorno, considerando e desprezando o efeito das cargas da nuvem de tempestade.....	78
Figura 5.6 – Campo elétrico durante a propagação do líder bidirecional, considerando diferentes metodologias de cálculo: (i) pelo gradiente de potencial entre a extremidade do líder e solo, (ii) pelo gradiente de potencial médio ao longo do <i>gap</i> . Resultados apresentados para (a) ampla e (b) curta variação da altura da extremidade inferior do líder.....	80
Figura 5.7 – Raio de atração para o solo plano em função da carga transferida pela descarga de retorno, considerando diferentes metodologias de cálculo do campo elétrico: (i) pelo gradiente de potencial entre a extremidade do líder e solo, (ii) pelo gradiente de potencial médio ao longo do <i>gap</i> . ....	81
Figura 5.8 – Campo elétrico (i) entre líder e solo e (ii) a 1,0 m do nível do solo para as alturas da extremidade do líder correspondentes aos valores de raio de atração para o solo plano. ....	82
Figura 5.9 – Raio de atração para o solo plano em função da (a) carga transferida pela descarga de retorno e da (b) amplitude da corrente de retorno. ....	83

Figura 5.10 – Raio de atração para o solo plano em função da amplitude da corrente de retorno. As linhas com marcadores correspondem aos resultados deste trabalho, considerando raios do canal entre 0,5 m e 4,0 m. As linhas sólidas sem marcadores, extraídas de (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007), foram obtidas a partir das distribuições de carga propostas por (a) (GOLDE, 1945), (b) (ERIKSSON, 1979), (c) (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a) e (d) (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007)..... 85

Figura 5.11 – Raio de atração para o solo plano em função da amplitude da corrente de retorno. As linhas com marcadores correspondem aos resultados deste trabalho, considerando raios do canal entre 0,5 m e 4,0 m. As linhas sólidas sem marcadores resultam das equações propostas por (a) (YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963), (b) (ARMSTRONG; WHITEHEAD, 1968), (c) (BROWN; WHITEHEAD, 1969), (d) (ABNT NBR, 2015; LOVE, 1973). ..... 87

Figura 5.12 – Campo elétrico a 2 m acima de um mastro aterrado durante a propagação do líder bidirecional, considerando diferentes metodologias de cálculo: (i) pelo gradiente de potencial entre as extremidades da região de *streamers*; (ii) pelo gradiente de potencial médio ao longo da região de *streamers*; (iii) pelo gradiente de potencial médio ao longo de um segmento de 10 cm centrado a 2 m acima do mastro. Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m..... 89

Figura 5.13 – Raio de atração em função da carga total transferida para estruturas aterradas com alturas distintas, considerando diferentes metodologias de cálculo: (i) pelo gradiente de potencial entre as extremidades da região de *streamers*; (ii) pelo gradiente de potencial médio ao longo da região de *streamers*; (iii) pelo gradiente de potencial médio ao longo de um segmento de 10 cm centrado a 2 m acima do mastro. Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m.... 91

Figura 5.14 – Campo elétrico acima de estruturas com alturas distintas durante a propagação do líder bidirecional, considerando diferentes comprimentos da região de *streamers*. Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m..... 93

Figura 5.15 – Raio de atração em função da carga total transferida para estruturas aterradas com alturas distintas, considerando diferentes comprimentos da região de *streamers*. Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m..... 94

Figura 5.16 – Raio de atração em função da amplitude da corrente de retorno para estruturas aterradas com alturas distintas, considerando diferentes comprimentos da região de *streamers*. Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m..... 96

Figura 5.17 – Raio de atração para estruturas aterradas em função da amplitude da corrente de retorno. As linhas com marcadores correspondem aos resultados deste trabalho, considerando diferentes comprimentos da zona de *streamers*. As linhas sólidas sem marcadores resultam das equações propostas por (i) (YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963), (ii) (ERIKSSON, 1987a), (iii) (ERIKSSON, 1987b) e (iv) (RIZK, 1990). A curva (v) foi extraída de (COORAY et al., 2014). Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m. .... 99

Figura 5.18 – Raio de atração para estruturas aterradas em função da amplitude da corrente de retorno, considerando mastros de 10 m a 100 m. As linhas sólidas sem marcadores resultam das expressões propostas por (i) (ARMSTRONG; WHITEHEAD, 1968), (ii) (BROWN; WHITEHEAD, 1969), (iii) (ABNT NBR, 2015; LOVE, 1973) e (iv) (VISACRO; GUIMARAES; MURTA VALE, 2017)..... 100

---

## Lista de Abreviações

---

DL	Líder ou canal descendente ( <i>downward leader</i> )
UCL	Canal ascendente ( <i>upward connecting leader</i> )
SPDA	Sistema de proteção contra descargas atmosféricas
LT	Linha de transmissão
EGM	Método eletrogeométrico ( <i>electrogeometric method</i> )
CSM	Método de simulação de cargas ( <i>charge simulation method</i> )
DPS	Dispositivo de proteção contra surtos
NP	Nível de proteção
CVM	Método do volume de captação ( <i>collective volume method</i> )
FIM	Método de intensificação do campo ( <i>field intensification method</i> )
SFW	Faixa de falha de blindagem ( <i>shielding failure width</i> )
SLIM	Modelo auto consistente de intercepção de descargas ( <i>self-consistent lightning interception model</i> )
CG	Nuvem-solo ( <i>cloud-to-ground</i> )
IC	Intra-nuvem ( <i>intracloud</i> )

---

## Glossário

---

Método eletrogeométrico (EGM)	Modelo de incidência simplificado para avaliação da região de atratividade de captosres, condutores horizontais ou mesmo de um terreno plano, segundo o qual, quando a extremidade do canal descendente alcança uma distância crítica em relação ao solo ou a uma dada estrutura aterrada, há uma grande probabilidade de um canal de descarga se estabelecer no primeiro ponto a partir do qual essa distância crítica é atingida.
Raio de atração ( <i>striking distance</i> )	Distância entre a extremidade do canal descendente e a estrutura aterrada, quando o campo elétrico no espaço entre eles atinge um valor médio crítico de 500 kV/m (condição de salto final); ou distância entre a extremidade do canal descendente e a estrutura aterrada, quando a partir desta se inicia um canal ascendente (condição de indução).
<i>Gap</i>	Espaçamento entre eletrodos ou entre os canais descendente e ascendente.
<i>Streamer</i>	Filamentos de cargas espaciais resultantes do efeito corona, devido à intensificação abrupta do campo elétrico local.
Capto	Terminal aéreo aqui caracterizado como uma haste metálica.
Condutor de blindagem	Cabo de blindagem para proteção de linhas de transmissão contra descargas atmosféricas.
Modelo de progressão do canal (LPM)	Modelo de incidência no qual a evolução do canal descendente é representada por passos consecutivos, avaliando as condições de continuidade da propagação do canal. Nesse modelo, também pode ser simulado o desenvolvimento do canal ascendente até que este se conecte ao canal descendente, dando início à descarga de retorno.
Canal instável	Canal cuja propagação não é autossustentada.
Canal estável	Canal cuja propagação é autossustentada, ou seja, a energia fornecida pelas descargas de <i>streamers</i> que emanam de sua extremidade é suficiente para garantir o aquecimento e a criação de novos segmentos do canal.
Método de simulação de cargas (CSM)	Método segundo o qual o potencial em uma dada região de interesse é calculado a partir da superposição do potencial devido a cargas pontuais posicionadas fora dessa região. Também adotado nos casos em que se deseja determinar o valor das cargas pontuais a partir de potenciais conhecidos.

Líder bidirecional bipolar ( <i>bidirectional bipolar leader</i> )	Conceito físico introduzido por Kasemir, que consiste em líder bipolar flutuante com carga líquida nula, iniciado a partir da ruptura resultante do intenso campo elétrico no interior da nuvem de tempestade e se propaga bidireccionalmente enquanto houver um gradiente de potencial à frente de suas extremidades que sustente sua propagação ou até atingir o solo plano ou uma estrutura aterrada.
Canal de descarga ( <i>return-stroke channel</i> )	Quando o líder atinge o solo ou uma estrutura aterrada, ele se transforma em canal de descarga e seu potencial muda para zero. Esse canal consiste em um canal ionizado que configura o percurso integral da descarga de retorno e possui um núcleo de alta condutividade envolto por um envelope de corona, onde ficam as cargas elétricas.

---

# Sumário

---

<b>1</b>	<b>Introdução .....</b>	<b>1</b>
1.1	Contextualização e relevância .....	1
1.2	Objetivos .....	3
1.3	Metodologia.....	3
1.4	Organização do texto .....	4
<b>2</b>	<b>Princípios básicos de proteção de estruturas contra descargas atmosféricas</b>	<b>6</b>
2.1	Método do ângulo de proteção.....	6
2.2	Método eletrogeométrico .....	8
2.2.1	<i>Método das esferas rolantes .....</i>	<i>14</i>
2.3	Método das malhas .....	17
2.4	Considerações finais .....	18
<b>3</b>	<b>Atratividade do solo plano e de estruturas aterradas .....</b>	<b>20</b>
3.1	Atratividade do solo plano.....	20
3.1.1	<i>Golde, 1945.....</i>	<i>21</i>
3.1.2	<i>Eriksson, 1979.....</i>	<i>24</i>
3.1.3	<i>Dellera e Garbagnati, 1990 .....</i>	<i>25</i>
3.1.4	<i>Cooray et al., 2007.....</i>	<i>26</i>
3.1.5	<i>Armstrong e Whitehead, 1968 .....</i>	<i>28</i>
3.2	Atratividade de estruturas aterradas .....	29
3.2.1	<i>Modelos de iniciação do canal ascendente .....</i>	<i>31</i>
3.3	Modelos de progressão do canal.....	40
3.3.1	<i>Modelo de progressão do canal de Eriksson .....</i>	<i>41</i>
3.3.2	<i>Modelo de progressão do canal de Dellera e Garbagnati.....</i>	<i>43</i>
3.3.3	<i>Modelo de progressão do canal de Rizk .....</i>	<i>46</i>
3.3.4	<i>Modelo de progressão do canal de Becerra e Cooray.....</i>	<i>47</i>
3.4	Considerações finais .....	49

<b>4</b>	<b>Metodologia proposta para análise de parâmetros associados à atratividade do solo plano e de estruturas aterradas .....</b>	<b>51</b>
4.1	Modelo-base da nuvem de tempestade e do canal descendente .....	51
4.1.1	<i>Nuvem de tempestade.....</i>	<i>52</i>
4.1.2	<i>Desenvolvimento do líder bidirecional e descarga de retorno .....</i>	<i>54</i>
4.2	Método de simulação de cargas .....	56
4.3	Modelagem da nuvem de tempestade e dos corpos condutores.....	58
4.3.1	<i>Considerações do modelo da nuvem de tempestade.....</i>	<i>58</i>
4.3.2	<i>Considerações do modelo do líder bidirecional.....</i>	<i>61</i>
4.3.3	<i>Considerações do modelo da estrutura aterrada.....</i>	<i>62</i>
4.4	Metodologia para análise da incidência em solo plano .....	63
4.4.1	<i>Metodologias de cálculo do campo elétrico entre líder e solo.....</i>	<i>64</i>
4.5	Metodologia para análise da incidência em estruturas aterradas.....	65
4.5.1	<i>Variação do comprimento da região de streamers na estrutura.....</i>	<i>66</i>
4.5.2	<i>Metodologias de cálculo do campo elétrico na região de streamers acima da estrutura .....</i>	<i>67</i>
4.6	Metodologia para estimativa do raio de atração em função da carga transferida e da amplitude da corrente de retorno .....	69
4.7	Considerações finais .....	70
<b>5</b>	<b>Análises de sensibilidade dos parâmetros associados à incidência de descargas atmosféricas .....</b>	<b>72</b>
5.1	Validação do modelo-base.....	72
5.1.1	<i>Evolução do potencial e do campo elétrico no desenvolvimento do canal</i> <i>72</i>	
5.1.2	<i>Distribuição de cargas durante o desenvolvimento do canal e na descarga de retorno .....</i>	<i>74</i>
5.2	Efeito da variação das dimensões da nuvem de tempestade nas grandezas elétricas .....	75
5.2.1	<i>Perfis de potencial ambiente e de campo elétrico .....</i>	<i>75</i>
5.2.2	<i>Distribuição de cargas no canal de descarga e carga total transferida pela descarga de retorno .....</i>	<i>76</i>
5.3	Avaliação da incidência em solo plano .....	77
5.3.1	<i>Efeito das cargas espaciais da camada de corona na superfície do solo .</i>	<i>78</i>

5.3.2	<i>Estimativa do raio de atração considerando diferentes metodologias de cálculo do campo elétrico.....</i>	<i>79</i>
5.3.3	<i>Efeito do raio do canal de descarga .....</i>	<i>83</i>
5.3.4	<i>Comparação com resultados obtidos em outros trabalhos .....</i>	<i>84</i>
5.4	<i>Avaliação da incidência em estruturas aterradas.....</i>	<i>87</i>
5.4.1	<i>Campo elétrico e raio de atração resultante considerando diferentes metodologias de cálculo.....</i>	<i>88</i>
5.4.2	<i>Efeito da variação da altura da estrutura e do comprimento da região de streamers.....</i>	<i>92</i>
5.4.3	<i>Comparação com resultados obtidos em outros trabalhos .....</i>	<i>97</i>
5.5	<i>Considerações finais .....</i>	<i>101</i>
<b>6</b>	<b>Conclusão .....</b>	<b>102</b>
6.1	Resultados obtidos.....	104
6.2	Propostas de continuidade .....	104
<b>7</b>	<b>Referências .....</b>	<b>106</b>
<b>8</b>	<b>Apêndice A: Publicação originada desta dissertação.....</b>	<b>116</b>
8.1	ICLP/SIPDA 2021 .....	116
<b>9</b>	<b>Apêndice B: Premiação recebida pela autora desta dissertação.....</b>	<b>117</b>
9.1	Apresentação de artigo em congresso .....	117
9.2	Young Scientist Diploma .....	118

---

# 1 Introdução

---

## 1.1 Contextualização e relevância

Os efeitos das descargas atmosféricas entre nuvem e solo constituem o principal interesse da engenharia de proteção contra descargas atmosféricas (VISACRO, 2005). A compreensão do processo físico associado ao desenvolvimento do canal descendente, à medida que este se propaga em direção ao solo, é fundamental para determinar os diversos parâmetros envolvidos na análise probabilística da incidência de uma descarga atmosférica em um determinado ponto de uma estrutura aterrada ou do próprio solo (MAZUR, 2016).

Conforme um canal descendente (*downward leader*, DL) ou líder se aproxima do solo, há uma intensificação do campo elétrico local, sobretudo nas extremidades das estruturas aterradas, até um nível a partir do qual pelo menos um canal ascendente (*upward connecting leader*, UCL) é iniciado e se propaga em direção ao canal descendente. Uma vez estabelecida a conexão entre os canais descendente e ascendente, inicia-se o fluxo da denominada corrente de retorno, e o ponto de iniciação do canal ascendente denomina-se ponto de incidência (COORAY, 2010; RAKOV; UMAN, 2003).

No caso da incidência de uma descarga atmosférica em um solo hipoteticamente plano, até se atingirem as condições para iniciação de um canal ascendente, o líder já se encontra muito próximo do solo. Portanto, embora não se trate de uma condição de campo elétrico uniforme, parece razoável desprezar os UCLs nesse caso e considerar a conexão direta entre o DL e o solo (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007).

Uma avaliação rigorosa da probabilidade de uma descarga atmosférica incidir em um determinado ponto envolve diversos aspectos físicos associados à propagação de ambos os canais, desde o surgimento do canal ascendente até o momento em que se estabelece sua conexão com o canal descendente. No entanto, essa análise rigorosa requer modelagem de complexidade elevada, sendo inviável em aplicações práticas (COORAY, 2010).

Diversos estudos associados a modelos de incidência de descargas atmosféricas têm sido desenvolvidos com o intuito de compreender melhor a física associada ao fenômeno, a fim de desenvolver procedimentos computacionais eficientes na análise probabilística dos pontos de incidência (BECERRA; COORAY, 2006a, 2006b; COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007; DELLERA; GARBAGNATI, 1990a, 1990b; ERIKSSON, 1979; GOLDE, 1945; RIZK, 1990). Busca-se, pois, obter métodos capazes de contemplar os complexos aspectos físicos envolvidos, mas cujos dados de entrada sejam compatíveis com parâmetros de engenharia.

As normas de proteção contra descargas atmosféricas em estruturas (ABNT NBR, 2015), linhas de transmissão e redes de distribuição (IEC, 2010) fundamentam-se em conceitos e modelos de incidência simplificados, passíveis de aplicação a partir de parâmetros de engenharia. Dentre esses modelos, destaca-se o método eletrogeométrico (*electrogeometric method*, EGM), o qual se sustenta no conceito de raio de atração. A determinação de expressões fisicamente consistentes para o raio de atração envolve algumas complexidades associadas à aleatoriedade e, conseqüentemente, à dificuldade de caracterização do fenômeno durante o desenvolvimento dos canais e, por isso, tem sido objeto de estudo de diferentes autores há décadas (ARMSTRONG; WHITEHEAD, 1968; BROWN; WHITEHEAD, 1969; ERIKSSON, 1987a, 1987b; LOVE, 1973; YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963).

Nesse contexto, a proposta deste trabalho é aplicar o modelo do líder bidirecional de Kasemir (KASEMIR, 1960), implementado numericamente por (MAZUR; RUHNKE, 1998), considerando o método de simulação de cargas (*charge simulation method*, CSM), apresentado por (SINGER; STEINBIGLER; WEISS, 1974), para analisar os efeitos de diversos parâmetros – físicos, geométricos e numéricos – na atratividade do solo e de estruturas aterradas delgadas.

É importante salientar que essa proposta caracteriza um trabalho de Engenharia Elétrica, sendo o principal interesse gerar contribuições para a área de proteção contra descargas atmosféricas, tratando-se de descargas descendentes negativas. Assim, por meio de análises de sensibilidade, a partir da aplicação de um modelo fisicamente consistente, busca-se fornecer subsídios para discussões acerca dos efeitos de

determinados parâmetros de simulação nos valores de raio de atração, para condições de incidência tanto no solo plano, quanto em estruturas aterradas. Uma vez avaliado o comportamento do raio de atração com a variação dos parâmetros em questão, é feita uma análise comparativa considerando resultados obtidos a partir de outros modelos disponíveis na literatura.

## **1.2 Objetivos**

O objetivo principal deste trabalho é avaliar a influência de parâmetros associados ao estudo da atratividade do solo plano e de estruturas aterradas delgadas, estimando valores de raio de atração em função da carga transferida pela descarga, assim como da amplitude da prospectiva corrente de retorno, a partir de um embasamento físico mais consistente acerca do fenômeno em questão. Para isso, são considerados os seguintes objetivos específicos:

- realizar extensa revisão bibliográfica acerca de modelos de incidência de descargas atmosféricas disponíveis na literatura;
- desenvolver um modelo fisicamente consistente para obtenção de diferentes valores de raio de atração consoante à variação dos parâmetros da descarga atmosférica (carga transferida e amplitude da corrente);
- avaliar os efeitos de parâmetros físicos associados à estimativa do raio de atração que ainda não estão bem estabelecidos na literatura, assim como de parâmetros geométricos e numéricos associados ao modelo;
- comparar os resultados obtidos com aqueles provenientes de outros modelos disponíveis na literatura.

## **1.3 Metodologia**

A primeira etapa deste trabalho consistiu em uma sumarização do estado da arte, considerando as filosofias de proteção de estruturas contra descargas atmosféricas adotadas como referência em normas. Dentre tais filosofias, é apresentado com mais detalhes o método eletrogeométrico e introduzido o conceito de raio de atração, principal objeto de estudo deste trabalho. Ainda na etapa de revisão bibliográfica, são

apresentados modelos de incidência de descargas atmosféricas disponíveis na literatura, para posterior comparação com os resultados aqui obtidos.

Em seguida, detalha-se a metodologia desenvolvida, a qual, em linhas gerais, consiste na implementação do modelo do líder bidirecional para avaliar:

- i. a atratividade do solo plano, considerando a variação da carga transferida e da amplitude da corrente de descargas atmosféricas;
- ii. o raio de atração para estruturas aterradas delgadas, considerando, além da variação da carga transferida e da amplitude de corrente, a variação da altura das estruturas sob análise;
- iii. a influência de parâmetros físicos, numéricos e geométricos, associados ao estudo de atratividade, na estimativa dos valores de raio de atração, por meio de análises de sensibilidade.

Por fim, realiza-se a comparação entre os resultados alcançados a partir da metodologia desenvolvida e aqueles obtidos por outros modelos existentes, de forma a gerar contribuições para a construção de um consenso acerca dos parâmetros associados ao estudo de atratividade avaliados neste trabalho.

#### **1.4 Organização do texto**

Este texto está organizado em seis capítulos, incluindo esta introdução, na qual se realiza a contextualização do tema e se justifica o desenvolvimento do trabalho. Os dois capítulos seguintes compreendem a revisão bibliográfica, a partir da qual se fundamentam as análises aqui desenvolvidas.

No Capítulo 2, é feita uma apresentação dos princípios básicos relacionados à proteção contra descargas atmosféricas, destacando-se o modelo eletrogeométrico.

No Capítulo 3, apresenta-se o estado da arte a respeito de modelos de incidência existentes na literatura, para avaliação do raio de atração do solo plano e de estruturas aterradas.

No Capítulo 4, é detalhada a metodologia desenvolvida no contexto desta dissertação para estimar valores de raio de atração para o solo plano e para estruturas

aterradas delgadas, considerando-se, ainda, a avaliação dos efeitos dos parâmetros associados à atratividade em ambas as situações de incidência.

No Capítulo 5, realizam-se análises de sensibilidade a partir dos resultados obtidos neste trabalho. Então, são feitas comparações com os resultados obtidos a partir de modelos existentes, de forma a avaliar quais considerações implicariam valores de raio de atração com maior grau de concordância com os obtidos a partir de outros modelos.

O Capítulo 6 sumariza as principais conclusões resultantes do trabalho desenvolvido e apresenta diversas propostas de continuidade relacionadas ao tema em estudo.

O Apêndice A indica uma publicação originada desta dissertação, enquanto o Apêndice B reporta uma premiação recebida pela autora por suas contribuições na área de pesquisa de descargas atmosféricas.

---

## **2 Princípios básicos de proteção de estruturas contra descargas atmosféricas**

---

Os sistemas de proteção de estruturas contra descargas atmosféricas possuem o principal objetivo de conduzir, de forma segura, a corrente de descarga para o solo, promovendo um caminho de baixa impedância para o fluxo dessa corrente. Para tanto, tais sistemas constituem-se, basicamente, de elementos captadores da descarga ou para-raios, condutores de descida e sistema de aterramento.

Estando o captor localizado no ponto mais alto de uma dada estrutura, ele é o primeiro elemento afetado pela intensificação do campo elétrico promovido pela aproximação do canal de descarga descendente. Conseqüentemente, é também no captor que há maior probabilidade de surgimento do primeiro canal ascendente da estrutura a ser protegida (COORAY, 2015).

As filosofias de proteção de estruturas fundamentam-se em modelos de incidência práticos, os quais possibilitam a definição do local de maior probabilidade de uma descarga atmosférica incidir. Neste capítulo, é feita uma breve apresentação desses modelos, que resultam de descrições simplificadas do processo físico de conexão entre os canais ascendente e descendente (VISACRO, 2005).

### **2.1 Método do ângulo de proteção**

O método do ângulo de proteção fundamenta-se no conceito de zona de proteção para posicionamento de elementos captadores em estruturas. Até o início do século XXI, esse foi o método recomendado pelas normas de proteção contra descargas atmosféricas para elaboração de projetos de sistemas de proteção contra descargas atmosféricas (SPDAs) (COORAY, 2010).

A determinação do volume protegido por um condutor vertical é objeto de estudo desde os tempos de Benjamim Franklin (RAKOV; UMAN, 2003). Segundo as conclusões dos estudos realizados por (GAY-LUSSAC; POUILLET, 1823), um captor vertical protege efetivamente uma região cilíndrica ao redor de seu eixo, cujo raio da base é duas vezes a altura da haste. Posteriores modificações no conceito de zona de proteção foram

originalmente publicadas por (LODGE, 1892) e discutidas por (GOLDE, 1977). Na Figura 2.1, estão ilustradas zonas de proteção definidas por diferentes autores, considerando os resultados reproduzidos no trabalho de (GOLDE, 1977).

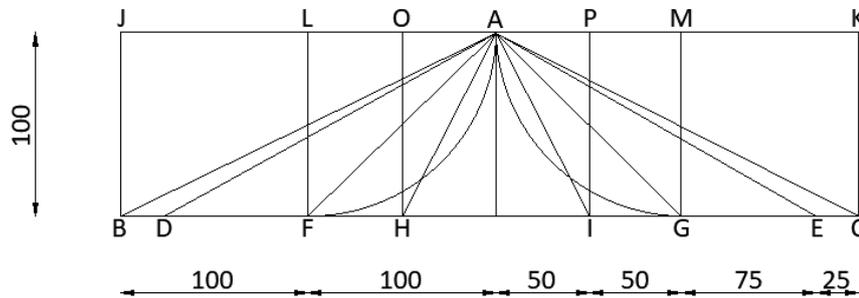


Figura 2.1 – Zonas de proteção de um captor vertical. Adaptada de (LODGE, 1892) e (GOLDE, 1977).

Na Tabela 2.1, estão caracterizadas as zonas de proteção apresentadas na Figura 2.1, conforme a geometria indicada e a relação de proteção, dada pela razão entre o raio da base e a altura da haste.

Tabela 2.1 – Caracterização das zonas de proteção de um captor vertical propostas por diferentes autores

<b>Autores</b>	<b>Geometria</b>	<b>Vértices</b>	<b>Relação de proteção</b>
Gay Lussac, 1823	Cilíndrica	JBCK	2:1
DeFonville, 1874	Cônica	BAC	2:1
Paris Commission, 1875	Cônica	DAE	7:4
Chapman, 1875	Cilíndrica	LFGM	1:1
Adams, 1881	Cônica	FAG	1:1
Preece, 1880	Cônica côncava	FAG	1:1
	Cilíndrica	OHIP	1:2
Melsens	Cônica	HAI	1:2

Observa-se que as zonas de proteção propostas consistiam em cones ou cilindros, com exceção do trabalho de (PREECE, 1880), cuja região protegida resultante caracterizava uma geometria cônica, porém com superfície côncava. Dentre tais aproximações, aquela comumente adotada para descrever a região protegida por um captor consistia em uma região cônica, sendo o ângulo do vértice  $\alpha$  denominado ângulo

de proteção do condutor vertical, conforme ilustrado na Figura 2.2. A razão entre o raio  $r$  da base do cone e sua altura  $h$  caracteriza a relação de proteção. Tomando-se como exemplo uma relação de proteção de 1:1, tem-se um ângulo entre a haste vertical e a superfície protegida delimitada pelo cone igual a  $45^\circ$ ; por outro lado, uma relação 2:1 corresponde a um ângulo de aproximadamente  $60^\circ$  (COORAY, 2010; RAKOV; UMAN, 2003).

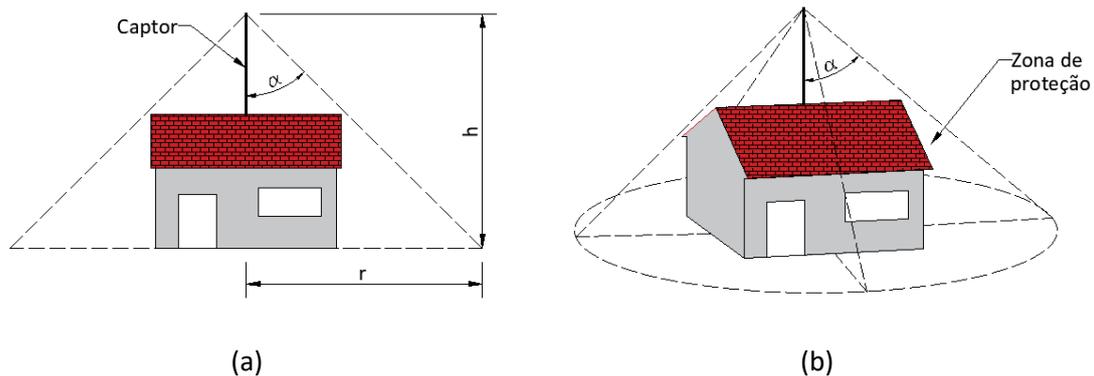


Figura 2.2 – Aplicação do método do ângulo de proteção em uma estrutura: (a) vista frontal, (b) vista tridimensional.

A aplicação do método do ângulo de proteção em projetos de sistemas de proteção contra descargas atmosféricas baseava-se no seguinte fundamento: quanto menor o ângulo de proteção adotado na análise, mais captores deveriam ser posicionados na estrutura, de forma a garantir a proteção desta.

Nas primeiras décadas do século XX, o método do ângulo de proteção estendeu-se para aplicações no posicionamento de cabos de blindagem em linhas de transmissão, de forma que os condutores fase se localizassem dentro do volume de proteção oferecido (COORAY, 2010). Inicialmente, com base em critérios empíricos estabelecidos a partir de modelos de laboratório, adotava-se, em projetos de geometrias de LTs, um ângulo de proteção entre  $20^\circ$  e  $75^\circ$  (WAGNER; MCCANN; MACLANE, 1941), faixa esta posteriormente formalizada para  $30^\circ$  a  $45^\circ$  (IEEE, 2012).

## 2.2 Método eletrogeométrico

Em aperfeiçoamento à abordagem a partir do método do ângulo de proteção, as versões mais recentes das normas de proteção contra descargas atmosféricas (ABNT

NBR, 2015; IEC, 2010) recomendam o método eletrogeométrico. Esse método consiste em um simples procedimento para avaliação da região de atratividade de captores, condutores horizontais ou mesmo de um terreno plano (COORAY, 2015). De acordo com o EGM, quando a extremidade do canal descendente alcança uma distância crítica em relação ao solo ou a uma dada estrutura aterrada, há uma grande probabilidade de um canal de descarga se estabelecer no primeiro ponto a partir do qual essa distância crítica é atingida. Essa distância, na qual se fundamenta o método eletrogeométrico, denomina-se *striking distance* (SD) ou raio de atração (*R*).

O conceito de raio de atração ainda não possui um consenso bem estabelecido na literatura. Comumente, é definido como a distância entre a extremidade do canal descendente e a estrutura aterrada a ser atingida pela descarga atmosférica, quando o campo elétrico no espaço entre as extremidades dos canais descendente e ascendente atinge um valor crítico igual ao gradiente de potencial médio ao longo da região de *streamers* que preenche esse espaço, situação denominada condição de salto final (COORAY, 2010; MAZUR, 2016). Alternativamente, ele também pode ser definido como distância de indução do canal ascendente, isto é, a distância entre a extremidade do canal descendente e a estrutura aterrada no instante em que se inicia um canal ascendente nesta (RAKOV; UMAN, 2003; VISACRO, 2005).

A condição de salto final se estabelece instantes imediatamente anteriores ao rompimento da rigidez dielétrica do ar na região compreendida entre a extremidade do canal descendente e o solo ou o canal ascendente da estrutura aterrada. Nessa condição, de acordo com ensaios laboratoriais, presume-se que o espaço entre eletrodos (*gap*) preenchido por *streamers* apresente um gradiente de potencial médio entre 450 kV/m e 500 kV/m para *streamers* positivos; e entre 1000 kV/m e 1500 kV/m para negativos (BAZELYAN; RAIZER, 2000; COORAY, 2010; MAZUR, 2016).

Os *streamers* são filamentos de cargas espaciais resultantes do efeito corona, estabelecidos em decorrência da intensificação abrupta do campo elétrico local. Essas estruturas possuem uma base comum na extremidade do canal ou do eletrodo, podendo evoluir para um canal de plasma (GUIMARÃES, 2017), sobretudo quando da concentração significativa da base de tais estruturas na região à frente do

eletrodo/canal, o que implica aumento significativo da temperatura local, aumento este que intensifica a ionização do meio.

Segundo o método eletrogeométrico, quando o canal descendente alcança uma distância crítica, igual ao raio de atração, em relação ao solo ou a uma estrutura aterrada, em que o gradiente de potencial médio entre extremidade do canal e o solo/UCL é igual ao gradiente de potencial médio do eixo de *streamers*, ocorre uma ruptura do espaço entre eles e a descarga atmosférica incide nesse ponto (COORAY, 2010). Isso ocorre porque, conforme a distância entre a estrutura aterrada e a extremidade do canal diminui, o campo elétrico no espaço entre eles aumenta; quando esse campo atinge um valor crítico, os *streamers* positivos (no caso de um canal descendente negativo) gerados na extremidade da estrutura são capazes de se propagar nesse *gap*, conectando a estrutura ao canal descendente. Uma vez estabelecida essa condição, torna-se iminente a incidência da descarga nesse ponto, premissa também válida para a condição de incidência no solo plano (COORAY, 2015).

Da análise do campo elétrico entre canal descendente e solo/estrutura, observa-se que o raio de atração depende do potencial da extremidade do canal descendente e, portanto, da distribuição de cargas do canal. A intensificação desse potencial está associada ao aumento da densidade de cargas no canal. Uma vez que a corrente de retorno resulta da neutralização do potencial do canal (MAZUR, 2016), a amplitude dessa corrente também depende da distribuição de cargas ao longo deste. Com o aumento das cargas no canal, um crescimento do valor de pico da corrente de retorno pode ser naturalmente observado. Conseqüentemente, o raio de atração do canal é maior para amplitudes de correntes mais elevadas (COORAY, 2015).

A partir de tais relações, é possível expressar o raio de atração em função da amplitude da corrente de retorno, sendo comumente adotada a expressão analítica dada pela Equação (2.1).

$$R = AI_p^b \quad (2.1)$$

em que:

- $R$  é o valor do raio de atração, em [m];
- $I_p$  é o valor de pico da corrente de retorno, em [kA];
- $A$  e  $b$  são constantes empíricas.

Na literatura, existem diferentes valores obtidos para as constantes  $A$  e  $b$  resultantes de procedimentos empíricos, os quais são limitados pela quantidade de dados coletados e influenciados pelas condições ambientais das respectivas regiões de análise. Entretanto, o uso dessa expressão para raio de atração apresenta um interesse prático, uma vez que se utiliza um parâmetro de engenharia característico da descarga atmosférica, ainda que outros fatores como a altura e a geometria da estrutura aterrada também influenciem na iniciação do canal ascendente a partir desta (MAZUR, 2016).

Diversos autores contribuíram com o método eletrogeométrico para representação do raio de atração de descargas atmosféricas, sobressaindo-se os trabalhos desenvolvidos por (WAGNER, 1963, 1956; WAGNER; HILEMAN, 1961), (YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963), (ARMSTRONG; WHITEHEAD, 1968; BROWN; WHITEHEAD, 1969), (LOVE, 1973) e (MOUSA; SRIVASTAVA, 1988, 1989, 1990). Outros estudos, a citar (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a; ERIKSSON, 1987b; RIZK, 1990), consideraram também a modelagem do canal ascendente a partir de objetos, no estabelecimento da condição de salto final.

A Tabela 2.2 apresenta os resultados obtidos em alguns estudos. Ressalta-se que os coeficientes da expressão de raio de atração estão associados a estruturas aterradas ou condutores de LTs. O raio de atração para o solo plano pode ser obtido multiplicando-se o lado direito da Equação (2.1) pela constante de proporcionalidade  $K$ .

Tabela 2.2 – Coeficientes da expressão de raio de atração propostos por diferentes autores

<b>Autores</b>	<b>A</b>	<b>b</b>	<b>K</b>
(YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963)	27,0 <sup>1</sup>	0,32	1,0
(ARMSTRONG; WHITEHEAD, 1968)	6,7	0,80	0,9
(BROWN; WHITEHEAD, 1969)	7,1	0,75	0,9
(ABNT NBR, 2015; LOVE, 1973)	10,0	0,65	1,0
(VISACRO; GUIMARAES; MURTA VALE, 2017)	34,0	0,45	-

Uma vez que o raio de atração consiste em uma função do valor de pico da corrente de retorno, é possível, a partir desse conceito, avaliar a região de atratividade associada a um captor. Sejam um raio de atração  $R$ , associado a uma corrente de amplitude  $I_p$ , e um canal descendente se propagando nas proximidades de um captor. Considerando as situações ilustradas na Figura 2.3, em que a extremidade do canal descendente está a uma distância (a)  $R_r$  do captor e (b)  $R_g$  do solo, sabe-se que esse canal pode atingir tanto o captor, quanto o solo. Caso, durante a propagação do canal em direção ao solo,  $R_r$  se torne igual ou inferior a  $R$  antes de  $R_g$ , tem-se a incidência da descarga no captor; caso contrário, a incidência se dá no solo (COORAY, 2015).

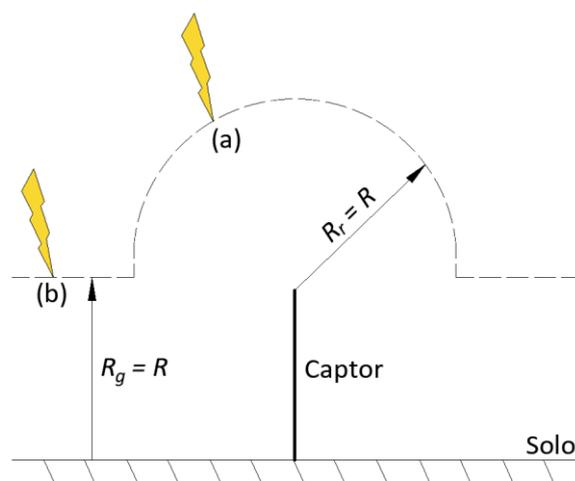


Figura 2.3 – Representação esquemática da aplicação do método eletrogeométrico considerando um captor tipo haste (corte transversal de uma superfície tridimensional). As situações (a) e (b) indicam a incidência da descarga atmosférica no captor e no solo, respectivamente.

<sup>1</sup>Na expressão de (YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963),  $A = 27,0$  para o solo plano e estruturas/condutores de até 18 m de altura. Para estruturas/condutores mais altos, ver Equação (2.2).

A aplicação do método eletrogeométrico em projetos de proteção de linhas de transmissão foi inicialmente proposta em (ARMSTRONG; WHITEHEAD, 1968). O conceito de raio de atração é utilizado para se posicionar os cabos de blindagem de uma LT, de forma que os condutores fase fiquem protegidos pela atratividade dos cabos de blindagem. Assim, caso um DL se aproxime verticalmente da linha, a expectativa é de que ele se conecte ao cabo de blindagem, uma vez que este apresenta uma menor distância em relação ao canal (VISACRO, 2005), conforme ilustrado na Figura 2.4. Caso contrário, a descarga pode incidir nos condutores fase, configurando uma falha de blindagem. Em aplicações práticas, é comum supor que o raio de atração associado aos cabos de blindagem é cerca de 10% maior que aquele associado ao solo plano (COORAY, 2010).

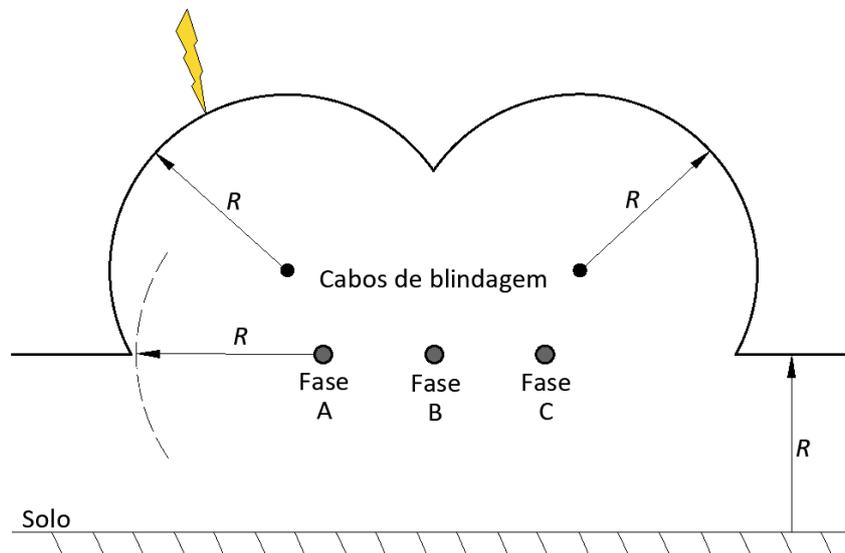


Figura 2.4 – Representação esquemática da aplicação do método eletrogeométrico para proteção de uma linha de transmissão (corte transversal de uma superfície tridimensional).

Uma vez que o raio de atração diminui com a redução da carga do canal, ele também decresce correspondentemente para menores amplitudes da corrente de retorno. Assim, quanto menor a corrente de retorno associada, mais o canal se aproxima da estrutura antes de se estabelecer a conexão ou de dar origem a um canal ascendente (COORAY, 2010).

Vale ressaltar que, para menores amplitudes de corrente de retorno, existe uma maior probabilidade de falha de blindagem em um sistema de proteção contra

descargas, devido à redução da região protegida. Por isso, em projetos de proteção de LTs, define-se uma amplitude mínima de corrente para a qual se admite a incidência direta nos condutores fase (VISACRO, 2005).

### 2.2.1 Método das esferas rolantes

O método das esferas rolantes consiste na mais simples aplicação prática do método eletrogeométrico, na perspectiva de se determinarem as possíveis regiões alcançadas pela extremidade do canal descendente à medida que este se aproxima de uma estrutura (RAKOV; UMAN, 2003; VISACRO, 2005). A aplicação dessa técnica em proteção contra descargas atmosféricas, inicialmente voltada para estruturas, é comumente atribuída a (LEE, 1978, 1979).

Segundo o método das esferas rolantes, associada a cada amplitude de corrente de retorno há uma região esférica fictícia de raio igual ao raio de atração, centrada na extremidade do canal descendente. Conforme ilustrado na Figura 2.5, ao se deslocar essa esfera sobre uma estrutura aterrada, os pontos tocados pela superfície da esfera indicam os prováveis locais de incidência. Portanto, os elementos captadores do sistema de proteção devem ser posicionados de forma otimizada, garantindo que a superfície da esfera toque apenas neles, sem alcançar diretamente algum ponto da estrutura (RAKOV; UMAN, 2003; VISACRO, 2005). Observa-se que essa técnica considera a possibilidade de um raio incidir em toda a superfície de uma dada estrutura, inclusive em sua lateral, o que condiz com dados de observações em campo, que incluem a incidência de descargas lateralmente às estruturas (COORAY, 2010).

Uma vez que o raio de atração está associado a um dado valor crítico de corrente de retorno, correntes com amplitudes superiores a esse valor correspondem a um maior raio de atração e, portanto, as descargas não adentram a região protegida pelo SPDA. Por outro lado, para amplitudes de corrente inferiores ao valor crítico, tem-se um menor raio de atração e, conseqüentemente, há possibilidade de o canal invadir a região protegida. Portanto, quanto melhor o desempenho desejável para um sistema de proteção de uma estrutura, menor deve ser o valor adotado para o raio da esfera rolante (COORAY, 2010).

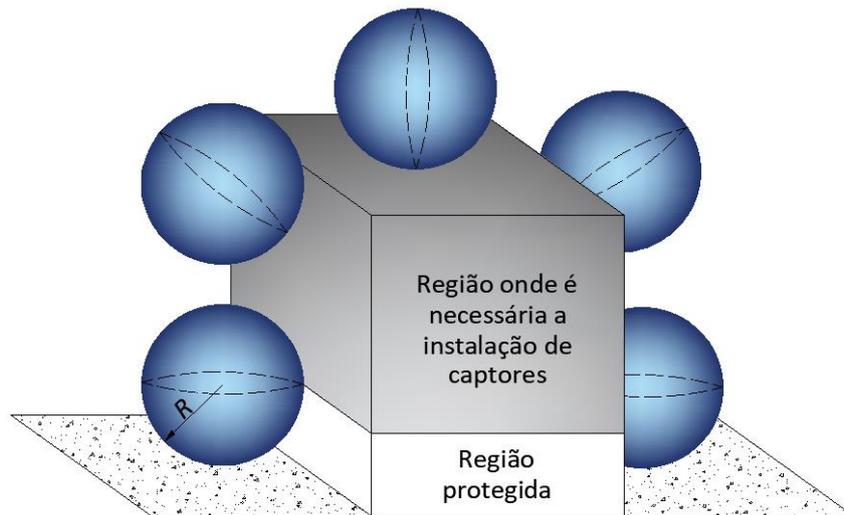


Figura 2.5 – Representação esquemática da aplicação do método das esferas rolantes para proteção de uma estrutura aterrada.

O método das esferas rolantes também pode ser utilizado para se determinar o volume protegido por uma estrutura e ângulo de proteção associado, conforme ilustrado na Figura 2.6, que representa essa associação para um condutor vertical. Observa-se que, para um dado raio da esfera rolante, o ângulo do cone equivalente varia com a altura da estrutura. Por exemplo, associado a uma esfera de raio igual a 30 m, tem-se um ângulo de proteção de cerca de 35° para uma estrutura de 20 m; e de 25°, para uma estrutura de 30 m.

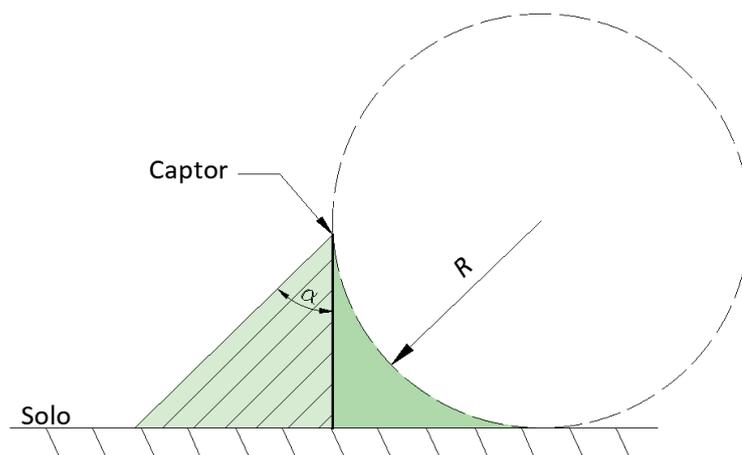


Figura 2.6 – Associação entre os métodos do ângulo de proteção e das esferas rolantes, considerando um condutor vertical. Regiões protegidas destacadas em verde, sendo o lado esquerdo correspondente ao volume de proteção aproximado por uma região cônica; e o direito, ao volume protegido segundo o método das esferas rolantes.

Ainda que o método das esferas rolantes seja amplamente difundido, existem alguns fatores questionáveis em sua formulação presente (DARVENIZA, 2000). Primeiramente, o método não faz distinção entre a probabilidade de incidência em uma superfície plana ou pontiaguda. Ademais, a extensão do método para projetos de proteção de linhas de transmissão resulta da calibração do raio de atração para esse propósito, sem validação adicional.

Vale salientar, ainda, que o raio da esfera rolante resulta de uma grande simplificação da natureza física da descarga atmosférica. Modelos de incidência mais elaborados indicam que o raio de atração depende não apenas do valor de pico da corrente de retorno associada à descarga, como também da geometria da estrutura a ser protegida (COORAY, 2010). Nesse contexto, existem expressões simplificadas que incluem a altura da estrutura em relação ao solo. As Equações (2.2)<sup>2</sup>, (2.3), e (2.4) indicam as expressões propostas por (YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963), (ERIKSSON, 1987b) e (RIZK, 1990), respectivamente, desenvolvidas para fins de aplicação de proteção de linhas de transmissão.

$$R = 27 \frac{444}{462 - h} I_p^{0,32} \quad (2.2)$$

$$R = 0,67h^{0,6} I_p^{0,74} \quad (2.3)$$

$$R = 1,57h^{0,45} I_p^{0,69} \quad (2.4)$$

em que:

- $h$  é a altura do cabo da LT (condutor fase ou cabo de blindagem), em [m].

Nota-se, então, que tratar o raio da esfera rolante como função apenas da amplitude da corrente de retorno, em detrimento da geometria da estrutura, parece uma simplificação sujeita a erros consideráveis em determinadas situações, apesar de ser uma aplicação prática em termos de engenharia de proteção.

---

<sup>2</sup> Expressão válida para  $h > 18$  m. Para valores inferiores, ver Tabela 2.2.

## 2.3 Método das malhas

O método das malhas consiste no envolvimento da estrutura a ser protegida por uma malha condutora, caracterizando uma gaiola de Faraday prática, sendo usualmente empregado na proteção de edificações com grandes superfícies planas. Nesse método, em vez de captos tipo haste, utiliza-se uma malha metálica no topo da estrutura, a qual é conectada ao aterramento por meio de condutores de descida. A malha também pode ser instalada nas laterais da superfície, onde se espera que possa ocorrer a incidência de descargas atmosféricas, conforme ilustrado na Figura 2.7 (COORAY, 2015).

Os espaçamentos da malha  $D$  são definidos por norma (ABNT NBR, 2015; IEC, 2010), consoante o nível de proteção desejado (ver Tabela 2.4). Para níveis de proteção com maior desempenho, têm-se menores espaçamentos entre os condutores. Portanto, quanto menor a amplitude das correntes que o SPDA é projetado para blindar, menor a dimensão dos *meshes* (ou reticulados) da malha.

De acordo com o método das esferas rolantes, para se evitar a incidência direta de uma descarga atmosférica na estrutura, além da dimensão adequada da malha, esta deve ser posicionada com um certo afastamento da estrutura. Esse afastamento decresce conforme o nível de proteção aumenta (COORAY, 2010).

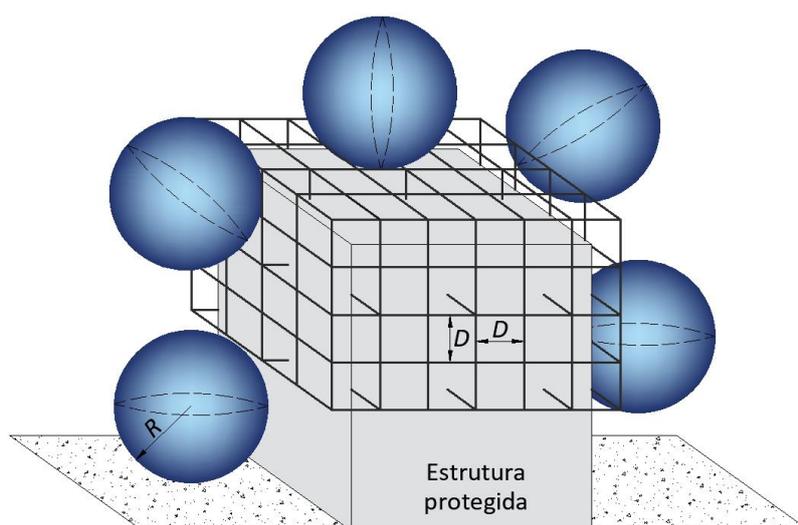


Figura 2.7 – Representação esquemática da aplicação do método das malhas associado ao método das esferas rolantes.

## 2.4 Considerações finais

A fim de complementar as informações apresentadas neste capítulo, parece oportuno adicionar algumas classificações práticas, conforme estabelecido nas normas de proteção contra descargas atmosféricas (ABNT NBR, 2015; IEC, 2010).

Para efeitos de tais normas, a partir do gerenciamento de risco, são definidos quatro níveis de proteção (NPs) contra descargas atmosféricas (I a IV), sendo o NP I o mais refinado em termos de SPDA.

A cada nível de proteção está associada a corrente mínima blindada pelo SPDA e a eficiência da proteção, conforme indicado na Tabela 2.3. Tais valores fundamentam-se em distribuições estatísticas de correntes de primeiras descargas. Ademais, dependendo da posição do DL ao se aproximar dos captores, correntes inferiores aos valores críticos aqui apresentados podem ser blindadas pelo SPDA (COORAY, 2010).

Tabela 2.3 – Corrente crítica e eficiência correspondentes a cada nível de proteção, segundo as normas (ABNT NBR, 2015; IEC, 2010)

Nível de proteção	Corrente mínima blindada pelo SPDA (kA)	Eficiência da proteção (%)
I	3	99
II	5	97
III	10	91
IV	16	84

É importante salientar que um sistema de proteção contra descargas atmosféricas não é capaz de blindar completamente uma estrutura. Descargas atmosféricas com correntes de retorno de amplitudes muito baixas podem invadir o SPDA e incidir na estrutura. No entanto, nesse caso, espera-se que os efeitos sejam menos severos, em comparação com os efeitos de raios cujas correntes apresentam amplitudes mais altas.

A Tabela 2.4 sintetiza a configuração dos captores do SPDA, segundo os níveis de proteção estabelecidos nas normas (ABNT NBR, 2015; IEC, 2010), considerando os diferentes métodos abordados neste capítulo.

Tabela 2.4 – Configuração dos captosres do SPDA segundo as normas (ABNT NBR, 2015; IEC, 2010)

Nível de proteção	Raio da esfera rolante $R$ (m)	Ângulo de proteção $\alpha$ (°), para diferentes alturas de captosres				Máximo espaçamento dos condutores da malha $D$ (m)
		20 m	30 m	45 m	60 m	
I	20	25	-	-	-	5
II	30	35	25	-	-	10
III	45	45	35	25	-	15
IV	60	55	45	35	25	20

Este capítulo dedicou-se à apresentação dos aspectos conceituais básicos que caracterizam os sistemas de proteção contra descargas atmosféricas, com foco na proteção externa de estruturas, desconsiderando aspectos relativos às ações específicas para proteção interna, como medidas de equipotencialização e uso de dispositivos de proteção contra surtos (DPSs).

O capítulo seguinte trata de modelos de incidência de descargas atmosféricas estabelecidos a partir de princípios físicos mais rigorosos, os quais contribuíram expressivamente com o estado da arte do tema abordado no presente estudo.

---

## 3 Atratividade do solo plano e de estruturas aterradas

---

Segundo o modelo eletrogeométrico, a análise da atratividade de estruturas e do próprio solo fundamenta-se na avaliação da distância crítica para a qual se estabelecem as condições necessárias para a conexão do canal descendente ao ponto de incidência, aqui definida como raio de atração. É importante salientar que, por questões de simplificação dos termos utilizados ao longo do texto, o termo raio de atração é aqui utilizado em ambas as perspectivas de atratividade, de estruturas aterradas e do solo plano, considerando a definição de distância crítica ou *striking distance*.

No caso de um solo hipoteticamente plano, considera-se a conexão direta entre o canal descendente e o solo, sem a formação de canais ascendentes. Já no caso de uma estrutura aterrada, a conexão do DL se dá pelo intermédio de um UCL provindo dessa estrutura (COORAY, 2010).

Neste capítulo, são apresentados modelos de incidência de descargas atmosféricas disponíveis na literatura, organizados sob a perspectiva da atratividade do solo plano e de estruturas aterradas. Ademais, é feita uma síntese acerca dos modelos de progressão do canal propostos por diferentes autores. Vale ressaltar que a organização deste capítulo tem como base os textos apresentados em (COORAY, 2010, 2015).

### 3.1 Atratividade do solo plano

Os efeitos da atratividade do solo também são particularmente importantes em aplicações de proteção contra descargas atmosféricas. Conforme mencionado no Capítulo 2, o raio de atração para o solo plano pode ser estimado a partir da distância entre a extremidade do canal descendente e o solo quando o gradiente de potencial entre eles atinge os valores críticos correspondentes ao desenvolvimento dos *streamers* (500 kV/m para *streamers* positivos e 1000 kV/m para negativos).

Uma vez que o valor crítico para a formação de *streamers* negativos é cerca de duas vezes o valor correspondente dos positivos, o valor crítico do gradiente de

potencial associado aos *streamers* positivos, por ser atingido primeiro, é usualmente considerado na estimativa do raio de atração, considerando que *streamers* positivos emanam do solo à medida que o canal descendente se aproxima. Portanto, normalmente, adota-se o valor de intensidade de campo elétrico igual a 500 kV/m como valor crítico para a ruptura do *gap* entre o canal descendente e o solo.

Uma vez determinado o valor de referência do gradiente de potencial entre o canal descendente e o solo para uma condição crítica, o segundo parâmetro necessário para estimar o raio de atração para o solo plano é a distribuição de cargas ao longo do líder descendente; é a partir desta que os níveis de campo elétrico serão calculados e as condições críticas de distância determinadas.

Nesta seção, são apresentadas as distribuições de cargas resultantes dos trabalhos de diferentes autores, para posterior aplicação na estimativa do raio de atração para o solo plano em função da amplitude da corrente de retorno associada.

### 3.1.1 Golde, 1945

A primeira relação entre a amplitude da corrente de retorno e a carga do canal descendente foi proposta por (GOLDE, 1945), que supôs uma densidade linear de cargas ( $\rho_l$ ) no canal descendente decrescendo exponencialmente com o aumento da altura a partir do solo, conforme a Equação (3.1).

$$\rho_l = \rho_{l0} e^{-z/\lambda} \quad (3.1)$$

em que:

- $\rho_{l0}$  é o valor de  $\rho_l$  no nível do solo ( $z = 0$  m);
- $\lambda$  é a constante de decaimento, igual a 1000 m.

Segundo (GOLDE, 1945), toda a carga do líder seria transferida durante a descarga de retorno. Dessa forma, a partir da integração da Equação (3.1), tem-se a carga total ( $Q$ ), em [C], do líder, dada pela Equação (3.2), para o instante imediatamente anterior à conexão com o solo.

$$Q = \rho_{l0}\lambda(1 - e^{-H/\lambda}) \quad (3.2)$$

em que:

- $H$  é o comprimento total do canal, igual a 2500 m.

Por meio de diversas análises para estimativa de valores possíveis para o raio de atração em relação ao solo, (GOLDE, 1945) concluiu que uma corrente de retorno de 25 kA estava associada a um canal com carga total de 1 C. Em seguida, ele supôs que a amplitude da corrente ( $I_p$ ) se relacionava linearmente com a carga total do canal, conforme indicado pela Equação (3.3).

$$I_p = kQ \quad (3.3)$$

em que:

- $k = 25 \text{ kA/C}$ ; ou  $20 \text{ kA/C}$ , conforme (GOLDE, 1973).

Combinando as Equações (3.2) e (3.3), obtém-se a expressão indicada na Equação (3.4).

$$\rho_{l0} = 4,36 \times 10^{-5} I_p \quad (3.4)$$

A Figura 3.1 ilustra o gráfico da distribuição de cargas ao longo do canal segundo a Equação (3.1), considerando  $I_p = 30 \text{ kA}$ . No gráfico, é possível observar o crescimento exponencial da densidade de cargas conforme o canal se aproxima do solo.

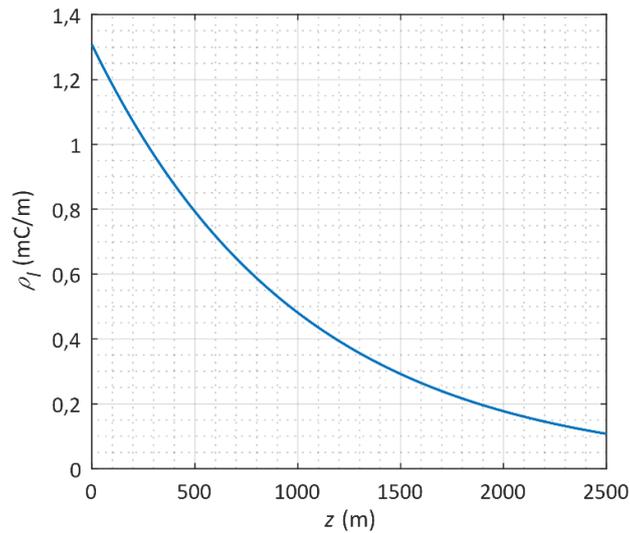


Figura 3.1 – Densidade de cargas ( $\rho_l$ ) ao longo do canal descendente em função da altura a partir do solo ( $z$ ), segundo a expressão proposta por (GOLDE, 1945), para  $I_p = 30$  kA.

As Equações (3.1) e (3.4) definem a distribuição de cargas ao longo do canal descendente em função do valor de pico da corrente de retorno associada. O gráfico da Figura 3.2 apresenta a curva resultante dessa relação, considerando a extremidade do canal no nível do solo ( $z = 0$  m). Nessa figura, também são apresentadas as curvas de densidade de cargas em função da corrente consoante as relações propostas por outros autores, descritas na sequência.

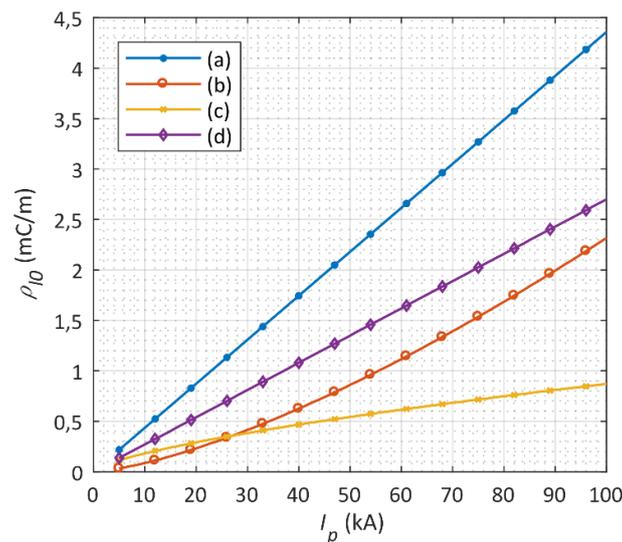


Figura 3.2 – Densidade de cargas para  $z = 0$  m ( $\rho_{l0}$ ) em função da amplitude da corrente de retorno ( $I_p$ ) propostas por diferentes autores: (a) (GOLDE, 1945), (b) (ERIKSSON, 1979), (c) (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a), (d) (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007).

### 3.1.2 Eriksson, 1979

De posse das formas de onda das correntes de retorno medidas na estação do Monte San Salvatore, (BERGER, 1972) determinou uma correlação entre a amplitude da corrente de retorno e a carga associada aos 2 ms iniciais dessa corrente, denominada carga de impulso ( $Q_{im}$ ), tal como descrito pela Equação (3.5).

$$I_p = 10,6Q_{im}^{0,7} \quad (3.5)$$

De acordo com a Equação (3.5), uma corrente de retorno com valor de pico igual a 25 kA corresponde a um canal cuja carga total é 3,3 C.

Considerando as conclusões de (GOLDE, 1945) e comparando resultados analíticos com medições, (ERIKSSON, 1979) propôs a relação modificada apresentada na Equação (3.6).

$$I_p = 29,4Q^{0,7} \quad (3.6)$$

sendo  $I_p$  em kA e  $Q$  em C.

Eriksson considerou uma distribuição linear de cargas ao longo do líder, e igual a zero na altura máxima ( $z = H$ ), conforme indicado na Equação (3.7).

$$\rho_l = \rho_{l0} \left(1 - \frac{z}{H}\right) \quad (3.7)$$

em que:

- $H$  é o comprimento total do canal, igual a 5000 m.

A partir das considerações apresentadas, obtém-se a expressão para a densidade de cargas no canal ao nível do solo, dada pela Equação (3.8), cujo gráfico foi apresentado na Figura 3.2.

$$\rho_{l0} = 3,2 \times 10^{-6} I_p^{1,43} \quad (3.8)$$

A Figura 3.3 ilustra o gráfico da distribuição de cargas ao longo do canal segundo a Equação (3.7), considerando  $I_p = 30$  kA. Neste caso, observa-se o comportamento linear da densidade de cargas ao longo do canal.

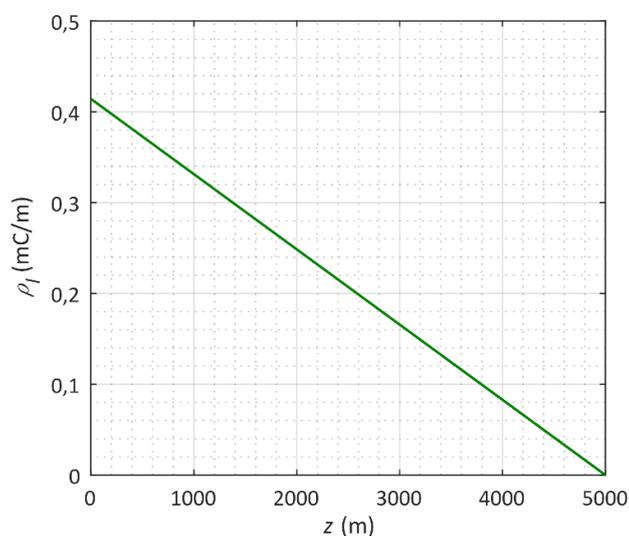


Figura 3.3 – Densidade de cargas ( $\rho_l$ ) ao longo do canal descendente em função da altura a partir do solo ( $z$ ), segundo a expressão proposta por (ERIKSSON, 1979), para  $I_p = 30$  kA.

### 3.1.3 Dellera e Garbagnati, 1990

Em algumas formas de onda das correntes de retorno medidas apresentadas em (BERGER, 1972; BERGER; VOGELSANGER, 1965), observa-se a presença de um segundo pico. (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a) consideraram que esse segundo pico estaria associado à reflexão da corrente de retorno na extremidade superior do canal. Vale ressaltar que (COORAY, 2010) sugere que o segundo pico resulta da neutralização de uma ramificação do canal descendente e que pode não se relacionar à terminação do canal na nuvem.

A partir da integração de formas de onda de corrente com segundo pico obtidas de diferentes estudos, (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a) obtiveram a carga total associada às respectivas formas de onda, em função do segundo pico, e consideraram que essa carga era uniformemente distribuída ao longo do canal. O comprimento total do canal, igual a 2000 m, foi calculado por meio do tempo até o segundo pico e da velocidade da descarga de retorno em função da amplitude da corrente, proposta por (WAGNER, 1963).

A partir dessa análise, tem-se a relação entre  $\rho_l$ , em C/m, e  $I_p$ , em kA, indicada na Equação (3.9), cujo gráfico foi apresentado na Figura 3.2.

$$\rho_l = 3,8 \times 10^{-5} I_p^{0,68} \quad (3.9)$$

### 3.1.4 Cooray et al., 2007

De posse de resultados de medição de correntes de retorno obtidos por (BERGER, 1972; BERGER; VOGELSANGER, 1965) no Monte San Salvatore, (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007) adotaram a hipótese de que a carga medida nos 100  $\mu$ s iniciais das primeiras descargas compreendia a soma da carga positiva necessária para neutralizar a carga negativa armazenada no canal e da carga positiva adicional induzida no canal após a descarga de retorno.

Considerando o canal descendente como um condutor finito, foi realizado um estudo da variação da carga distribuída no canal à medida que este se propagava em direção ao solo (BECERRA; COORAY, 2006a). De acordo com esse estudo, a distribuição de cargas ao longo do canal descendente, quando sua extremidade está a  $z_0 \geq 10$  m acima do solo, é dada pela Equação (3.10).

$$\rho(\xi) = a_0 \left( 1 - \frac{\xi}{H - z_0} \right) G(z_0) I_p + \frac{a + b\xi}{1 + c\xi + d\xi^2} J(z_0) I_p \quad (3.10)$$

sendo:

$$G(z_0) = 1 - \frac{z_0}{H} \quad (3.11)$$

$$J(z_0) = 0,3\alpha + 0,7\beta \quad (3.12)$$

$$\alpha = e^{-(z_0-10)/75} \quad (3.13)$$

$$\beta = 1 - \frac{z_0}{H} \quad (3.14)$$

em que:

- $H$  é a altura do canal igual a 4000 m, ou  $H \geq 3000$  m;

- $\rho(\xi)$  é a carga por unidade de comprimento [C/m];
- $\xi$  é a distância ao longo do canal com origem em sua extremidade inferior [m];
- $I_p$  é o valor de pico da corrente de retorno [kA];

e as constantes adotadas são:

$$\begin{aligned} a_0 &= 1,476 \times 10^{-5} & c &= 0,522 \\ a &= 4,857 \times 10^{-5} \\ b &= 3,9097 \times 10^{-6} & d &= 3,73 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

A Figura 3.4 ilustra o gráfico de distribuição de cargas ao longo do canal em função da altura a partir do solo, obtido a partir da Equação (3.10), considerando-se  $I_p = 30$  kA e  $z_0 = 50$  m. Os resultados estão de acordo com o gráfico apresentado em (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007).

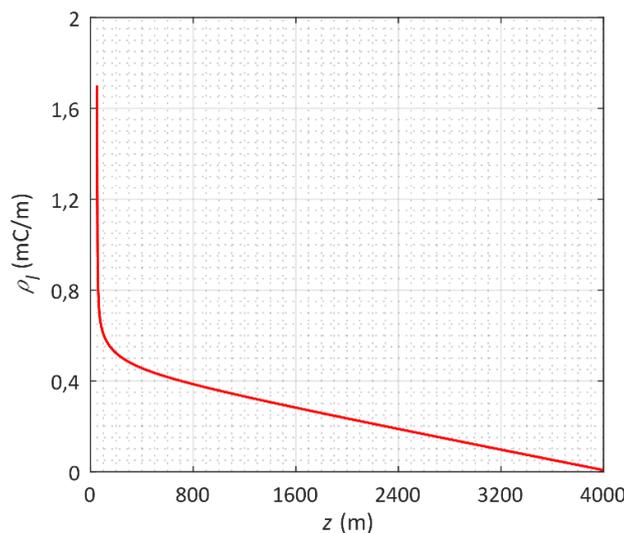


Figura 3.4 – Densidade de cargas ( $\rho_l$ ) ao longo do canal descendente em função da altura a partir do solo ( $z$ ), segundo a expressão proposta por (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007), para  $I_p = 30$  kA e  $z_0 = 50$  m.

Devido à variação abrupta da densidade de cargas na extremidade do canal, observada na Figura 3.4, não é trivial estabelecer uma relação entre a distribuição de cargas do canal e a corrente de retorno associada. No entanto, considerando a média da densidade de carga nos 100 m inferiores do canal, que consiste na carga que efetivamente caracteriza a fase impulsiva da corrente de retorno, essa relação pode ser dada pela Equação (3.15), cujo gráfico foi apresentado na Figura 3.2.

$$\rho_{lav} = 2,7 \times 10^{-5} I_p \quad (3.15)$$

em que:

- $\rho_{lav}$  é a densidade média de cargas ao longo dos 100 m inferiores do canal [C/m];
- $I_p$  é o valor de pico da corrente de retorno [kA].

Os resultados obtidos por (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007) foram resumidos em uma expressão de raio de atração ( $R$ ) para o solo plano em função da amplitude da corrente ( $I_p$ ), dada pela Equação (3.16).

$$R = 1,9 I_p^{0,9} \quad (3.16)$$

### 3.1.5 Armstrong e Whitehead, 1968

Diferentemente dos demais autores, que se basearam na distribuição de cargas ao longo do canal, (ARMSTRONG; WHITEHEAD, 1968) utilizaram dados experimentais coletados em laboratório associados a considerações de caráter teórico para estabelecer uma expressão para o raio de atração no formato da Equação (2.1).

A partir do modelo de primeira descarga de (WAGNER, 1963), Armstrong e Whitehead obtiveram a relação entre o potencial do canal descendente e a corrente de retorno associada dada pela Equação (3.17).

$$V_s = 3,7 I_p^{0,66} \quad (3.17)$$

em que:

- $V_s$  é o potencial do canal descendente [MV];
- $I_p$  é o valor de pico da corrente de retorno [kA].

Considerando dados resultantes de ensaios laboratoriais com configurações de *gaps* entre hastes de até 5 m, os autores estabeleceram uma relação entre o potencial do *gap* e seu comprimento  $s$ , em metros, dada pela Equação (3.18).

$$s = 1,4 V_s^{1,2} \quad (3.18)$$

Supondo que o raio de atração se relaciona ao potencial do canal a partir de uma relação idêntica, (ARMSTRONG; WHITEHEAD, 1968) obtiveram a conhecida relação entre o raio de atração e a corrente de retorno associada à descarga conforme a Equação (3.19).

$$R = 6,72I_p^{0,8} \quad (3.19)$$

A Equação (3.19) define o raio de atração para estruturas aterradas. No caso de uma avaliação em relação ao solo plano, o lado direito da equação deve ser multiplicado por  $K = 0,9$ , conforme apresentado na Tabela 2.2.

### **3.2 Atratividade de estruturas aterradas**

O modelo eletrogeométrico supõe que há uma probabilidade muito elevada de conexão entre o DL e uma estrutura aterrada quando a extremidade do canal atinge a distância crítica dada pelo raio de atração. Nesse caso, o raio de atração é definido quando da condição de salto final, em que se atinge o gradiente de potencial crítico de 500 kV/m, entre as extremidades do canal descendente e da estrutura aterrada (COORAY et al., 2014).

Na situação da incidência de descarga em uma estrutura, existem algumas complexidades envolvidas, as quais são normalmente desprezadas na análise da atratividade para o solo plano. Dependendo da altura da estrutura, sua conexão com o canal descendente ocorre por intermédio de um canal ascendente iniciado nessa estrutura devido à intensificação do campo elétrico em sua extremidade, consoante à aproximação do DL. No caso de estruturas muito baixas, o UCL é iniciado apenas quando a separação entre elas e o canal descendente é quase correspondente ao raio de atração. Portanto, nesse caso, a presença de UCLs pode ser desprezada, assim como na análise da atratividade do solo plano (COORAY, 2015).

No entanto, em estruturas elevadas, canais ascendentes são iniciados muito antes de o afastamento dessas estruturas em relação ao canal descendente ser igual ao raio de atração. Em tais casos, a conexão se estabelece entre os canais ascendente e descendente e não diretamente entre este e a estrutura. Nesse contexto, (GOLDE, 1977)

definiu o raio de atração para estruturas aterradas como a distância entre a extremidade do DL e a estrutura quando um UCL é iniciado a partir desta, como ilustra a Figura 3.5.

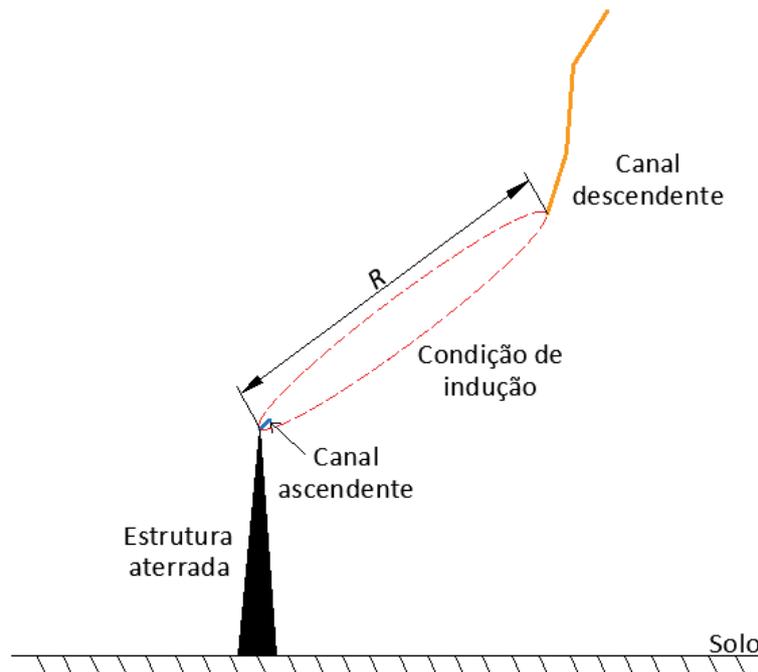


Figura 3.5 – Representação do raio de atração de uma estrutura aterrada segundo a condição de indução do canal ascendente.

Tal definição considera que, uma vez iniciado o canal ascendente, são satisfeitas as condições necessárias para sua conexão com o canal descendente. Certamente, existem condições nas quais um UCL pode não se conectar ao DL, uma vez que, na presença de um canal descendente podem surgir vários canais ascendentes em diferentes partes da estrutura e espera-se que, para apenas um deles, a conexão com o DL seja bem sucedida (COORAY, 2010). Além disso, um canal descendente pode incidir diretamente no solo, ainda que existam canais ascendentes em uma estrutura aterrada próxima (COORAY et al., 2014).

Alternativamente, alguns autores consideram que a conexão entre os canais ocorre quando se atinge a condição de salto final entre eles, isto é, quando o campo elétrico médio entre suas extremidades atinge o valor crítico adotado neste trabalho igual a 500 kV/m. Com isso, o raio de atração pode ser definido como a distância entre a extremidade do canal descendente e o ponto da estrutura a partir do qual surge o UCL, quando a condição de salto final entre eles é satisfeita, conforme ilustrado na Figura 3.6.

Como pode ser observado, quando o processo de conexão leva em conta a iniciação e o desenvolvimento do canal ascendente, a distância entre a extremidade do líder descendente em relação à estrutura no momento em que se alcança a condição de salto final entre os líderes é muito superior àquela estimada diretamente pelo EGM. Como o método desconsidera a presença do canal ascendente, o raio de atração seria alcançado somente quando do estabelecimento da condição de salto final entre o DL e a estrutura aterrada (COORAY, 2015; COORAY et al., 2014; TRAN; RAKOV, 2015).

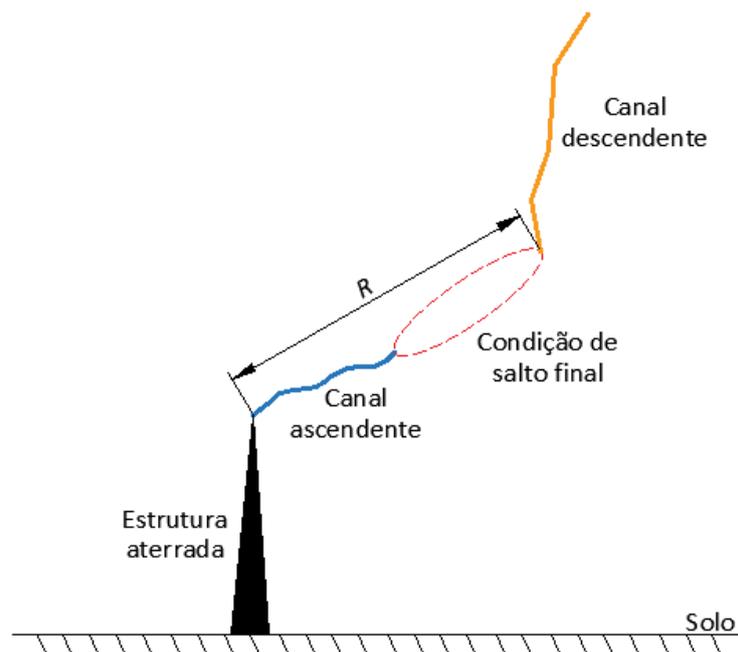


Figura 3.6 – Representação do raio de atração de uma estrutura aterrada segundo a condição de salto final entre o DL e o UCL.

### 3.2.1 Modelos de iniciação do canal ascendente

A definição de raio de atração sugerida por (GOLDE, 1977) considera não apenas a carga do canal descendente, como também os aspectos geométricos da estrutura e o ângulo com o qual o canal se aproxima da estrutura. Portanto, para calcular o raio de atração a partir desse conceito, é necessário estimar quando o canal ascendente é iniciado na estrutura.

Nesta seção, são apresentados modelos para estimativa do campo elétrico necessário para iniciação de UCLs. Conforme o modelo empregado, são obtidos

diferentes resultados para o raio de atração, uma vez que os modelos possuem considerações distintas em termos da distribuição de cargas no canal descendente.

Ademais, vale ressaltar que a iniciação e o conseqüente desenvolvimento do UCL são mediados pela configuração de campo elétrico nas proximidades da estrutura. Tal configuração depende não apenas da altura da estrutura, mas também de suas demais dimensões. No entanto, muitos resultados consideram apenas o efeito da altura da estrutura aterrada.

### **3.2.1.1 Conceito de raio crítico**

Nas últimas décadas, diversos experimentos foram desenvolvidos em laboratórios de alta tensão, com o intuito de avaliar os aspectos físicos associados à transição de *streamers* para canal (*leader*) e a subsequente ruptura elétrica em *gaps* com comprimento de vários metros (COORAY, 2010, 2015). Um dos resultados mais relevantes em termos de iniciação do canal tem origem no trabalho desenvolvido por (CARRARA; THIONE, 1976), no qual se fundamenta o conceito de raio crítico.

Nesse experimento, adotaram-se configurações com diferentes afastamentos entre um eletrodo esférico/cilíndrico e um plano aterrado. Ao aplicar impulsos de alta tensão no eletrodo, observou-se a geração de *streamers* a partir deste, quando o impulso aplicado atingia seu valor de pico. A partir dos *streamers*, formava-se um canal que se propagava em direção ao eletrodo aterrado.

Na Figura 3.7, está ilustrada a tensão crítica de ruptura  $U_{50}$ , correspondente à probabilidade de 50% de ruptura quando da aplicação de um impulso, em função do raio do eletrodo, considerando diferentes comprimentos de *gaps*. Os resultados dos experimentos indicaram que, para um dado espaçamento entre os eletrodos, a tensão de ruptura elétrica permanecia a mesma com o aumento do raio do eletrodo até um valor crítico. A partir desse valor, denominado raio crítico, incrementos no raio do eletrodo implicavam aumento na tensão de ruptura.

Ademais, para o raio do eletrodo igual ao raio crítico, o canal era gerado imediatamente com a criação dos *streamers*. Nessa situação, o campo elétrico na superfície do eletrodo era aproximadamente igual à rigidez dielétrica do ar, 3 MV/m.

Isso indicava que, para a iniciação do canal, era necessário um campo de ionização (3 MV/m) sobre um volume definido pelo raio crítico (COORAY, 2010, 2015).

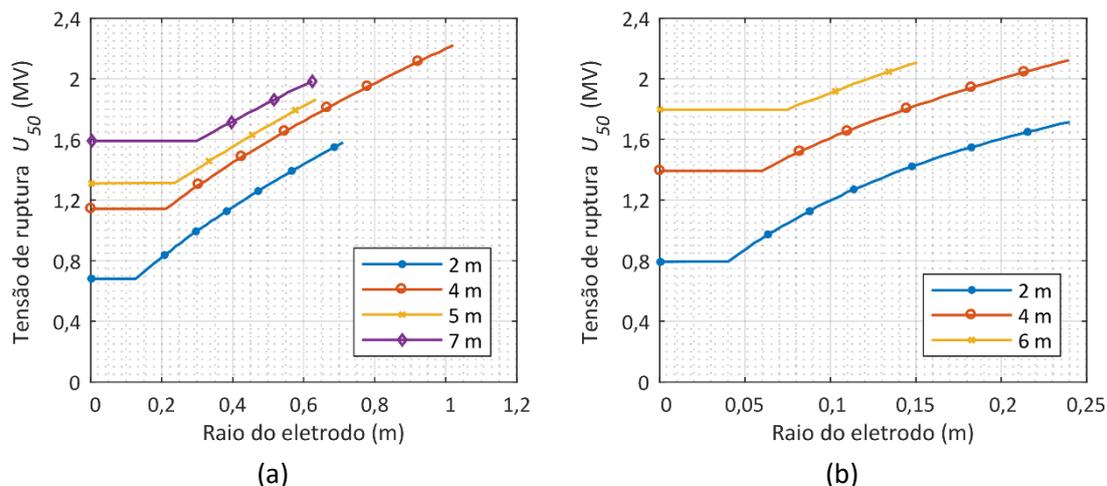


Figura 3.7 – Tensão de ruptura em função do raio do eletrodo considerando diferentes espaçamentos, para as configurações de *gaps* entre (a) condutor esférico e plano e (b) entre condutor horizontal e plano. Adaptada de (CARRARA; THIONE, 1976).

A Figura 3.8 ilustra a variação do raio crítico em função do espaçamento entre diferentes configurações de eletrodos.

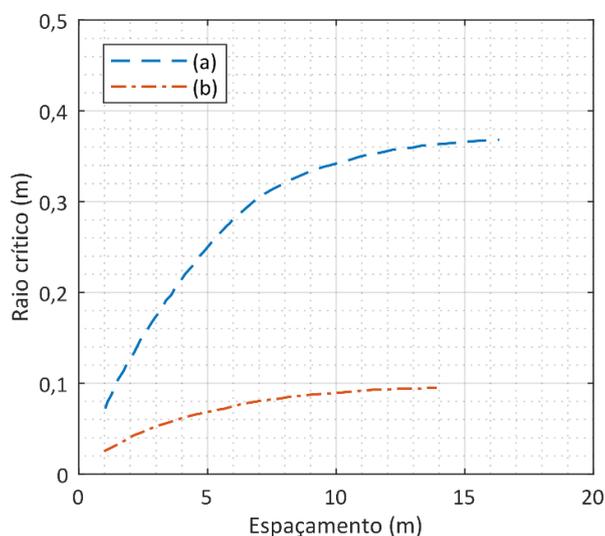


Figura 3.8 – Variação do raio crítico em função do espaçamento entre eletrodos, para as configurações de *gaps* entre (a) condutor esférico e plano e (b) entre condutor horizontal e plano. Adaptada de (CARRARA; THIONE, 1976).

Nota-se que, inicialmente, o raio crítico aumenta com o aumento do gap, mas tende a uma assíntota para longos espaçamentos, para os quais se tem uma menor influência do plano aterrado no eletrodo energizado. Para gaps menores, tal influência

implica uma maior não uniformidade do campo elétrico na superfície do eletrodo energizado e conseqüente geração de streamers a partir deste (COORAY, 2010).

Desde o trabalho desenvolvido por (ERIKSSON, 1979), o conceito de raio crítico tem sido utilizado em estudo de descargas atmosféricas como critério de iniciação do canal em captores, mastros, linhas de transmissão e edificações. Nesses estudos, modelam-se as extremidades das estruturas avaliadas com um raio de curvatura igual ao raio crítico e considera-se que o UCL é iniciado quando o campo elétrico superficial é igual ao campo elétrico crítico para iniciação de corona, aproximadamente 3 MV/m sob pressão atmosférica e temperatura ambiente.

É importante salientar que o raio crítico depende tanto da forma de onda da tensão aplicada quanto do comprimento do *gap*. No caso de descargas atmosféricas, o campo elétrico ao qual uma estrutura aterrada é exposta durante a progressão do DL é diferente daquele ao qual um eletrodo é submetido quando um impulso de tensão é aplicado. Com isso, o volume crítico de corona necessário para iniciar um UCL pode ser alterado. Ademais, a aplicação desse conceito apresenta uma forte dependência da geometria da estrutura em análise e pode não resultar em uma solução única (COORAY, 2010).

### **3.2.1.2 Modelo de iniciação do canal de Rizk**

Em seus experimentos iniciais, (RIZK, 1989, 1990) avaliou o critério de iniciação do canal a partir de configurações de *gaps* entre haste e plano e entre condutor horizontal e plano, conforme ilustrado na Figura 3.9.

Considerando o potencial para iniciação de corona inferior ao potencial de iniciação do canal, Rizk estimou este a partir do método de simulação de cargas, sendo o efeito do solo considerado por meio do método das imagens. O equacionamento detalhado em (RIZK, 1989) foi comparado com os dados experimentais obtidos em laboratório, resultando nas equações (3.20) e (3.21), respectivamente para as configurações de *gaps* entre haste e plano e entre condutor horizontal e plano.

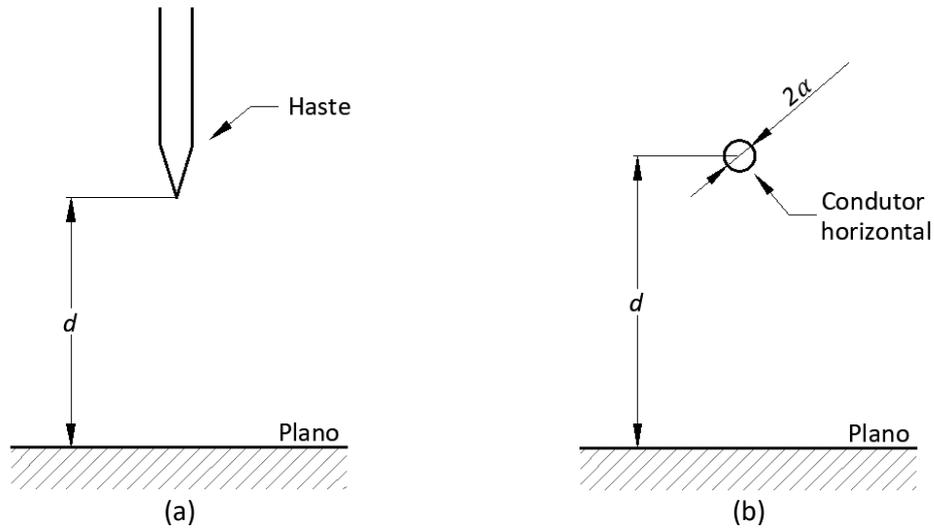


Figura 3.9 – Arranjos esquemáticos para cálculo da iniciação do canal considerando *gaps* entre (a) haste e plano e (b) condutor horizontal e plano. Adaptada de (RIZK, 1990).

$$U_{lc} = \frac{1156}{1 + \frac{3,89}{d}} \quad (3.20)$$

$$U_{lc} = \frac{2247}{1 + \frac{5,15 - 5,49 \ln a}{d \ln \frac{2d}{a}}} \quad (3.21)$$

em que:

- $U_{lc}$  é o potencial para iniciação do canal positivo [kV];
- $d$  é o espaçamento entre o plano e a extremidade inferior da haste ou o centro do condutor horizontal [m];
- $a$  é o raio do condutor horizontal cilíndrico [m].

De posse dessas equações, (RIZK, 1990) procedeu às adaptações necessárias para o caso da iniciação de um canal ascendente a partir de um condutor aterrado sob a influência de um canal descendente, conforme as geometrias ilustradas na Figura 3.10. Nota-se que, nesse caso, os condutores estão aterrados, ou seja, com o mesmo potencial do solo, e o comprimento do gap  $d$  e a altura  $h$  sobre o solo são completamente diferentes.

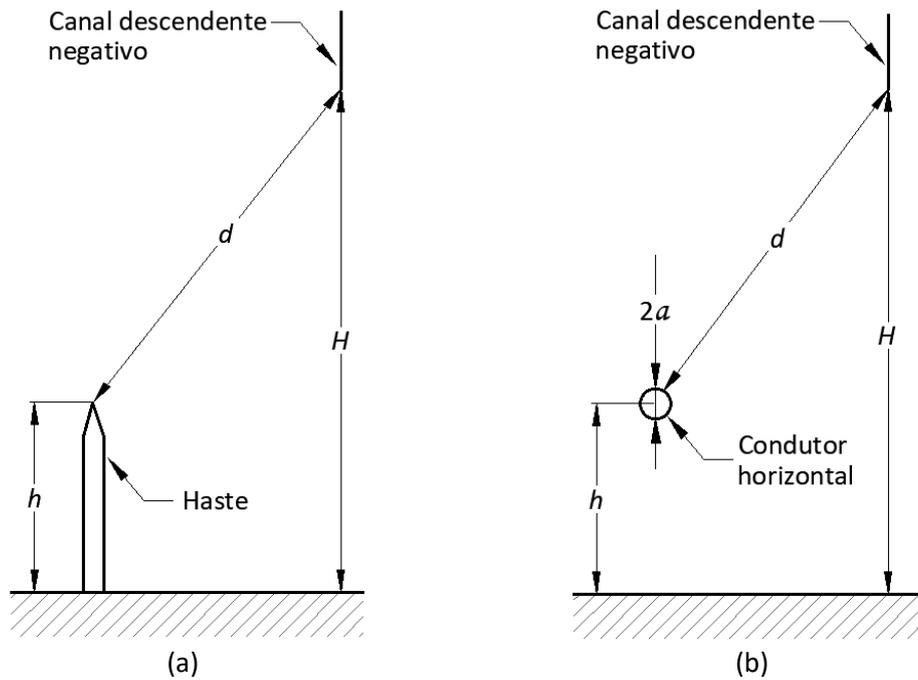


Figura 3.10 – Arranjos esquemáticos para cálculo da iniciação do canal ascendente a partir de (a) uma haste e (b) um condutor horizontal. Adaptada de (RIZK, 1990).

Para os arranjos ilustrados na Figura 3.10, o potencial de iniciação do canal é dado pelas equações (3.22) e (3.23), respectivamente, para uma haste e para um condutor horizontal.

$$U_{ic} = \frac{1156}{1 + \frac{3,89}{h}} \quad (3.22)$$

$$U_{ic} = \frac{2247}{1 + \frac{5,15 - 5,49 \ln a}{h \ln \frac{2h}{a}}} \quad (3.23)$$

em que:

- $U_{ic}$  é o potencial para iniciação do canal positivo sob influência de um canal negativo [kV];
- $h$  é a altura da extremidade da haste ou do centro do condutor horizontal em relação ao solo [m];
- $a$  é o raio do condutor horizontal cilíndrico [m].

É importante salientar que as equações (3.22) e (3.23) foram adaptadas a partir de dados de laboratório, considerando os aspectos da iniciação do canal a partir de impulsos de tensão aplicados em um eletrodo. Dessa forma, a aplicação desses resultados para condutores expostos a campos elétricos gerados por um canal descendente é questionável (COORAY, 2010).

### **3.2.1.3 Comprimento crítico dos *streamers***

Segundo (PETROV; WATERS, 1995), os *streamers* iniciados a partir de um dado ponto de uma estrutura aterrada, sob a influência do campo elétrico gerado pelo canal descendente, devem se estender até um comprimento crítico para dar origem a um canal ascendente a partir desse ponto. Além disso, o campo elétrico total, resultante da soma do campo elétrico ambiente e daquele gerado pelas cargas induzidas na estrutura, deve exceder o campo elétrico crítico da zona de *streamers*, considerado 500 kV/m para *streamers* positivos e 1000 kV/m para negativos. Com isso, o comprimento crítico dos *streamers* estimado foi de 0,7 m.

Por outro lado, experimentos conduzidos por (LES RENARDIÈRES, 1977) mostraram que o comprimento crítico dos *streamers* necessário para iniciação do canal crescia com o comprimento do *gap* até um limite de 3 m para espaçamentos de cerca de 10 m, variando, ainda, segundo o tempo de frente da onda de tensão aplicada.

Ademais, conforme apontado por (BECERRA; COORAY, 2006c), o comprimento crítico dos *streamers* quando da iniciação de um canal instável, cuja propagação não é autossustentada, pode variar entre 0,7 m e 2 m, devido aos efeitos das cargas espaciais produzidas por *streamers* interrompidos. Portanto, é questionável a utilização de um valor fixo para o comprimento dos *streamers* como critério de iniciação do canal.

### **3.2.1.4 Modelo de canal empírico de Bazelyan e Raizer**

O modelo proposto por (BAZELYAN; RAIZER, 2000) para determinar as condições necessárias para iniciar UCLs a partir de condutores aterrados fundamentou-se em expressões semiempíricas, derivadas de experimentos de laboratório com longos *gaps*.

Segundo esse modelo, a iniciação de um canal instável ocorre quando o potencial entre a extremidade do eletrodo e um ponto a cerca de 1 m à frente é igual a um valor crítico de, aproximadamente, 400 kV. A partir de equações empíricas, tem-se o campo elétrico de fundo necessário para sustentar a propagação de um canal, dado pela Equação (3.24).

$$E_0 \approx \frac{3700}{h^{0,6}} \quad (3.24)$$

em que:

- $E_0$  é o campo elétrico externo necessário para sustentar a propagação de um canal a partir de um eletrodo aterrado [kV/m];
- $h$  é a altura do eletrodo [m].

Conforme apontado em (COORAY, 2010), por se tratar de um modelo empírico, não fica clara sua aplicabilidade em estudos de iniciação de canais ascendentes positivos a partir de estruturas sob a influência do campo elétrico gerado por um canal negativo descendente.

### **3.2.1.5 Equação de estabilização do campo de Lalande**

A partir do modelo de propagação do canal em longos *gaps* proposto por (GOELIAN et al., 1997) e do modelo termo hidrodinâmico de canal apresentado em (GALLIMBERTI, 1979), (LALANDE, 1996) computou as condições necessárias para a iniciação do canal, considerando uma relação constante entre a velocidade deste e sua corrente.

Em seu modelo, (LALANDE, 1996) considerou que o campo elétrico de fundo não variava durante o processo de iniciação do canal, o que, segundo (COORAY, 2010) é válido somente no caso de descargas ascendentes, quando UCLs são iniciados a partir de estruturas elevadas sob a influência do campo elétrico estável associado a uma nuvem de tempestade. Ademais, apesar de o modelo considerar o efeito das cargas espaciais e poder ser utilizado em análises com configurações de estruturas mais complexas, algumas limitações são observadas em casos práticos. A título de exemplo,

o procedimento de cálculo da carga de corona na transição de *streamer* para canal é válido apenas para estruturas com simetria axial. Além disso, a quantidade de *streamers* na região é um parâmetro de entrada do modelo, apesar de não ser um valor conhecido (COORAY, 2010).

Com esse modelo, obteve-se uma expressão analítica para o campo elétrico de iniciação do UCL a partir de estruturas aterradas, denominado campo elétrico de estabilização, conforme a Equação (3.25).

$$E_0 \geq \frac{240}{1 + \frac{h}{10}} + 12 \quad (3.25)$$

em que:

- $E_0$  é o campo elétrico de fundo necessário para a propagação de UCLs estáveis (campo elétrico de estabilização) [kV/m];
- $h$  é a altura da estrutura [m].

Em um estudo posterior, (LALANDE et al., 2002) propuseram uma expressão diferente, conforme a Equação (3.26). No entanto, não foram detalhadas as modificações na modelagem física e matemática do modelo que implicaram essa nova expressão.

$$E_0 \geq \frac{306,7}{1 + \frac{h}{6,1}} + \frac{21,6}{1 + \frac{h}{132,7}} \quad (3.26)$$

### 3.2.1.6 Modelo auto consistente de iniciação do canal de Becerra e Cooray

O modelo de iniciação do canal introduzido por (BECERRA; COORAY, 2006a, 2006c) consiste em duas partes: estática e dinâmica. No modelo estático, supõe-se que o campo elétrico de fundo é constante durante a transição de *streamer* para canal; por outro lado, no modelo dinâmico, inclui-se o efeito da variação do campo elétrico, de forma que o modelo seja aplicável tanto a situações em que o campo elétrico se mantém constante, quanto àquelas em que ele varia lentamente.

Os principais passos que compreendem a aplicação do modelo são:

- a iniciação de *streamers* na extremidade do objeto aterrado;
- a transformação dos *streamers* em um canal instável;
- a extensão do canal positivo estável e sua propagação autossustentada, quando o canal continua a se propagar de forma acelerada por, pelo menos, alguns metros, sob a ação de um campo elétrico de fundo.

No modelo de (BECERRA; COORAY, 2006a, 2006c), o campo elétrico na extremidade de uma estrutura ou de um captor é calculado em função da altura da extremidade do canal descendente, à medida que este se aproxima do solo. Com a aproximação do DL, o campo elétrico na extremidade do objeto se intensifica até o estágio em que descargas de *streamers* são geradas a partir desse ponto.

Segundo (GALLIMBERTI, 1979), adota-se como critério para a transição de *streamer* para canal quando a carga total dos *streamers* supera  $1 \mu\text{C}$ . Essa condição é adotada por (BECERRA; COORAY, 2006a, 2006c) para estimar o instante de iniciação do UCL de forma iterativa, ou seja, se a carga do primeiro *streamer* é inferior ao valor crítico, calcula-se a carga associada ao seguinte até se atingir, aproximadamente,  $1 \mu\text{C}$ . Uma vez que, devido à aproximação do DL, o campo elétrico aumenta com o tempo, a carga total de um *streamer* sucessivo é sempre maior que dos anteriores. Dentre os parâmetros adotados no modelo, considera-se um gradiente de potencial de  $450 \text{ kV/m}$  para os *streamers* positivos e um comprimento inicial do canal igual a  $5 \text{ cm}$ .

É importante ressaltar que o modelo apresentado pode ser usado para avaliar o comportamento dos canais tanto em configurações de laboratório quanto em estudos de descargas atmosféricas. Uma vez que se fundamenta na física do processo, o modelo permite que a iniciação do canal seja adequadamente avaliada desde que o campo elétrico de fundo correto seja usado como parâmetro de entrada (BECERRA; COORAY, 2006c).

### **3.3 Modelos de progressão do canal**

O modelo de progressão do canal (*Leader Progression Model*, LPM) consiste em uma abordagem mais elaborada, desenvolvida com o intuito de se transporem as

limitações associadas ao modelo eletrogeométrico. O LPM busca simular a propagação dos canais descendente e ascendente até que estes se conectem, dando início à descarga de retorno. O principal objetivo é caracterizar e quantificar esse processo de forma a entender os efeitos dos diversos parâmetros físicos associados à conexão dos canais. Além disso, os modelos de progressão do canal permitem a estimativa do raio de atração de uma dada estrutura para uma determinada corrente de retorno associada (COORAY, 2010; VISACRO, 2005).

Uma vez que o mecanismo de propagação dos canais ainda não é perfeitamente conhecido, o LPM envolve diversas considerações que visam à simplificação desse processo. Nesta seção, é apresentado o estado da arte no contexto dos modelos de progressão do canal, conforme as propostas de diferentes autores.

### 3.3.1 Modelo de progressão do canal de Eriksson

O modelo de progressão do canal introduzido por (ERIKSSON, 1987a, 1987b), também conhecido como modelo eletrogeométrico modificado, fundamenta-se nas seguintes considerações:

- i. a estrutura aterrada em questão possui simetria aproximadamente axial;
- ii. o DL é representado por um canal vertical descendente linearmente carregado sem ramificações, com valor de pico da corrente de retorno e distribuição de cargas conforme as equações (3.6) e (3.7), respectivamente;
- iii. a intensificação do campo elétrico no topo da estrutura resultante de sua geometria é expressa em termos de um fator de intensificação do campo, o qual depende da razão dimensional da estrutura (altura em relação ao raio do cilindro);
- iv. o critério de iniciação do UCL é avaliado segundo o conceito de raio crítico, conforme o DL se propaga em direção ao solo, ou seja, quando a intensidade do campo elétrico é de 3 MV/m sobre o raio crítico da extremidade da estrutura;
- v. a progressão do canal descendente não é afetada pela presença do canal ascendente;

- vi. a progressão do canal ascendente se dá pelo caminho mais curto em direção ao canal descendente;
- vii. a razão entre a velocidade de propagação do DL e do UCL é considerada unitária;
- viii. a conexão do canal descendente diretamente ao solo, caso ele não seja interceptado por um canal ascendente, ocorre quando o campo elétrico no nível do solo em um ponto diretamente abaixo do DL é igual a 3 MV/m;
- ix. a condição de conexão entre os canais descendente e ascendente é avaliada considerando as seguintes alturas:
  - $z$ : altura da extremidade do DL quando o UCL é iniciado;
  - $z_m$ : altura da extremidade do DL quando o campo elétrico no nível do solo é igual a 3 MV/m;
  - $z_0$ : altura na qual os canais ascendente e descendente se encontram, desconsiderando a condição de salto final;
- x. caso o DL seja interceptado por um UCL antes de alcançar a altura  $z_m$ , tem-se a conexão do DL à estrutura, ou seja, a condição de conexão do canal descendente à estrutura aterrada é dada por  $z_0 > z_m$ .

O modelo de (ERIKSSON, 1987a, 1987b) considerava que, quando o canal descendente penetrava no denominado volume de captação da estrutura, ele era capturado por esta. Esse volume dependia da carga do DL, da intensidade de campo elétrico na estrutura e da razão entre as velocidades de propagação dos canais e era calculado conforme indicado na Figura 3.11. Nota-se que, para uma dada carga do canal, existe um raio de atração associado. Conforme detalhado em (ERIKSSON, 1987a, 1987b), uma vez que a carga do canal pode ser expressa em função da corrente de retorno, o raio de atração pode ser estimado a partir da Equação (3.27).

$$R = 0,84h^{0,6}I_p^a \quad (3.27)$$

em que:

- $a = 0,7h^{0,02}$ ;
- $h$  é a altura da estrutura [m].

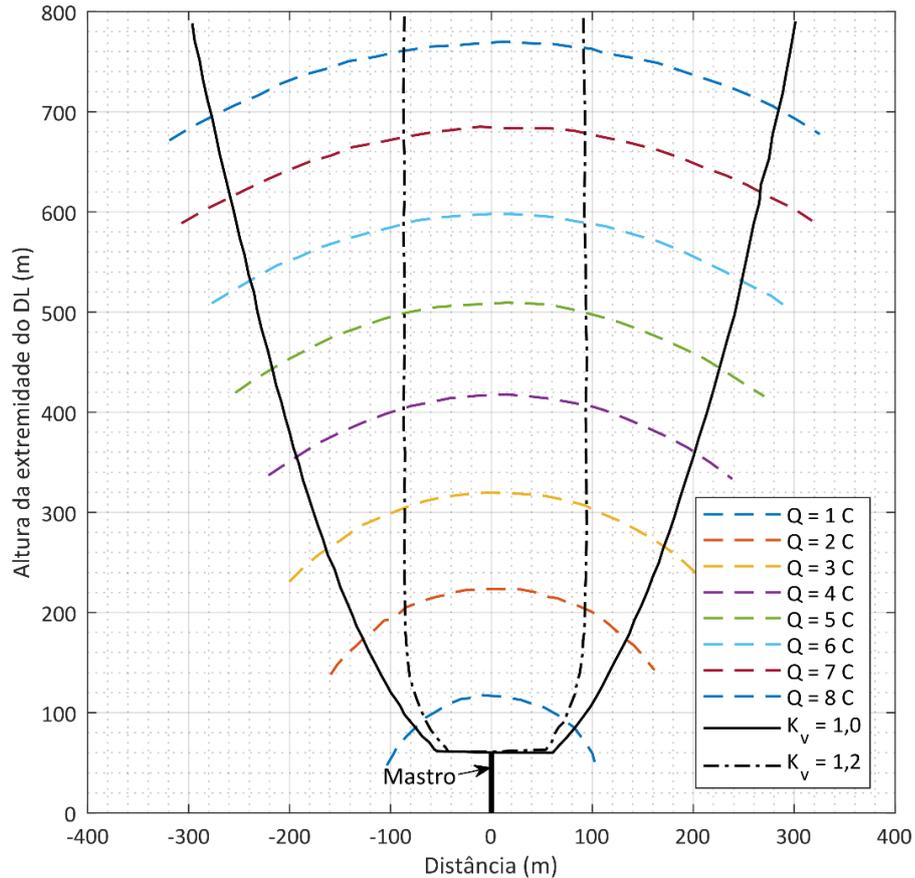


Figura 3.11 – Volume de captação nas proximidades de um mastro de 60 m, para diferentes cargas de um canal descendente de 5000 m, considerando razões entre a velocidade dos canais descendente e ascendente ( $K_v$ ) iguais a 1,0 e 1,2. Adaptada de (ERIKSSON, 1979).

O uso dos conceitos do volume de captação e da intensificação do campo elétrico na otimização do posicionamento de captadores em estruturas foi proposto por (MOUSA, 2003), cuja metodologia ficou conhecida como método do volume de captação / intensificação do campo (*Collective Volume / Field Intensification Method, CVM/FIM*). Entretanto, há, na comunidade científica, questionamentos acerca da validade desse método. Por exemplo, conforme avaliado por (BECERRA; COORAY; ROMAN, 2008), as áreas de uma estrutura expostas a descargas estimadas a partir do CVM/FIM seriam, na realidade, menores.

### 3.3.2 Modelo de progressão do canal de Dellera e Garbagnati

O LPM introduzido por (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a, 1990b) consiste em um modelo mais sofisticado e dinâmico do canal descendente até a conexão deste com o

canal ascendente iniciado de uma estrutura aterrada. A seguir, são sintetizadas as considerações desse modelo, ilustradas esquematicamente na Figura 3.12:

- i. a densidade de cargas ao longo do canal descendente é constante, para um mesmo valor de  $I_p$ , conforme a Equação (3.9), exceto para a parte inferior do canal (dezenas de metros), em que se adota uma densidade de cargas igual a  $-100 \mu\text{C}/\text{m}$ ;
- ii. a densidade de cargas ao longo do canal ascendente é igual a  $50 \mu\text{C}/\text{m}$ ;
- iii. a iniciação do canal ascendente é baseada no critério do raio crítico, adotando como valor crítico um raio de  $0,36 \text{ m}$  e  $0,28 \text{ m}$  em estudos mais recentes;
- iv. a direção de propagação dos canais é dada pela direção de máximo campo elétrico ao longo de uma linha equipotencial a uma distância da extremidade do canal igual à extensão da zona de *streamers*;
- v. a zona de *streamers* do DL se estende de sua extremidade até uma distância onde o campo elétrico é igual a  $300 \text{ kV}/\text{m}$ ;
- vi. o comprimento da zona de *streamers* do UCL é igual ao espaçamento entre sua extremidade e o ponto dado pela interseção da curva de distribuição de potencial com uma reta de inclinação igual a  $500 \text{ kV}/\text{m}$ ;
- vii. a razão entre as velocidades dos canais descendente e ascendente é igual a 4, logo após a origem do canal ascendente, e unitária nos instantes que antecedem a conexão entre os canais;
- viii. a propagação dos canais é simulada até o encontro das regiões dos *streamers* de cada canal (condição de salto final);
- ix. o campo elétrico devido às cargas da nuvem também é considerado, sendo esta considerada com um diâmetro de  $10 \text{ km}$  e modelada como 4 anéis com densidades de cargas uniformes;
- x. as condições de continuidade da progressão do canal são avaliadas a cada passo, a partir da simulação da distribuição de cargas resultante do sistema constituído pela nuvem, solo e canais, sendo o campo elétrico resultante calculado pelo CSM.

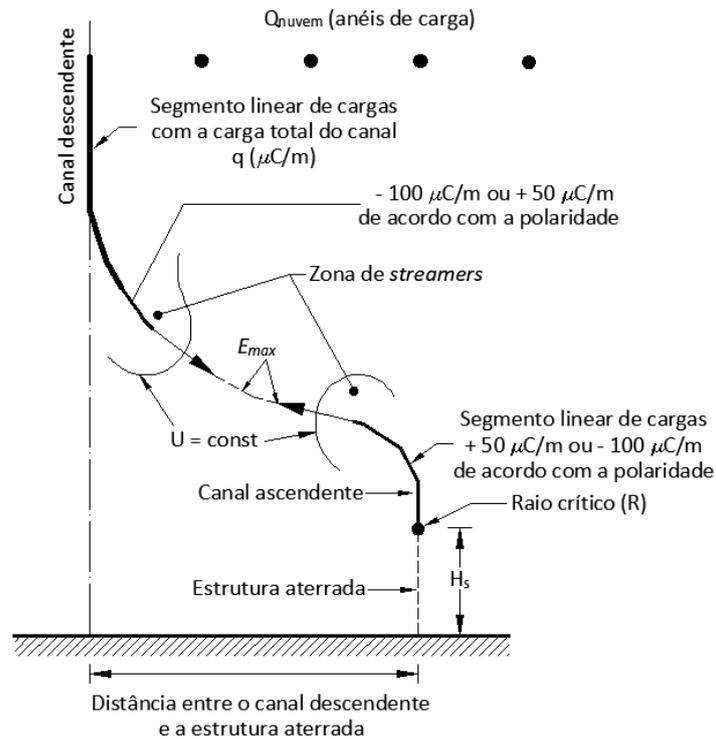


Figura 3.12 – Esquema representativo do LPM. Adaptada de (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a).

Com a aplicação do LPM, é possível avaliar se o DL será interceptado por uma estrutura ou se sua conexão se dará diretamente com o solo. Além disso, o modelo permite análises de sensibilidade mais apuradas quanto aos parâmetros de influência, tais como o relevo e a configuração da estrutura ou linha de transmissão sob análise (VISACRO, 2005). A Figura 3.13 ilustra um exemplo de aplicação do LPM na análise da incidência de descargas atmosféricas em uma LT de 420 kV, considerando diferentes configurações do relevo.

Observa-se que, na configuração de solo plano, a blindagem da linha de transmissão é eficiente, pois os canais descendentes incidem diretamente no solo ou são interceptados pelos cabos de blindagem da LT, consoante o posicionamento de sua extremidade em relação à distância lateral (LD).

Já nas configurações de relevo acidentado, observa-se a ocorrência de falha de blindagem da LT. Nesses casos, existe uma faixa de falha de blindagem (*shielding failure width*, SFW), correspondente à faixa das posições ocupadas pelos canais descendentes que, ao evoluírem, incidiriam nos condutores fase da LT.

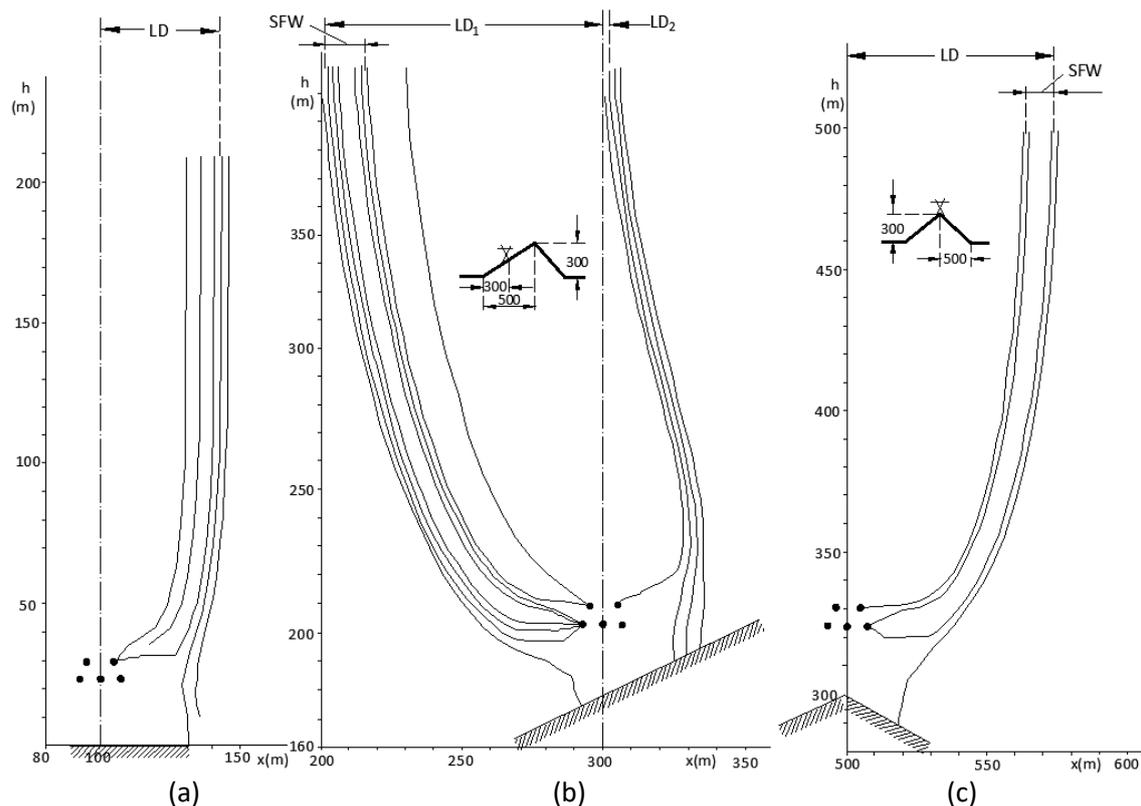


Figura 3.13 – Exemplo de aplicação do modelo de progressão do canal na análise da performance da blindagem de uma linha de transmissão, considerando diferentes configurações de relevo: (a) no solo plano, (b) na lateral e (c) no topo de uma montanha. A distância lateral (LD) corresponde à máxima distância horizontal entre o DL e o eixo da LT na qual o líder, ao evoluir, atingiria a estrutura e não o solo. A faixa de falha de blindagem (SFW), por sua vez, corresponde à faixa de posições que, quando ocupadas pelo canal em evolução, resultariam na incidência da descarga nos condutores fase da LT. Adaptada de (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a).

### 3.3.3 Modelo de progressão do canal de Rizk

O LPM de (RIZK, 1990, 1994a, 1994b) fundamenta-se nas seguintes considerações:

- i. a densidade de cargas ao longo do canal descendente decresce linearmente com a altura, sendo igual a zero no nível da nuvem e máxima na extremidade inferior do canal; e sua magnitude em função da amplitude da corrente de retorno é avaliada de forma a satisfazer a Equação (3.5);
- ii. a altura da extremidade do DL no instante da iniciação do UCL é obtida a partir do modelo de iniciação de Rizk, apresentado na Seção 3.2.1.2;
- iii. a propagação do canal descendente não é influenciada pela estrutura aterrada ou pelo canal ascendente até que se alcance a condição de salto

final (campo elétrico médio igual a 500 kV/m), na qual o DL se move em direção ao UCL;

- iv. uma vez iniciado, o canal ascendente se propaga de forma que, em um dado instante de tempo, sua propagação passa a ser em direção à extremidade do canal descendente;
- v. a razão entre as velocidades dos canais é unitária;
- vi. o campo elétrico médio entre as extremidades dos canais é obtido pelo cálculo do potencial do DL a partir de sua distribuição de cargas e da aplicação da Equação (3.28) para o cálculo do potencial do UCL:

$$\Delta U_l = lE_\infty + x_0 E_\infty \ln \left( \frac{E_i}{E_\infty} - \frac{E_i - E_\infty}{E_\infty} e^{-\frac{l}{x_0}} \right) \quad (3.28)$$

em que:

- $l$  é o comprimento do canal ascendente [m];
- $E_i = 400$  kV/m, é o gradiente de potencial mínimo dos *streamers* positivos;
- $E_\infty = 3$  kV/m, é o gradiente de potencial final quase estacionário do canal;
- $x_0 = v\theta$ , sendo  $\theta = 50$   $\mu$ s é a constante de tempo do UCL e  $v = 1 \times 10^5$  m/s sua velocidade.

### 3.3.4 Modelo de progressão do canal de Becerra e Cooray

Diante das incertezas resultantes das limitações existentes nos modelos propostos até então, fez-se necessário um modelo de progressão do canal capaz de estimar as propriedades físicas dos canais durante sua propagação. Nesse contexto, (BECERRA; COORAY, 2006b, 2006c) introduziram um presumido modelo físico auto consistente para simular a iniciação e a propagação de canais ascendentes positivos a partir de estruturas aterradas. O modelo auto consistente de intercepção de descargas (*self-consistent lightning interception model*, SLIM) não somente prevê as condições sob as quais os canais são interceptados, como também avalia as propriedades destes durante sua propagação, incluindo densidades de cargas, corrente injetada, gradiente

de potencial e velocidade. A seguir, há uma síntese das principais considerações do SLIM:

- i. o DL segue um caminho direto em direção ao solo, sem ser desviado por estruturas aterradas ou por UCLs;
- ii. a distribuição de cargas do canal descendente varia conforme ele se aproxima do solo, sendo sua distribuição de cargas obtida em função do potencial da nuvem;
- iii. o potencial da nuvem e, conseqüentemente da extremidade do canal, é obtido em função do valor de pico da corrente de retorno associada;
- iv. a passagem do tempo é dividida em pequenos intervalos, conforme o DL se aproxima do solo;
- v. a cada intervalo, verifica-se se houve a iniciação de um canal ascendente, a partir do cálculo do campo elétrico na extremidade da estrutura na presença do canal descendente e do critério de iniciação descrito na Seção 3.2.1.6;
- vi. uma vez iniciado um canal ascendente, este é modelado considerando uma representação eletrostática da zona de corona (GOELIAN et al., 1997), caracterizada por um gradiente de potencial constante; a partir do método de simulação de cargas, determina-se a carga necessária para satisfazer essa condição;
- vii. o canal ascendente é representado por linhas finitas de comprimento crescente e uma carga pontual em sua extremidade, enquanto a zona de *streamers* à sua frente é modelada a partir de anéis com densidades de carga uniformes, como ilustrado na Figura 3.14;
- viii. a propagação do UCL é mediada pelos *streamers* gerados na extremidade do canal e, a cada passo de simulação, calcula-se a carga do *streamer* vigente;
- ix. na primeira versão do modelo, considerou-se que o UCL se propagava a qualquer instante em direção ao DL; em versões posteriores do SLIM (COORAY, 2013), foi considerado o UCL se propagando na direção do campo elétrico de fundo máximo no local da extremidade do canal;

- x. a conexão entre os canais ocorre quando o gradiente de potencial médio no *gap* entre suas extremidades atinge um valor crítico de 500 kV/m;
- xi. em versões mais recentes (COORAY, 2013), o SLIM foi modificado para incluir não apenas canais verticais, como também inclinados.

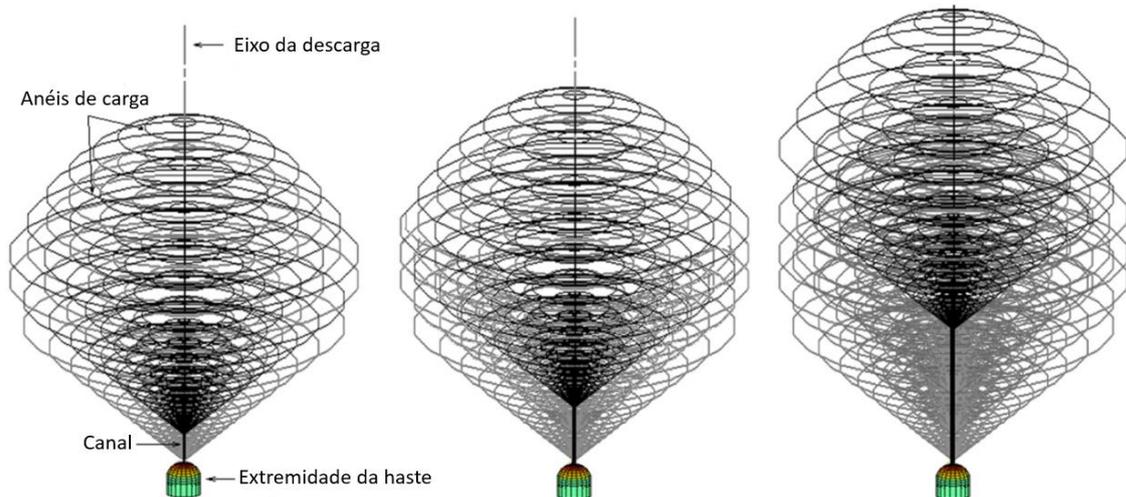


Figura 3.14 – Modelagem da propagação do UCL, utilizando o CSM: (a), (b) e (c) mostram a zona de cargas espaciais (produzidas por efeito corona) em frente ao canal à medida que ele se propaga na presença de cargas espaciais anteriores ao redor do eixo da descarga. Adaptada de (BECERRA; COORAY, 2006b).

Os resultados previstos pelo SLIM apresentaram boa concordância com dados experimentais (BECERRA; COORAY, 2006b), o que reforça a validade do modelo na avaliação da atratividade de estruturas aterradas. Ademais, o SLIM possibilita análises de sensibilidade quanto aos efeitos dos parâmetros dos canais e da geometria das estruturas no processo de incidência de descargas atmosféricas.

### 3.4 Considerações finais

Os modelos de progressão do canal aqui apresentados descrevem os principais estágios do processo de incidência de descargas atmosféricas, segundo diferentes considerações. Enquanto alguns possuem um caráter essencialmente empírico, com premissas fundamentadas em observações laboratoriais, outros buscam computar de forma mais robusta a física do evento, como no caso do SLIM. Independente do caráter de cada modelo, devido à complexidade do processo associado à ocorrência de uma descarga atmosférica, são necessárias diversas premissas e simplificações para formular um modelo de incidência viável, tanto em termos de esforço computacional quanto de

limitações acerca da percepção da natureza do fenômeno (COORAY, 2010, 2015). Conforme apresentado ao longo deste capítulo, de forma geral, os modelos de incidência adotam considerações em relação aos seguintes aspectos:

- i. os parâmetros e o caminho de propagação do canal descendente;
- ii. o critério de iniciação do canal ascendente;
- iii. os parâmetros e o comportamento do canal ascendente durante sua propagação;
- iv. a geometria do canal descendente;
- v. o campo elétrico da nuvem de tempestade.

A partir das questões apontadas neste capítulo, fica evidente a existência de diversas incertezas associadas aos modelos de incidência disponíveis na literatura. Ainda assim, os LPMs representam um avanço significativo em relação às simplificações associadas ao modelo eletrogeométrico. Espera-se que, com o avanço das pesquisas na linha de proteção contra descargas atmosféricas, sejam propostas melhorias nos modelos existentes a fim de obter um modelo que melhor se adeque às diversas aplicações (COORAY, 2010, 2015).

No capítulo seguinte, é proposta uma diferente metodologia para análise da atratividade do solo plano e de estruturas aterradas que busca, por meio de análises de sensibilidade, avaliar o efeito de premissas comumente adotadas em modelos de incidência disponíveis na literatura.

---

## **4 Metodologia proposta para análise de parâmetros associados à atratividade do solo plano e de estruturas aterradas**

---

Nos capítulos anteriores, foi evidenciado que a estimativa do raio de atração envolve abordagens que produzem resultados com dispersão significativa, seja a partir das expressões propostas para o modelo eletrogeométrico, seja pelos modelos de incidência mais elaborados.

Neste capítulo, é apresentada a metodologia desenvolvida no contexto deste trabalho de mestrado para avaliar a atratividade do solo plano e de estruturas aterradas e, com isso, estimar valores de raio de atração associados a descargas atmosféricas nuvem-solo negativas, considerando o efeito de diversos parâmetros da modelagem. A metodologia em questão envolve premissas de caráter fisicamente consistente fundamentadas no modelo do líder bidirecional bipolar proposto por (KASEMIR, 1960, 1950), implementado numericamente por (MAZUR; RUHNKE, 1998) por meio do CSM (SINGER; STEINBIGLER; WEISS, 1974).

O capítulo está organizado da seguinte forma: inicialmente, é apresentado o modelo-base da nuvem de tempestade e do líder bipolar introduzido por (MAZUR; RUHNKE, 1998), assim como uma breve explicação do CSM. Em seguida, são detalhadas as considerações associadas à aplicação da metodologia na análise da atratividade do solo plano e de estruturas aterradas; também são indicados os parâmetros físicos, geométricos e numéricos considerados nas análises de sensibilidade a serem realizadas. Por fim, é apresentada a metodologia para estimativa de raios de atração em função de diferentes parâmetros de descargas atmosféricas descendentes negativas: a carga total transferida e a amplitude da corrente de retorno.

### **4.1 Modelo-base da nuvem de tempestade e do canal descendente**

A teoria do canal bipolar bidirecional, introduzida por (KASEMIR, 1950) e consolidada em (KASEMIR, 1960), possibilita a análise de aspectos associados à iniciação e ao desenvolvimento do canal descendente sob uma consistente perspectiva

eletrostática. Os princípios físicos dessa modelagem promovem fundamentos para o estudo da relação entre o potencial elétrico, o campo elétrico ambiente e as cargas induzidas ao longo do líder à medida que ele se propaga em direção ao solo.

A partir do conceito proposto por Kasemir, (MAZUR; RUHNKE, 1998) desenvolveram uma implementação numérica do modelo do líder bidirecional, a qual demonstrou consistência com resultados de experimentos envolvendo descargas atmosféricas.

Nesse contexto, estudos mais recentes fundamentados na aplicação do modelo de Mazur e Ruhnke merecem ser destacados. (LOURO, 2017) desenvolveu uma ferramenta computacional para representação do sistema físico para o cálculo das grandezas elétricas associadas ao processo de evolução do líder bidirecional. (ARCANJO, 2018) aplicou o modelo de Mazur e Ruhnke na estimativa de grandezas elétricas envolvidas nos processos de formação da descarga atmosférica negativa nuvem-solo: potenciais desenvolvidos na atmosfera; distribuição de cargas ao longo do líder, no solo e em estruturas aterradas; carga total transferida pela descarga e campo elétrico ao nível do solo e no topo de estruturas aterradas. Ademais, (ALMEIDA; VISACRO, 2021) propuseram a representação do solo considerando placas de cargas com densidades constantes ao longo de sua superfície, para simulações de descargas atmosféricas nuvem-solo a partir da representação eletrostática por partes da evolução do líder, fundamentada no modelo de Mazur e Ruhnke.

Esta seção descreve as principais considerações do modelo de Mazur e Ruhnke, adotado nas análises da atratividade do solo plano e de estruturas aterradas, aqui denominado modelo-base. A partir da aplicação de tal modelo, serão determinadas as cargas induzidas no canal bipolar sob diversas condições, que possibilitarão o cômputo das condições necessárias ao estabelecimento de níveis de campo elétrico críticos.

#### 4.1.1 Nuvem de tempestade

A iniciação e o desenvolvimento do líder bidirecional são ditados pelas distribuições do potencial e do campo elétrico produzidos no ambiente por uma nuvem

de tempestade. Tais distribuições, por sua vez, dependem da magnitude e da posição das cargas dessa nuvem (ARCANJO, 2018).

A maior parte das informações coletadas com o intuito de se desenvolverem modelagens de nuvens de tempestade é proveniente de medições de campo elétrico ao nível do solo e no interior de nuvens, por meio de sondagens de balão. Essas medições resultaram em uma ampla gama de densidades de carga e de dimensões das nuvens, variando segundo o tipo e o estágio da tempestade, assim como de acordo com a posição do balão dentro da nuvem (LÓPEZ et al., 2019; MARSHALL; STOLZENBURG, 1998; STOLZENBURG; MARSHALL, 2009; STOLZENBURG; RUST; MARSHALL, 1998).

O modelo da nuvem de tempestade com simetria axial, adotado como modelo-base neste trabalho, foi proposto por (MAZUR; RUHNKE, 1998) e consiste em quatro regiões cilíndricas com densidades de carga uniformes, conforme ilustra a Figura 4.1. As dimensões das regiões de cargas foram definidas considerando as altitudes de máximo campo elétrico onde a radiação VHF para a ruptura inicial de descargas nuvem-solo (*cloud-to-ground*, CG) negativas e intra-nuvem (*intracloud*, IC) foram observadas, aproximadamente a 5 km e a 9 km de altura, respectivamente (PROCTOR, 1991). O diâmetro de 10 km adotado para a nuvem corresponde à dimensão típica de uma nuvem de tempestade isolada.

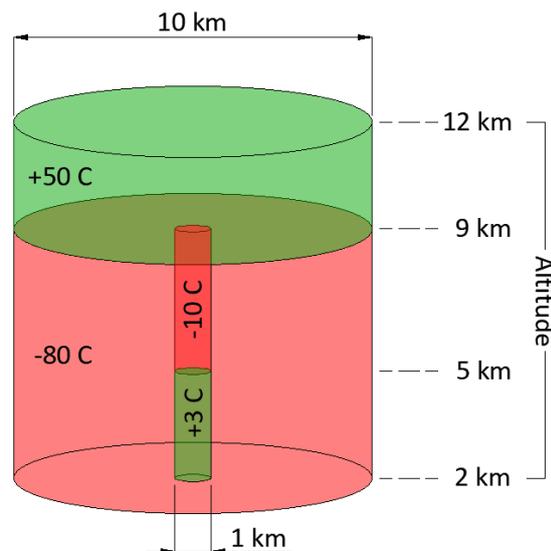


Figura 4.1 – Modelo da nuvem de tempestade proposto por (MAZUR; RUHNKE, 1998) e adotado neste trabalho como modelo base.

Conforme apresentado na Figura 4.1, o modelo da nuvem tem duas regiões de carga principais, com 50 C e -80 C, resultando em densidades de carga de cerca de  $0,212 \text{ nC/m}^3$  e  $-0,147 \text{ nC/m}^3$ , respectivamente. Há, ainda, duas regiões secundárias que correspondem à zona de intensa convecção, com cargas totais iguais a -10 C e 3 C, cujas densidades correspondentes são, respectivamente,  $-3,183 \text{ nC/m}^3$  e  $1,273 \text{ nC/m}^3$ .

De acordo com (MAZUR; RUHNKE, 1998), todos esses parâmetros foram selecionados para representar uma tempestade no seu chamado estágio maduro, o que justifica a magnitude das cargas de cada região. Além disso, a distribuição de potencial e, conseqüentemente, o campo elétrico devido às cargas da nuvem são considerados estacionários durante o desenvolvimento do canal.

Em condições ambientais reais, as cargas da nuvem geram uma componente de variação temporal lenta do campo elétrico ao nível do solo, resultando em uma camada de corona que pode se estender a alturas acima de 100 m (GUIMARAES; VALE; VISACRO, 2018). O efeito dessa camada de corona consiste no decrescimento do campo elétrico de fundo na superfície do solo. É importante ressaltar que o modelo de (MAZUR; RUHNKE, 1998) não considera o efeito das cargas espaciais da camada de corona na superfície do solo. Por isso, os valores de campo elétrico próximo ao solo computados pelo modelo (várias dezenas de kV/m) são superiores aos medidos em experimentos de campo (poucas unidades de kV/m).

#### 4.1.2 Desenvolvimento do líder bidirecional e descarga de retorno

Em seus trabalhos, Kasemir introduziu o conceito físico do líder bipolar bidirecional com carga líquida nula, iniciado a partir da ruptura resultante do intenso campo elétrico no interior da nuvem de tempestade (KASEMIR, 1960, 1950). A partir desse conceito, Mazur e Ruhnke implementaram uma solução numérica para avaliar o potencial e a distribuição de cargas ao longo de canais entre nuvem e solo e intra-nuvem sob desenvolvimento (MAZUR; RUHNKE, 1998).

Mazur e Ruhnke consideraram o líder como um condutor elétrico perfeito, cujo potencial é, portanto, aproximadamente igual ao potencial ambiente médio devido às cargas da nuvem, ao longo de seu comprimento. À medida que o campo elétrico nas

regiões logo à frente das extremidades do líder bidirecional se intensifica, o processo disruptivo se estende em ambas as direções. As cargas positivas e negativas liberadas por esse processo tendem a ser depositadas nas partes superior e inferior do canal, respectivamente. O campo elétrico associado às cargas induzidas sobreposto ao campo elétrico de fundo determina se o líder continua a se propagar em ambas as direções (MAZUR, 2016; MAZUR; RUHNKE, 1998).

Conforme discutido por (MAZUR; RUHNKE, 1998), de acordo com esse modelo, o líder não coleta cargas da nuvem, tal como previsto no modelo clássico de (SCHONLAND, 1938); em contrapartida, é o processo de ionização em ambas as extremidades do canal que libera as cargas que são armazenadas ao longo dele. A separação das cargas no líder é resultante do campo elétrico de fundo, associado às cargas da nuvem de tempestade.

No modelo de (MAZUR; RUHNKE, 1998), o líder bipolar entre nuvem e solo se inicia no interior da nuvem a cerca de 5 km de altitude e se desenvolve bidirecionalmente ao longo do eixo de simetria dessa nuvem. O raio adotado para o canal ionizado foi de 1 m, representando o núcleo envolto em um envelope de corona.

A fim de simplificar os cálculos, considerou-se a mesma velocidade média de propagação para ambas as direções de desenvolvimento do líder, igual a  $10^5$  m/s, o que implica extensões de 500 m a partir de cada extremidade em intervalos de 5 ms. Vale ressaltar que não se espera uma influência significativa da parte superior do líder na estimativa de campo elétrico ao nível do solo, uma vez que ela se encontra mais afastada dessa região.

É importante salientar que o modelo de Mazur e Ruhnke é “eletrostático por partes”, isto é, esse modelo considera a evolução do líder bidirecional em intervalos de tempo discretos e, a cada instante de análise, é adotada uma abordagem eletrostática.

A progressão da extremidade superior, a qual é preenchida com cargas positivas, cessa quando seu potencial atinge o mesmo nível do potencial ambiente local. Nesse caso, não há mais gradiente de potencial à frente do líder que sustente sua progressão para cima. Desse momento em diante, apenas a extremidade inferior do líder, cuja

polaridade é negativa, continua a se propagar. Além disso, conforme o canal se estende, o valor absoluto do seu potencial diminui.

Quando o DL alcança o solo ou uma estrutura aterrada, seu potencial altamente negativo muda para o valor do potencial do solo, isto é, zero. Durante o processo da descarga de retorno, cargas positivas extras são induzidas ao longo do canal de forma que sua condição de potencial nulo seja estabelecida. Nota-se que esse processo não consiste na neutralização das cargas armazenadas ao longo do canal, como frequentemente mencionado na literatura (SCHONLAND, 1938). Na verdade, o que ocorre durante o processo da descarga de retorno é a adição ou indução e a redistribuição de cargas para a neutralização do potencial do canal (MAZUR, 2016).

## 4.2 Método de simulação de cargas

No método de simulação de cargas (MALIK, 1989; SINGER; STEINBIGLER; WEISS, 1974), o potencial em uma dada região de interesse é calculado a partir da superposição do potencial devido a cargas pontuais. Os valores das cargas, por sua vez, são determinados de forma a satisfazer as condições de contorno dos pontos associados. Uma vez conhecidos os valores e as posições das cargas, determina-se o potencial elétrico em qualquer ponto do espaço pela Equação de Poisson, indicada na Equação (4.1).

$$\nabla^2 \phi = -\frac{q}{\varepsilon} \quad (4.1)$$

em que:

- $\phi$  é o potencial elétrico [V];
- $q$  é a carga elétrica [C];
- $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8,8542 \times 10^{-12}$  F/m é a permissividade elétrica do vácuo, considerada a mesma para o ar.

O campo eletrostático  $E$  [V/m], por sua vez, é obtido a partir do gradiente do potencial, conforme a Equação (4.2).

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi \quad (4.2)$$

A partir do CSM, a solução da Equação (4.1) é obtida conforme a Equação (4.3).

$$\phi_i = \sum_{j=1}^n P_{ij}q_j \quad (4.3)$$

em que:

- $P_{ij}$  é o coeficiente de potencial, que depende da distância entre a carga pontual e o ponto de cálculo de potencial e de parâmetros do meio.

Em problemas que envolvem diversos pontos de cálculo de potencial, essa relação é expandida para um sistema linear com  $M$  equações para  $N$  cargas pontuais, dado pela relação matricial indicada na Equação (4.4).

$$\boldsymbol{\phi} = \mathbf{P}\mathbf{Q} \rightarrow \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \vdots \\ \phi_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & \cdots & P_{1N} \\ P_{21} & P_{22} & \cdots & P_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ P_{M1} & P_{M2} & \cdots & P_{MN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ \vdots \\ Q_N \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

sendo  $\mathbf{Q}$  o vetor de cargas conhecidas;  $\boldsymbol{\phi}$  o vetor de potenciais elétricos que se deseja determinar; e  $\mathbf{P}$  a matriz de coeficientes de potencial, em que cada coeficiente  $P_{MN}$  é dado pela Equação (4.5).

$$P_{MN} = \frac{1}{4\pi\epsilon d_{MN}} \quad (4.5)$$

em que:

- $d_{MN}$  é a distância [m] entre o ponto de cálculo de potencial  $M$  e uma carga pontual  $N$ .

Nos casos em que se deseja determinar o valor das cargas pontuais a partir de potenciais conhecidos, basta aplicar a relação matricial indicada na Equação (4.6).

$$\mathbf{Q} = \mathbf{P}^{-1}\boldsymbol{\phi} \rightarrow \begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ \vdots \\ Q_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & \dots & P_{1N} \\ P_{21} & P_{22} & \dots & P_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ P_{M1} & P_{M2} & \dots & P_{MN} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \vdots \\ \phi_M \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

É importante salientar que, na solução de problemas eletrostáticos que consideram a representação do solo condutor elétrico perfeito plano, deve-se aplicar o método das imagens. Nesse caso, têm-se duas matrizes de coeficientes de potencial, sendo uma delas referente às cargas reais, e a outra referente às cargas imagem. Uma vez que as cargas imagem têm valor igual e sinal contrário às cargas reais, a matriz  $\mathbf{P}$  resultará da subtração entre a matriz associada às cargas reais e a matriz associada às cargas imagem (ARCANJO, 2018).

### 4.3 Modelagem da nuvem de tempestade e dos corpos condutores

Para aplicação do modelo-base nas análises de atratividade do solo plano e de estruturas aterradas, foram estabelecidas diversas considerações no modelo da nuvem de tempestade e do líder bidirecional. A partir dessas considerações, foi possível expandir as aplicações do modelo-base para a estimativa de raio de atração e análises de sensibilidade de parâmetros associados aos estudos de atratividade. Tais considerações são detalhadas ao longo desta seção.

#### 4.3.1 Considerações do modelo da nuvem de tempestade

Como já mencionado anteriormente, o potencial do líder corresponde ao potencial ambiente médio ao longo de seu comprimento, ou seja, o potencial do DL varia conforme a magnitude e a posição das cargas da nuvem de tempestade. Uma vez que a carga transferida pela descarga de retorno resulta da neutralização do potencial do líder, variações nesse potencial antes da conexão do líder ao solo implicam diferentes cargas associadas à descarga de retorno e, conseqüentemente, amplitudes de corrente distintas. Com isso, a partir de diferentes arranjos de cargas na nuvem de tempestade, é possível estabelecer uma faixa de valores de carga transferida pela descarga de retorno adequados à análise proposta, conforme descrito a seguir.

#### 4.3.1.1 Determinação do potencial ambiente

Segundo (RAKOV; UMAN, 2003), descargas atmosféricas são usualmente associadas a sistemas de nuvens convectivos com extensão horizontal de 3 km até mais de 50 km. Com isso, arranjos distintos de nuvens de tempestade são obtidos, considerando o modelo-base apresentado na Figura 4.1 e variando o diâmetro de todas as regiões de cargas por fatores de 0,9 a 5,2 vezes, isto é, diâmetros totais da nuvem entre 9 km e 52 km. A carga total de cada uma das quatro regiões é mantida constante, de acordo com o modelo-base.

O potencial ambiente, devido às densidades volumétricas de carga em cada região da nuvem, foi calculado por integração analítica, consoante à descrição a seguir.

Seja o potencial  $V(z)$  ao longo de um eixo vertical, resultante da densidade de cargas de uma região da nuvem ilustrada na Figura 4.1, dado pela Equação (4.7).

$$V(z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint \frac{\rho_v}{R} dv' \quad (4.7)$$

em que:

- $\rho_v$  é a densidade volumétrica de cargas [ $C/m^3$ ], considerada uniforme neste trabalho;
- $R$  é o módulo do vetor distância (ou vetor separação) entre cada ponto do volume de cargas (fonte do campo) e os pontos de cálculo de potencial (pontos de campo) [m];
- $dv'$  é o elemento diferencial de volume.

Adotando-se o sistema de coordenadas cilíndricas, em que o eixo da nuvem corresponde ao eixo  $z$ , sendo  $z = 0$  m o nível do solo, tem-se a Equação (4.8).

$$V(z) = \frac{\rho_v}{4\pi\epsilon_0} \int_{h_{inf}}^{h_{sup}} \int_0^{2\pi} \int_{r_{int}}^{r_{ext}} \frac{1}{\sqrt{(z-z')^2 + \rho'^2}} \rho' d\rho' d\phi' dz' \quad (4.8)$$

em que:

- $h_{inf}$  e  $h_{sup}$  são as alturas da parte inferior e superior do cilindro que representa a região de cargas, respectivamente [m];
- $r_{int}$  e  $r_{ext}$  são os raios interno e externo do cilindro que representa a região de cargas, respectivamente[m];
- $\rho' d\rho' d\phi' dz'$  é o elemento diferencial de volume em coordenadas cilíndricas.

Uma vez que o problema em questão considera a representação do solo ideal, deve-se aplicar o método das imagens. Nesse caso, as Equações (4.9) e (4.10) correspondem à integral do potencial para a distribuição de cargas real e imagem, respectivamente.

$$V(z)_{real} = \frac{\rho_v}{2\varepsilon_0} \int_{h_{inf}}^{h_{sup}} \left[ \sqrt{(z-z')^2 + r_{ext}^2} - \sqrt{(z-z')^2 + r_{int}^2} \right] dz' \quad (4.9)$$

$$V(z)_{imagem} = \frac{-\rho_v}{2\varepsilon_0} \int_{-h_{sup}}^{-h_{inf}} \left[ \sqrt{(z-z')^2 + r_{ext}^2} - \sqrt{(z-z')^2 + r_{int}^2} \right] dz' \quad (4.10)$$

Embora os resultados obtidos a partir do CSM estejam em excelente acordo com aqueles obtidos por meio das Equações (4.9) e (4.10), a solução analítica foi predominantemente utilizada para o cálculo do potencial ambiente neste trabalho, pois apresenta um custo computacional muito inferior.

#### 4.3.1.2 Metodologia para consideração do efeito das cargas espaciais da camada de corona na superfície do solo

Conforme apresentado anteriormente, o modelo de (MAZUR; RUHNKE, 1998) não considera a redução do campo elétrico superficial devido às emissões de corona ao nível do solo. Nesse contexto, (ARCANJO et al., 2018) apresentou uma alternativa simples para considerar o efeito da camada de corona, que consiste em se desprezar o campo elétrico de fundo nas análises, já que ele é significativamente reduzido em tais condições.

Portanto, para avaliar o impacto de se desprezar ou não o efeito da camada de corona, duas situações são consideradas para estimar os valores de raio de atração: primeiramente, como no modelo-base, despreza-se o efeito da camada de corona, isto é, o potencial de fundo é considerado no cálculo do gradiente de potencial entre a extremidade do canal e o solo plano; em seguida, conforme a proposta de (ARCANJO et al., 2018), os resultados são obtidos desconsiderando o potencial devido às cargas da nuvem.

#### 4.3.2 Considerações do modelo do líder bidirecional

A estrutura do líder consiste em um condutor vertical longo de comprimento variável e raio constante. A partir da abordagem apresentada por (MAZUR; RUHNKE, 1998), as cargas do líder são modeladas como cargas pontuais, considerando a discretização de uma carga pontual por metro ( $\Delta z = 1$  m). A fim de minimizar eventuais erros numéricos no cálculo dos coeficientes de potencial, os pontos de cálculo de potencial foram posicionados na superfície do canal (em  $\rho = r$ ) e à uma altura média entre cargas pontuais adjacentes, conforme ilustrado na Figura 4.2.

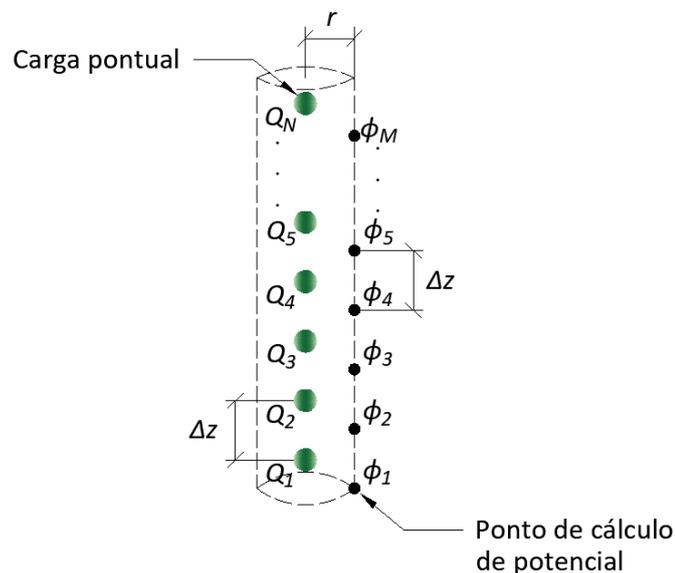


Figura 4.2 – Estrutura de cargas pontuais para representação de corpos condutores.

Utilizando o método de simulação de cargas, o valor e a polaridade de cada carga podem ser obtidos em qualquer estágio de desenvolvimento do líder, de forma que o potencial total na superfície do canal corresponda ao potencial ambiente médio ao longo de seu comprimento.

É importante salientar que, apesar de a parte negativa do líder bidirecional se propagar por passos cujos comprimentos atingem poucas dezenas de metros (BAZELYAN; RAIZER, 2000; RAKOV; UMAN, 2003), para garantir uma maior resolução dos valores estimados para o raio de atração, avalia-se o desenvolvimento do canal a cada 1 m. Ademais, dessa forma, é possível contemplar, inclusive, o provável desenvolvimento contínuo da parte positiva do líder.

#### **4.3.2.1 Variação do raio do canal de descarga**

De acordo com (BAZELYAN; RAIZER; ALEKSANDROV, 2015), o núcleo de alta condutividade do canal de descarga ionizado tem um raio provavelmente inferior a 0,5 cm. No entanto, também se considera que a maior parte da carga do líder é armazenada no envelope de corona que envolve o núcleo do canal, cujo raio é da ordem de alguns metros, segundo (DE CONTI, 2006; MASLOWSKI; RAKOV, 2013; RAKOV; UMAN, 2003).

Conforme reportado na literatura (COORAY, 2012, 2015; MAZUR, 2016; RAKOV; UMAN, 2003), a determinação do raio do canal de descarga é cercada por inúmeras incertezas. Diante disso, parece importante avaliar a influência do raio do canal no valor da carga total transferida pela descarga de retorno, uma vez que se espera que o raio de atração seja uma função dessa carga. Assim, considerando os valores relatados na literatura, os valores de raio de atração são determinados neste trabalho para canais de descarga cujos raios variam de 0,5 m a 4 m, representando o núcleo envolto em uma camada de corona.

#### **4.3.3 Considerações do modelo da estrutura aterrada**

A estrutura aterrada também é modelada como um condutor vertical cilíndrico, representando um mastro. Assim como no líder, as cargas da estrutura são modeladas como cargas pontuais espaçadas de 1 m, cujo valor e polaridade também são obtidos a partir do CSM, de forma que o potencial total na superfície da estrutura aterrada seja zero.

A estrutura das cargas pontuais e os pontos de cálculo de potencial ao longo da estrutura seguem a mesma configuração adotada para representação do líder, indicada

na Figura 4.2. No caso da estrutura, adota-se um raio do cilindro igual a 10 cm, para posteriores comparações com os resultados obtidos para incidência em um mastro aterrado, apresentados por (COORAY et al., 2014). Além disso, alguns aspectos do modelo da estrutura aterrada são variados, constituindo subsídios para as análises de sensibilidade desenvolvidas neste trabalho.

#### **4.3.3.1 Variação da altura da estrutura**

Para avaliar o efeito da altura da estrutura aterrada na estimativa do raio de atração, são consideradas estruturas de diferentes alturas: 10 m, 30 m, 60 m e 100 m, valores comumente adotados em outros trabalhos disponíveis na literatura.

Uma vez que o objeto de estudo deste trabalho são as descargas descendentes negativas, não foi apontada a necessidade de se avaliar estruturas com alturas superiores a 100 m, pois, para estruturas muito elevadas, a incidência de descargas ascendentes é muito superior (RAKOV; UMAN, 2003).

### **4.4 Metodologia para análise da incidência em solo plano**

As análises de incidência em solo plano deste trabalho consideram a conexão direta do canal descendente ao solo, uma vez que, embora não se trate de uma condição de campo elétrico uniforme, até se atingirem as condições para iniciação de um canal ascendente, o canal descendente já se encontra muito próximo do solo. Portanto, é razoável desprezar os UCLs nesse caso. A modelagem do problema para análise da incidência em solo plano é ilustrada na Figura 4.3.

À medida que o líder se aproxima do solo plano, o gradiente de potencial ao longo da região entre eles aumenta. Quando esse campo elétrico atinge um valor correspondente ao valor crítico ( $E = E_{crit}$ ) para o desenvolvimento dos *streamers*, a distância entre eles é computada e tratada como o raio de atração.

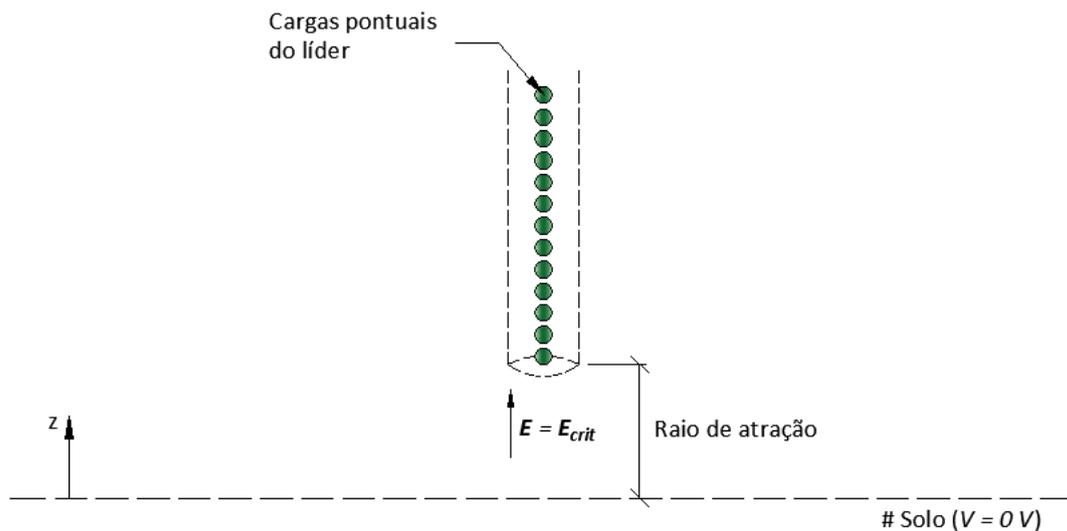


Figura 4.3 – Modelagem do problema eletrostático para análise da incidência em solo plano.

No caso de um solo perfeitamente plano, o valor do campo elétrico crítico para o estabelecimento da condição de salto final do líder descendente negativo para o solo seria da ordem de 1000 kV/m, correspondente ao valor crítico adotado para *streamers* negativos. No entanto, conforme discutido por (COORAY et al., 2014), na prática, um solo perfeitamente plano não existe, já que, por mais plana que seja a sua superfície em uma dada região, ela ainda apresenta algumas saliências. Nesse caso, espera-se que *streamers* positivos emanem dessas saliências com a aproximação do DL, em função da concentração de linhas de campo em tais pontos. Como o valor de campo crítico adotado para *streamers* positivos é igual a 500 kV/m, considera-se como campo crítico o valor do gradiente de potencial correspondente aos *streamers* positivos, uma vez que esse valor é atingido primeiro.

Portanto, nas análises de incidência deste trabalho, adota-se uma intensidade de campo elétrico crítica igual a 500 kV/m para a ocorrência da ruptura elétrica completa entre o líder e o solo e, conseqüentemente, para cômputo do raio de atração.

#### 4.4.1 Metodologias de cálculo do campo elétrico entre líder e solo

Como mencionado anteriormente, a condição para estabelecimento do raio de atração é ditada pelo gradiente de potencial entre a extremidade do líder e o solo. Portanto, faz-se necessário, também, analisar o efeito da metodologia de cálculo desse campo elétrico na avaliação da atratividade do solo. Diante disso, nas análises da

incidência em solo plano, o cálculo do campo elétrico é realizado de duas formas distintas, ambas indicadas na Figura 4.4.

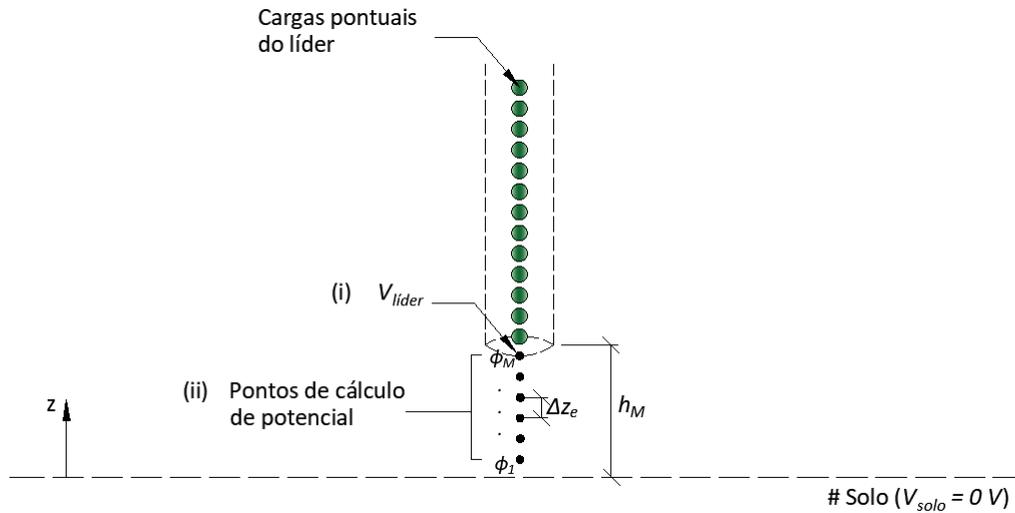


Figura 4.4 – Metodologias de cálculo do campo elétrico entre o líder e o solo.

- i. Cálculo do campo elétrico ( $E$ , em V/m) pela diferença de potencial simples entre a extremidade do líder ( $V_{líder}$ , em V) e o solo plano ( $V_{solo}$ , em V), dividida pela distância ( $h$ , em m) entre eles, conforme a Equação (4.11).

$$E = \frac{V_{líder} - V_{solo}}{h} = \frac{\phi_M}{h_M} \quad (4.11)$$

- ii. Cálculo da média do campo elétrico ( $E_{med}$ , em V/m) a partir do gradiente de potencial ao longo do *gap* entre a extremidade do canal e o solo plano, conforme a Equação (4.12). Para isso, calcula-se a diferença de potencial a cada 1 m ao longo desse *gap*, e realiza-se a média dos valores encontrados.

$$E_{med} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{\Delta z_e} \quad (4.12)$$

#### 4.5 Metodologia para análise da incidência em estruturas aterradas

As análises de incidência em estruturas aterradas deste trabalho consideram o conceito do raio de atração dado pela condição de indução do canal ascendente. Portanto, quando o campo elétrico na região de *streamers* acima da estrutura é igual ao

valor crítico (500 kV/m), computa-se a distância entre a extremidade do líder e o topo da estrutura como o raio de atração.

A modelagem do problema para análise da incidência em estruturas aterradas é ilustrada na Figura 4.5.

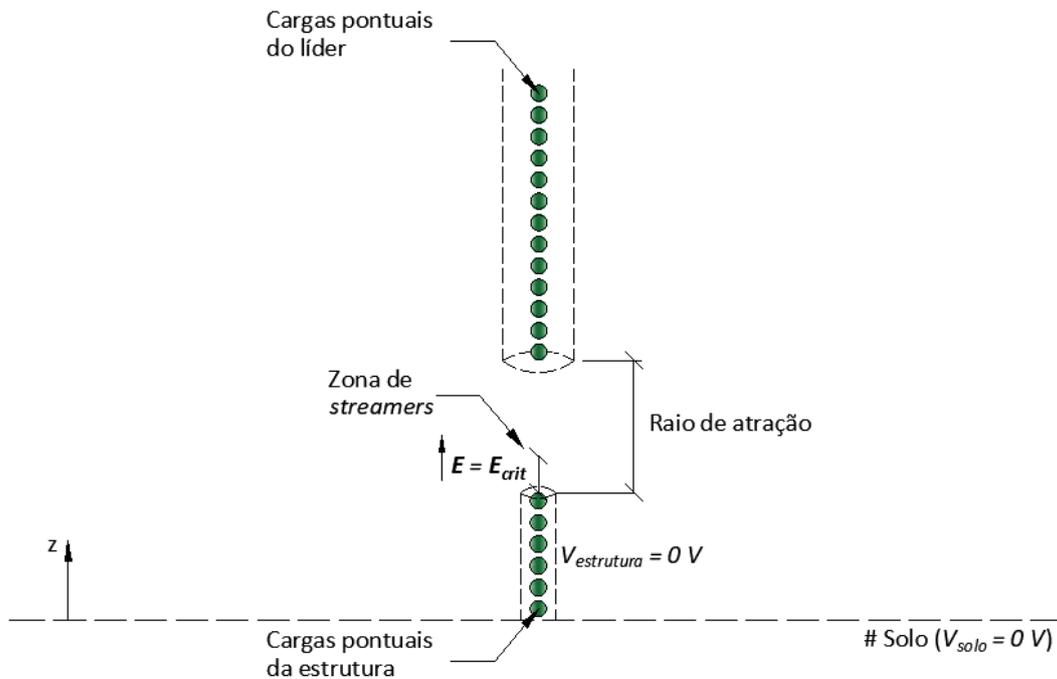


Figura 4.5 – Modelagem do problema eletrostático para análise da incidência em uma estrutura aterrada.

#### 4.5.1 Variação do comprimento da região de *streamers* na estrutura

Conforme discutido na Seção 3.2.1, dentre os critérios para a iniciação de um canal ascendente, destaca-se o comprimento crítico dos *streamers*. Até onde vai o conhecimento da autora, não há registros da relação entre o comprimento dos *streamers* e a altura de uma estrutura aterrada. Apesar disso, parece razoável considerar que *streamers* mais longos emanam de estruturas mais elevadas, uma vez que, para tais configurações, é observada uma intensificação mais acentuada do campo elétrico.

Diante disso, uma das estratégias de avaliação dos parâmetros associados às análises de incidência em estruturas aterradas consiste na variação do comprimento crítico dos *streamers* para o estabelecimento da condição de iniciação do canal ascendente. Os valores considerados para o comprimento da região de *streamers*

emanados da estrutura foram 1 m, 2 m, 3 m e 5 m, correspondentes à faixa de valores comumente reportadas na literatura, inclusive através de registros de câmeras ultrarrápidas (SABA et al., 2017; VISACRO; GUIMARAES; MURTA VALE, 2017).

#### 4.5.2 Metodologias de cálculo do campo elétrico na região de streamers acima da estrutura

Como mencionado anteriormente, a condição para estabelecimento da condição de iniciação do UCL é ditada pelo campo elétrico ao longo da região de *streamers*. Portanto, faz-se necessário, também, avaliar o efeito da metodologia de cálculo desse campo elétrico na análise da atratividade de estruturas aterradas.

Nesse caso, consideram-se os *streamers* emanados do topo da estrutura, e o campo elétrico ao longo da região ocupada por eles é calculado de duas formas distintas, conforme indicado na Figura 4.6.

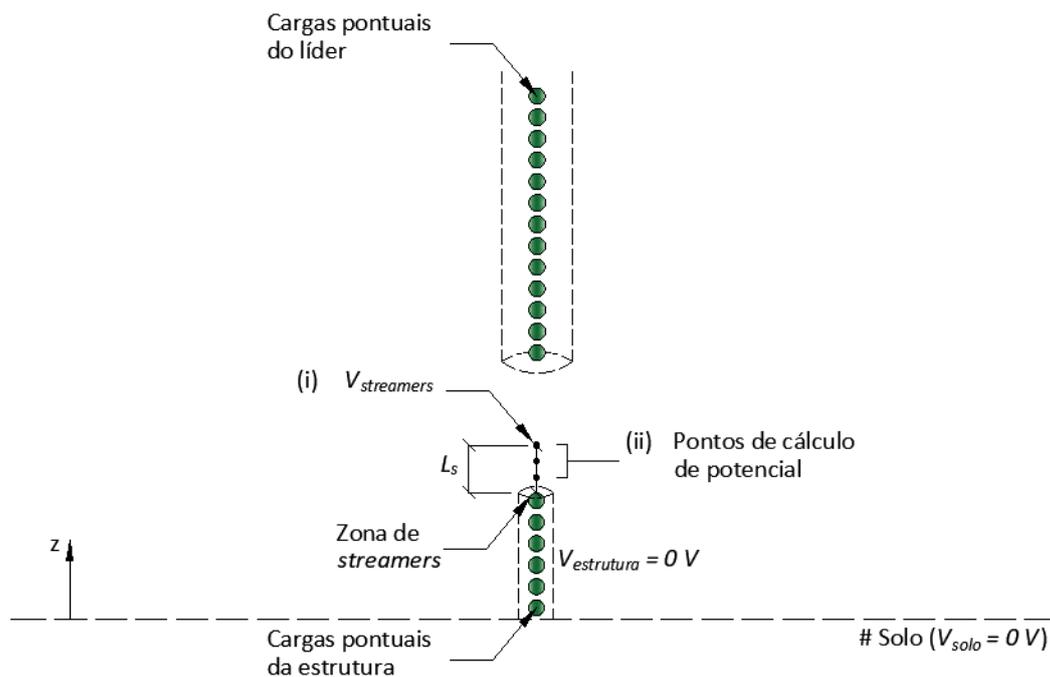


Figura 4.6 – Metodologias de cálculo do campo elétrico na região de *streamers* acima da estrutura.

- i. Cálculo do campo elétrico pela diferença de potencial entre as extremidades da região de *streamers* ( $V_{streamers} - V_{estrutura}$ ), dividida pelo comprimento dos *streamers* ( $L_s$ ).

- ii. Cálculo da média do campo elétrico a partir do gradiente de potencial ao longo da região de *streamers*. Para isso, calcula-se o potencial a cada 10 cm ao longo do comprimento dessa região.

Adicionalmente, conforme proposto por (ARCANJO, 2018), calcula-se o campo elétrico ao longo de um segmento de 10 cm centrado a uma distância em relação ao topo da estrutura igual ao comprimento da região de *streamers* ( $L_s$ ), conforme indicado na Figura 4.7.

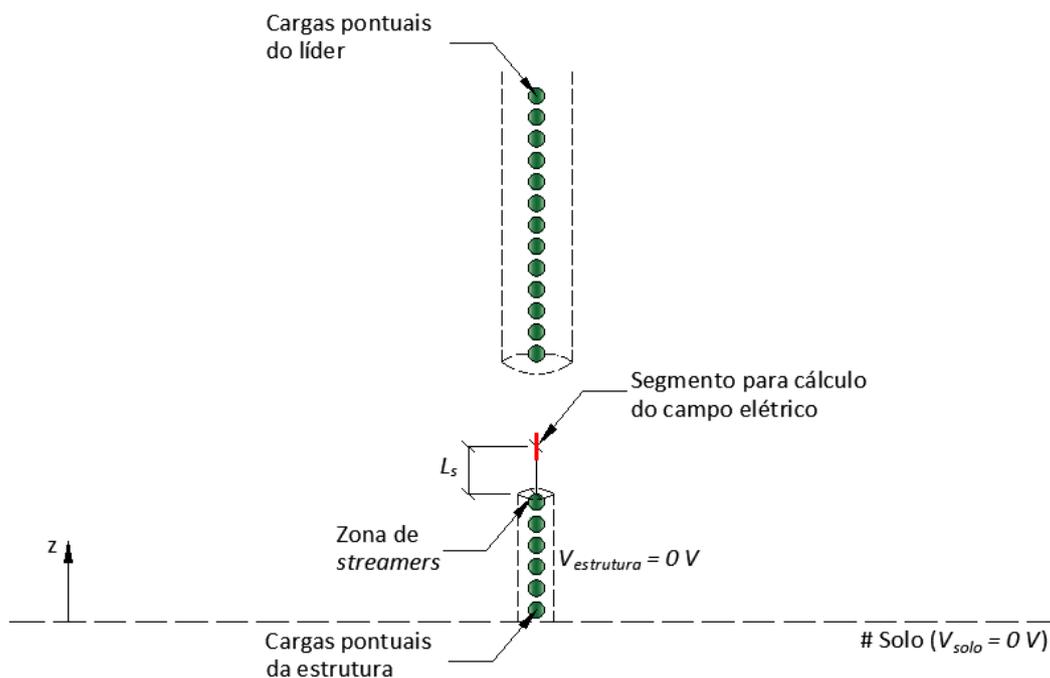


Figura 4.7 – Metodologia de cálculo do campo elétrico ao longo de um segmento na região de *streamers* acima da estrutura.

Vale ressaltar que a adoção desse último procedimento de cálculo tem o objetivo de evitar inconsistências matemáticas associadas à aproximação numérica do CSM, segundo o qual os corpos condutores são representados por cargas pontuais. Nesse caso, os pontos de cálculo de potencial estão mais afastados das cargas pontuais no topo da estrutura, evitando inconsistências numéricas no cálculo dos coeficientes de potencial.

## 4.6 Metodologia para estimativa do raio de atração em função da carga transferida e da amplitude da corrente de retorno

O processo de cálculo do raio de atração quando do estabelecimento do campo elétrico crítico é repetido para todos os arranjos de nuvem, de forma que valores de raio de atração obtidos possam ser avaliados em termos de carga transferida durante a descarga de retorno.

Segundo a metodologia adotada, a carga total transferida é calculada durante o processo da descarga de retorno, ou seja, quando o potencial do líder se iguala ao potencial nulo do solo. Uma vez que a discretização de cargas adotada para o líder bidirecional é de uma carga pontual por metro, a carga total transferida pela descarga de retorno é dada diretamente pela soma dos valores das cargas pontuais induzidas ao longo de todo o canal para a neutralização do potencial, considerando as partes descendente e ascendente. Já o valor de pico da corrente de retorno é obtido a partir da abordagem descrita na sequência.

Segundo (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007), a partir dos dados de correntes de primeiras descargas obtidas no Monte San Salvatore, existe uma forte correlação linear entre a amplitude da corrente de primeira descarga e a carga transferida durante os 100  $\mu$ s iniciais. A correlação linear entre esses parâmetros tem um coeficiente de correlação de aproximadamente 0,95 e é dada pela Equação (4.13).

$$Q_{100 \mu s} = 0,061 I_p \quad (4.13)$$

em que:

- $Q_{100 \mu s}$  é a carga transferida pela corrente da primeira descarga durante os 100  $\mu$ s iniciais [C];
- $I_p$  é a amplitude da corrente da primeira descarga [kA].

Supondo-se uma velocidade de propagação média igual a  $1 \times 10^8$  m/s, conforme (RAKOV; UMAN, 2003), para o surto associado à descarga de retorno ao longo do canal de descarga, espera-se que a carga transferida durante os primeiros 100  $\mu$ s da descarga de retorno seja depositada ao longo de uma extensão de 10 km do canal. A partir do

modelo-base da nuvem de tempestade adotado neste trabalho, os máximos comprimentos de canal são inferiores a 10 km, como poderá ser observado no Capítulo 5. Portanto, a onda da descarga de retorno não levaria mais de 100  $\mu$ s para se propagar ao longo do canal bipolar modelado neste trabalho.

Inicialmente, essa abordagem pode parecer uma limitação do modelo, mas deve-se ressaltar que o canal de descarga é modelado como um condutor puramente vertical. Assim, um refinamento nesse modelo contemplaria também a propagação horizontal do líder por vários quilômetros, tal como observado na natureza em descargas reais, implicando um caminho muito mais longo para a propagação da onda da descarga de retorno.

Considerando a discussão aqui apresentada, a Equação (4.13) pode ser aplicada para correlacionar a carga resultante do processo de neutralização do potencial do canal de descarga e amplitude da corrente de retorno associada. Assim, é possível obter valores de raio de atração também em função do valor máximo da corrente de primeiras descargas.

#### **4.7 Considerações finais**

Neste capítulo, foi apresentado o modelo-base adotado neste trabalho, assim como as considerações realizadas neste modelo a fim de estender a aplicação deste em análises de atratividade para situações de incidência de raios em estruturas aterradas ou diretamente sobre o solo plano.

Devido à complexidade do fenômeno avaliado, é importante ressaltar que, assim como os modelos anteriormente apresentados, a metodologia aqui desenvolvida apresenta diversas simplificações e considerações.

Diante disso, o capítulo a seguir propõe análises de sensibilidade do efeito dos diversos parâmetros que influenciam na estimativa do raio de atração aqui apresentados, sumarizados na Figura 4.8. Ademais, realizam-se análises comparativas com resultados obtidos por outros autores, com o intuito de avaliar quais premissas adotadas na modelagem implicariam resultados mais próximos dos já alcançados em outros trabalhos.

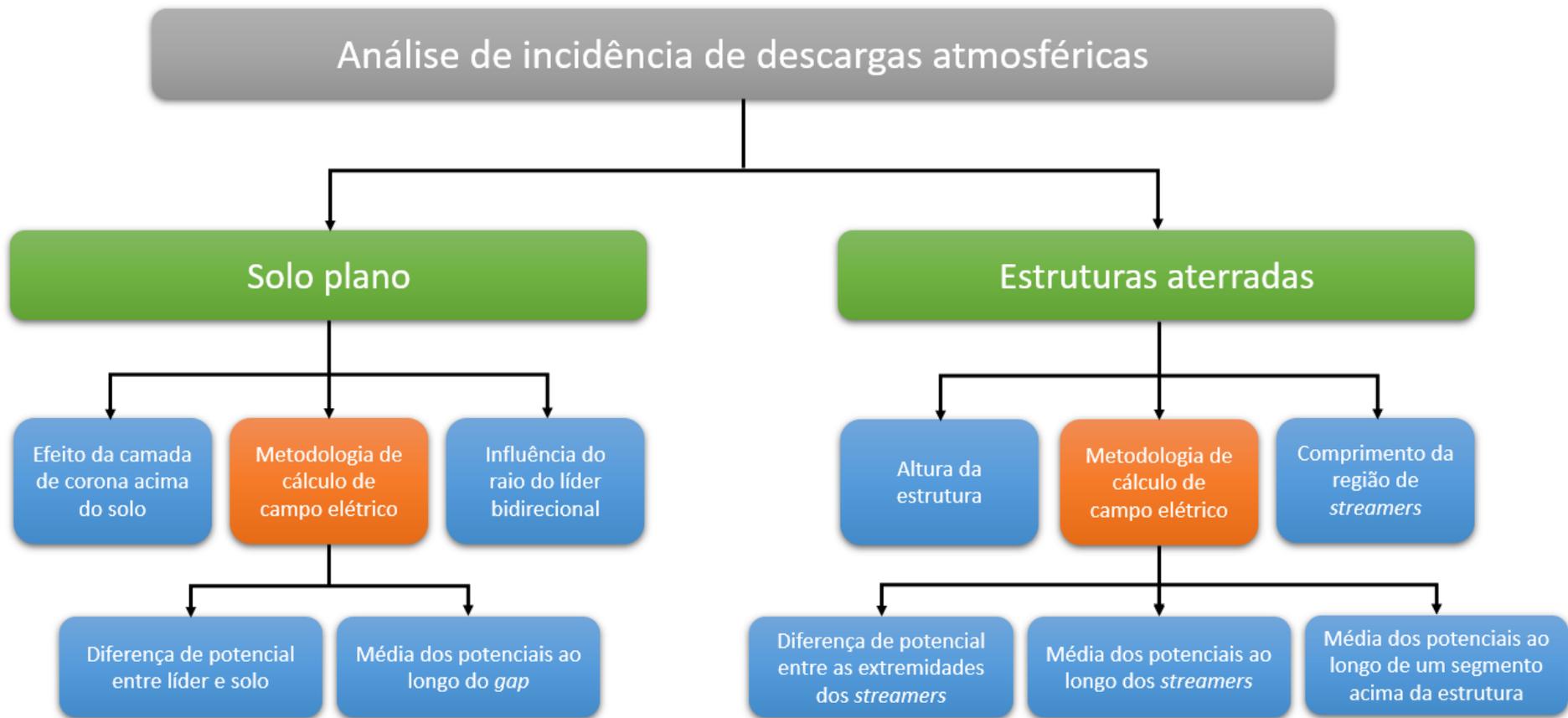


Figura 4.8 – Sumário dos parâmetros avaliados nas análises de incidência de raios em solo plano e em estruturas aterradas.

---

## **5 Análises de sensibilidade dos parâmetros associados à incidência de descargas atmosféricas**

---

A partir do modelo-base proposto por (MAZUR; RUHNKE, 1998) e das considerações descritas no Capítulo 4, é possível obter perfis de potencial e de campo elétrico ambiente, além de calcular as cargas induzidas na estrutura aterrada e no líder à medida que este se desenvolve. Com isso, também é possível realizar estudos de atratividade do solo e de estruturas aterradas, por meio da aplicação do modelo proposto para estimativa do raio de atração.

Uma vez que todo o processo que caracteriza a incidência de uma descarga atmosférica envolve uma série de complexidades, os modelos adotados nas análises de incidência de raios fundamentam-se em diversas simplificações. O objetivo deste capítulo é avaliar os efeitos de algumas dessas considerações, por meio de análises de sensibilidade de parâmetros associados ao fenômeno em questão. De posse dos resultados de tais análises, realizam-se comparações com resultados obtidos por outros modelos existentes na literatura, com o intuito de se gerarem contribuições para a construção de um consenso quanto aos parâmetros que influenciam nos valores de raio de atração.

### **5.1 Validação do modelo-base**

Nesta seção, são reproduzidos os resultados obtidos por (MAZUR; RUHNKE, 1998), a fim de se validar o modelo-base implementado nas análises de incidência desenvolvidas.

#### **5.1.1 Evolução do potencial e do campo elétrico no desenvolvimento do canal**

A Figura 5.1 apresenta a curva de potencial ambiente (curva preta espessa) e a evolução dos perfis de potencial do líder durante a propagação bidirecional em dez passos (curvas coloridas da esquerda para a direita). Nessa figura, também é

apresentado o perfil de campo elétrico de fundo (curva vermelha espessa), ao longo do eixo da nuvem de tempestade.

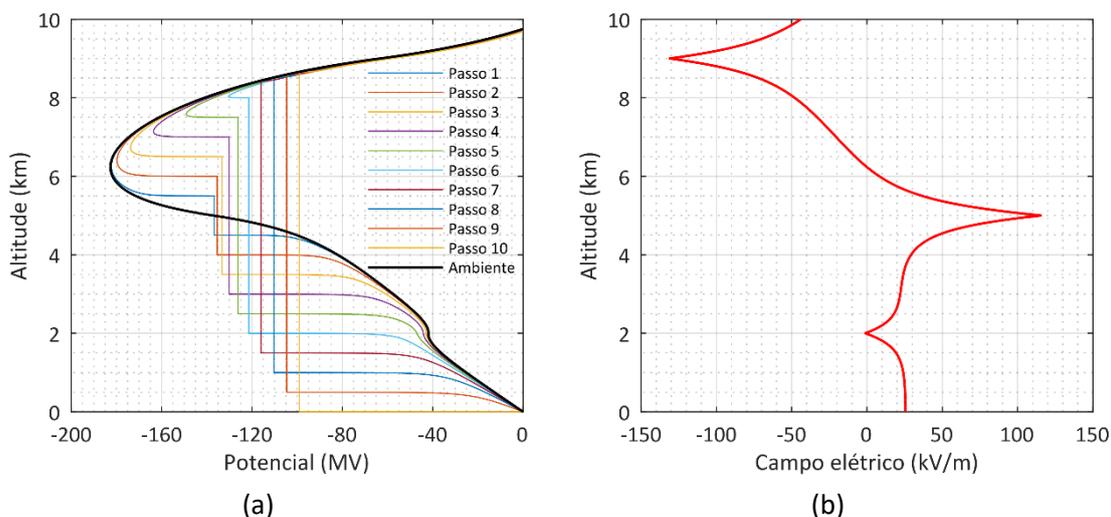


Figura 5.1 – (a) Evolução dos perfis de potencial do líder durante a propagação bidirecional em dez passos sobre o potencial ambiente e (b) campo elétrico de fundo.

Observa-se que o potencial é uniforme ao longo do comprimento do líder, modelado como um condutor perfeito. Conforme ele se estende, há uma redução da magnitude do potencial. Nas extremidades do líder, notam-se mudanças abruptas na distribuição de potencial, as quais promovem as condições de ruptura que sustentam a propagação do canal. A partir do sétimo passo, a extremidade superior do líder se propaga apenas até seu potencial atingir o mesmo nível do potencial ambiente local. Desse momento em diante, uma vez que não há mais gradiente de potencial à frente do líder que sustente sua progressão para cima, apenas sua extremidade inferior continua a se propagar.

No perfil de campo elétrico de fundo, que está associado apenas às cargas da nuvem de tempestade (e às suas respectivas imagens), é possível observar que o máximo campo elétrico no interior da nuvem ocorre a uma altitude de 5 km, correspondente ao ponto de iniciação do líder entre nuvem e solo. Ademais, mesmo ao nível do solo, os níveis de campo elétrico observados ainda são consideráveis, uma vez que o modelo-base despreza o efeito atenuante da camada de corona sobre o solo.

### 5.1.2 Distribuição de cargas durante o desenvolvimento do canal e na descarga de retorno

Na Figura 5.2, está ilustrada a evolução das cargas induzidas no líder a cada passo incremental durante o desenvolvimento bidirecional (curvas coloridas da mais curta para a mais longa). Essa figura ilustra a natureza bipolar do líder em desenvolvimento, que apresenta cargas positivas e negativas em suas partes superior e inferior, respectivamente. Somente nos últimos passos, pequenas quantidades de carga negativa são observadas na extremidade superior do líder, presumidamente associadas à solução numérica do método de simulação de cargas. Tais cargas são detectadas à medida que o líder penetra na parte positiva superior da nuvem de tempestade (ARCANJO, 2018; LOURO, 2017).

A Figura 5.2 ilustra, ainda, a distribuição de cargas final ao longo do canal de descarga após o processo da descarga de retorno (curva cinza espessa), resultante da neutralização do potencial do líder. Nota-se que, entre as altitudes de aproximadamente 2 km e 8 km, a densidade de cargas é praticamente uniforme. O efeito observado nas extremidades do canal é devido à capacitância bastante elevada nas pontas.

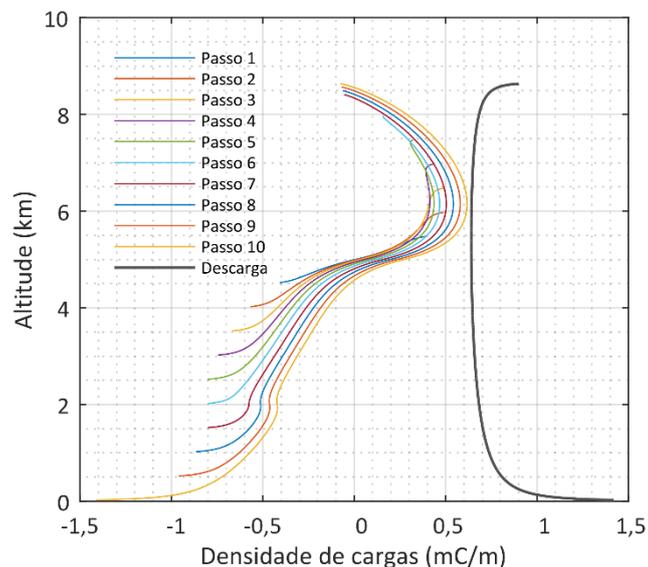


Figura 5.2 – Evolução da distribuição de cargas do líder durante a propagação bidirecional em dez passos e do canal de descarga após a descarga de retorno.

É importante salientar que os resultados apresentados na Figura 5.1 e na Figura 5.2 estão de acordo com aqueles obtidos por (MAZUR; RUHNKE, 1998).

## **5.2 Efeito da variação das dimensões da nuvem de tempestade nas grandezas elétricas**

Conforme detalhado na Seção 4.3.1.1, para obter diferentes valores de carga transferida, arranjos distintos de nuvens de tempestade foram considerados variando-se o diâmetro de todas as regiões de cargas da nuvem de tempestade, resultando em extensões horizontais totais entre 9 km e 52 km.

Nesta seção, são discutidos os efeitos das dimensões da nuvem de tempestade nas grandezas elétricas avaliadas: potencial e campo elétrico devidos às cargas da nuvem, distribuição de cargas no canal de descarga e carga total transferida no processo da descarga de retorno.

Ressalta-se que, a título de comparação, os resultados são apresentados para apenas cinco arranjos de nuvem, sendo um deles correspondente ao modelo-base. No entanto, foram simulados quinze arranjos para estimativa do raio de atração em função da carga total transferida e da amplitude da corrente de retorno.

Ademais, a situação cujos resultados são apresentados ao longo desta seção corresponde à mesma do modelo-base, ou seja, incidência em solo plano, considerando a conexão direta entre o líder bidirecional e o solo.

### **5.2.1 Perfis de potencial ambiente e de campo elétrico**

Os perfis de potencial e de campo elétrico de fundo ao longo do eixo da nuvem de tempestade são apresentados na Figura 5.3, para quatro arranjos de nuvem distintos, com extensões horizontais totais iguais a 9 km, 10 km (modelo-base), 14 km, 22 km e 52 km.

Nota-se que, à medida que o diâmetro total da nuvem aumenta, a magnitude do potencial ambiente diminui. Uma vez que a carga total de cada região da nuvem foi mantida constante, com o aumento do diâmetro e, conseqüentemente, do volume da

região, há uma redução da densidade de cargas. Com isso, o potencial ao longo do eixo da nuvem tende a magnitudes menores. Esses potenciais menos intensos podem ser associados, por exemplo, aos estágios iniciais de uma tempestade, durante os quais são observadas menores densidades de carga nas regiões da nuvem (LÓPEZ et al., 2019).

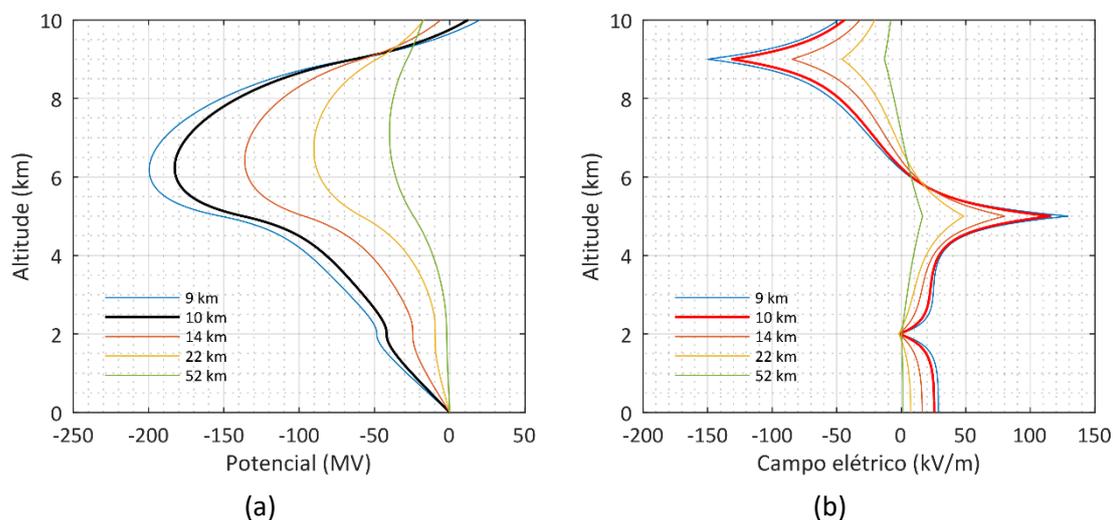


Figura 5.3 – Perfis de (a) potencial e (b) campo elétrico associados às cargas da nuvem de tempestade, para arranjos de nuvem com diâmetros totais de 9 km, 10 km, 14 km, 22 km e 52 km.

Nos perfis de campo elétrico, observa-se que, uma vez que as dimensões verticais da nuvem foram mantidas constantes, o máximo campo elétrico sempre ocorre a uma mesma altitude, igual a 5 km, correspondente ao ponto de iniciação do líder bidirecional entre a nuvem e o solo. Ademais, mesmo para os perfis menos intensos, os valores de campo elétrico ao nível do solo ainda são consideráveis, uma vez que é desprezada a atenuação da camada de corona sobre o solo.

### 5.2.2 Distribuição de cargas no canal de descarga e carga total transferida pela descarga de retorno

A Figura 5.4 ilustra as distribuições de cargas no canal de descarga quando da ocorrência da descarga de retorno, isto é, quando o potencial do canal é neutralizado, considerando os mesmos arranjos de nuvem apresentados anteriormente.

Uma vez que, com o aumento do diâmetro total da nuvem de tempestade, há uma redução da densidade de cargas em cada região da nuvem, o potencial ambiente médio ao longo da região ocupada pelo líder também se reduz. Portanto, têm-se menores

densidades de cargas resultantes ao longo do líder e do canal de descarga e, conseqüentemente, menores magnitudes de carga total transferida.

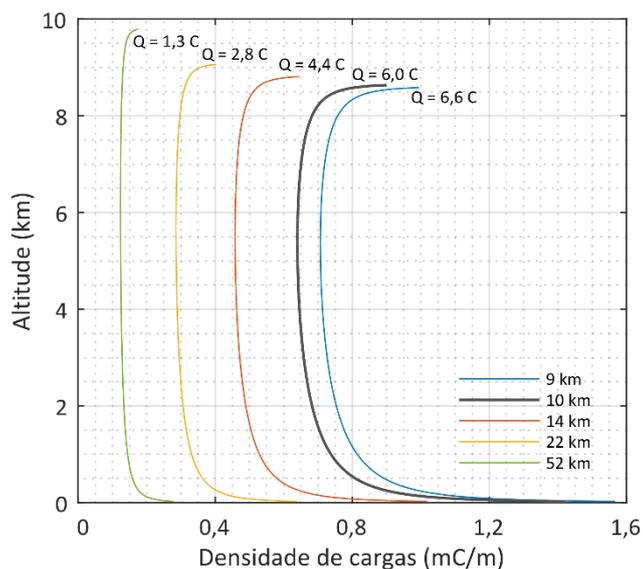


Figura 5.4 – Distribuição de cargas no canal após a descarga de retorno e carga total transferida, para arranjos de nuvem com diâmetros totais de 9 km, 10 km, 14 km, 22 km e 52 km.

Nota-se, ainda, que o modelo-base de nuvem (curva cinza espessa), por representar um estágio maduro da tempestade, implica uma carga transferida bastante elevada, dada pela soma das cargas induzidas no canal quando o potencial deste se iguala ao potencial nulo do solo no processo da descarga de retorno. Por essa razão, a fim de se obter uma maior faixa de parâmetros da descarga (carga transferida e amplitude da corrente de retorno), a maior parte dos arranjos de nuvem simulados implica magnitudes de carga total inferiores à do modelo-base.

### 5.3 Avaliação da incidência em solo plano

Nas seções anteriores, foram apresentadas as grandezas elétricas estimadas a partir do modelo-base e de suas extensões. Nesta seção, é feita uma análise da atratividade do solo plano, a partir da estimativa do raio de atração considerando os diferentes arranjos de nuvem propostos. Ademais, são feitas análises de sensibilidade de algumas premissas comumente adotadas na literatura, com o intuito de se discutir o impacto dessas considerações na avaliação da incidência de descargas atmosféricas em solo plano.

É importante reforçar que os efeitos da atratividade do solo são particularmente importantes para aplicações de proteção contra descargas atmosféricas, já que o solo também consiste em uma região sujeita à incidência direta de um raio, caso este não seja interceptado por algum captor ou estrutura aterrada (ou por um UCL iniciado destes).

### 5.3.1 Efeito das cargas espaciais da camada de corona na superfície do solo

Conforme discutido na Seção 4.3.1.2, uma maneira simples de se computar o efeito das cargas espaciais da camada de corona ao nível do solo consiste em desconsiderar o efeito das cargas da nuvem de tempestade nos cálculos de campo elétrico, uma vez que as cargas espaciais da camada de corona ao nível do solo tendem a atenuar o efeito das cargas da nuvem nessa região.

A Figura 5.5 apresenta os valores estimados de raio de atração para o solo plano em função da carga transferida pela descarga de retorno, considerando e desprezando o efeito das cargas da nuvem de tempestade. Esses resultados foram obtidos para um canal de descarga com raio igual a 1 m.

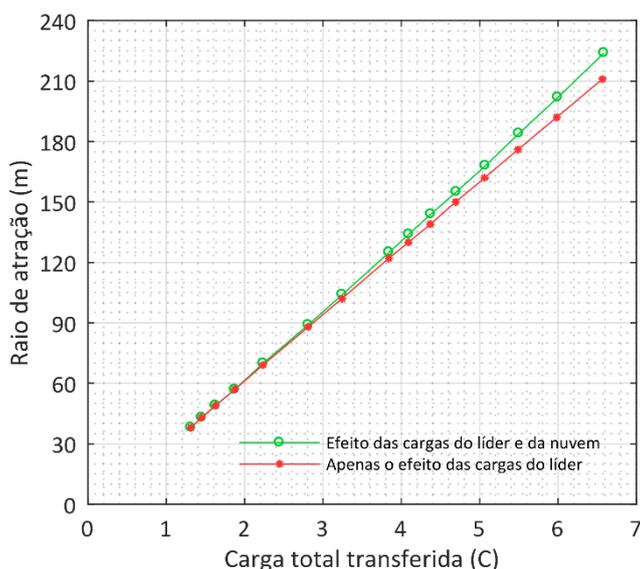


Figura 5.5 – Raio de atração para o solo plano em função da carga transferida pela descarga de retorno, considerando e desprezando o efeito das cargas da nuvem de tempestade.

Nota-se que o efeito das cargas da nuvem de tempestade não é relevante para altitudes inferiores a 100 m. No entanto, tal efeito se torna mais aparente à medida que os valores de raio de atração aumentam, os quais estão associados aos arranjos de nuvens mais carregadas.

Tomando-se como referência o modelo-base, sabe-se que a carga total transferida durante a descarga de retorno é de cerca de 6,0 C. Considerando o efeito das cargas da nuvem, o raio de atração correspondente é igual a 202 m; por outro lado, se apenas as cargas do líder são utilizadas para se calcular o campo elétrico e, conseqüentemente, o raio de atração, o valor estimado é de 192 m, caracterizando uma diferença de cerca de 5%.

Como pode ser observado, os valores de raio de atração tendem a ser um pouco menores quando é computado o efeito atenuante das cargas espaciais da camada de corona sobre o efeito das cargas da nuvem de tempestade. No entanto, por uma questão de rigor, os resultados apresentados adiante para a incidência em solo plano consideram o efeito das cargas da nuvem, uma vez que as avaliações desenvolvidas são realizadas para um solo hipoteticamente plano, configuração para a qual não se espera a presença da camada de corona.

### 5.3.2 Estimativa do raio de atração considerando diferentes metodologias de cálculo do campo elétrico

A determinação do valor do raio de atração para cada evento individual decorre do estabelecimento da condição de campo elétrico crítico entre o líder e o solo plano. Por isso, a definição da metodologia de cálculo do gradiente de potencial é fundamental para as análises de atratividade.

A fim de comparar as metodologias de cálculo de campo elétrico propostas, a Figura 5.6 apresenta o campo elétrico durante a propagação do líder bidirecional, considerando sua extremidade inferior entre 1000 m e 20 m de altura em relação ao solo plano. Tais resultados foram obtidos considerando o arranjo de nuvem do modelo-base.

Como pode ser observado, os valores do gradiente de potencial entre a extremidade inferior do líder e o solo são muito próximos dos de gradiente de potencial médio ao longo do *gap*, sendo ligeiramente diferentes somente quando o líder se aproxima do solo.

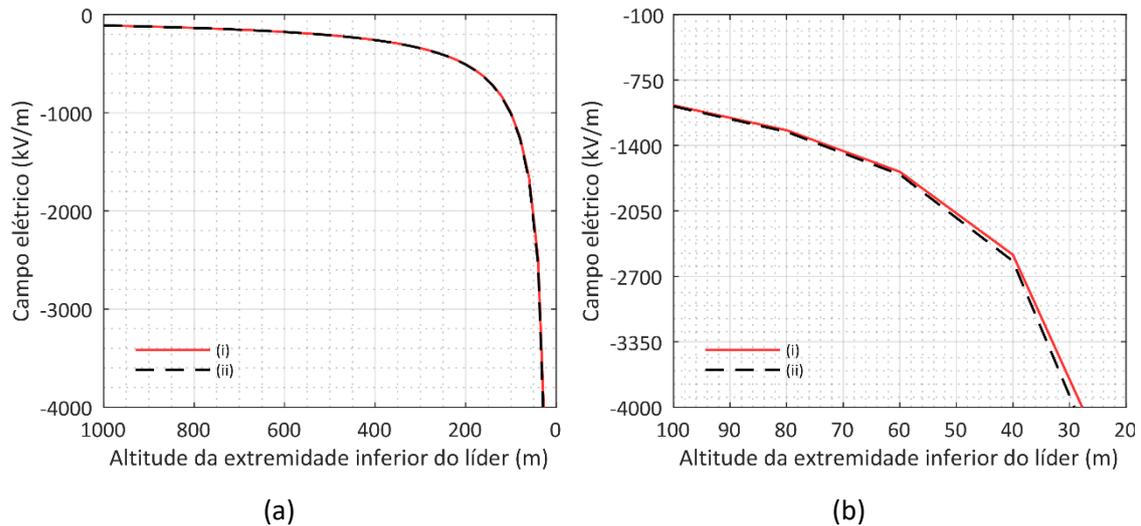


Figura 5.6 – Campo elétrico durante a propagação do líder bidirecional, considerando diferentes metodologias de cálculo: (i) pelo gradiente de potencial entre a extremidade do líder e solo, (ii) pelo gradiente de potencial médio ao longo do *gap*. Resultados apresentados para (a) ampla e (b) curta variação da altura da extremidade inferior do líder.

A primeira metodologia de cálculo demanda um esforço computacional inferior nas análises de atratividade, uma vez que, para a estimativa do campo elétrico, não é necessário calcular as cargas do líder. Sendo este modelado como condutor perfeito, o potencial em sua extremidade é igual ao potencial ambiente médio ao longo da região ocupada por ele. Assim, nesse caso, a carga total transferida é calculada apenas durante o processo da descarga de retorno, ou seja, quando o potencial do líder se igual ao potencial nulo do solo.

Por outro lado, para determinar o potencial em todos os pontos ao longo do *gap* é necessário conhecer o valor das cargas pontuais ao longo do líder para, posteriormente, calcular tais potenciais e o campo elétrico resultante. Portanto, uma vez que os resultados obtidos para as duas metodologias são muito próximos, em termos de esforço computacional, mostra-se mais viável a metodologia de cálculo do campo elétrico a partir da diferença de potencial entre a extremidade do líder e o solo dividida pela distância entre eles.

Na Figura 5.7, são apresentadas as curvas de raio de atração para o solo plano em função da carga transferida pela descarga de retorno, considerando as duas metodologias de cálculo do campo elétrico e o raio do líder igual a 1 m, correspondente ao modelo-base. Como esperado, os resultados obtidos são os mesmos, independentemente da metodologia de cálculo adotada.

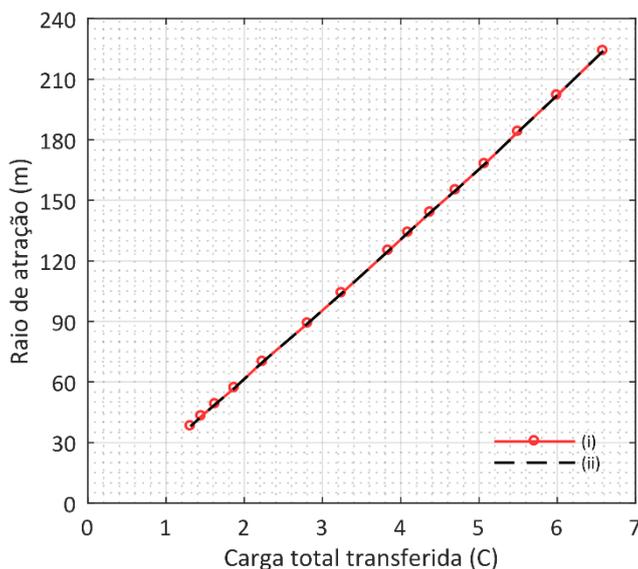


Figura 5.7 – Raio de atração para o solo plano em função da carga transferida pela descarga de retorno, considerando diferentes metodologias de cálculo do campo elétrico: (i) pelo gradiente de potencial entre a extremidade do líder e solo, (ii) pelo gradiente de potencial médio ao longo da *gap*.

No entanto, é importante salientar que o cálculo do gradiente de potencial entre a extremidade do líder e o solo é realizado a cada passo de 1 m. Uma vez que ambas as metodologias de cálculo resultam em valores de campo elétrico muito próximos, nos dois casos, o campo crítico, é alcançado para as mesmas alturas do líder em relação ao solo. Assim, espera-se que valores distintos de raio de atração sejam obtidos quando se consideram passos menores, conferindo uma maior resolução para a condição de estabelecimento do campo crítico.

Diante do exposto até então, os resultados de atratividade do solo plano apresentados daqui em diante correspondem à aplicação da metodologia com menor custo computacional, ou seja, o cálculo do campo elétrico em cada passo é realizado a partir do gradiente de potencial entre o líder e o solo.

Ainda em termos de cálculo do campo elétrico, há espaço para uma discussão sobre a razão pela qual, na avaliação da atratividade do solo plano, é razoável desprezar-se a iniciação de canais ascendentes e considerar a conexão direta entre o líder e o solo. Consideram-se as duas curvas ilustradas na Figura 5.8: (i) indica o gradiente de potencial médio calculado entre o líder e o solo, quando do estabelecimento da condição de raio de atração para cada arranjo de nuvem de tempestade adotado; (ii) denota o campo elétrico médio ao longo de um segmento vertical de 1 m de altura logo acima do solo, para as mesmas posições do líder descendente da curva (i).

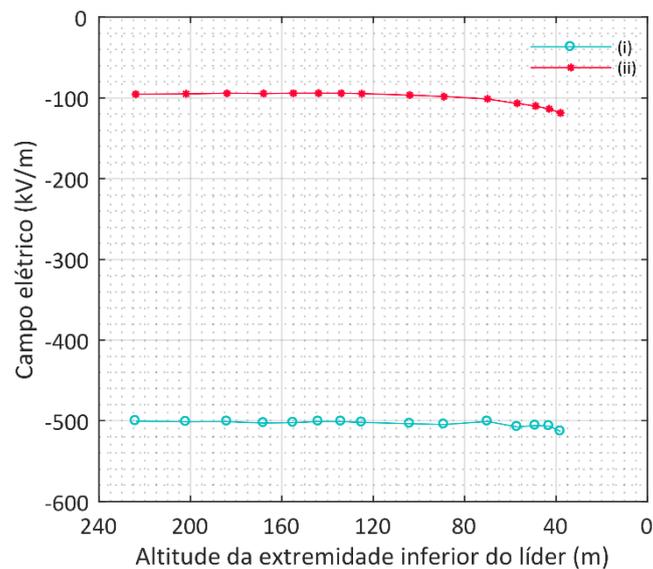


Figura 5.8 – Campo elétrico (i) entre líder e solo e (ii) a 1,0 m do nível do solo para as alturas da extremidade do líder correspondentes aos valores de raio de atração para o solo plano.

Nota-se que, quando a condição de campo crítico (igual ou superior a 500 kV/m), é estabelecida entre líder e solo, o campo elétrico na superfície do solo ainda não é suficientemente elevado para garantir a iniciação de um canal ascendente, tomando como referência o conceito de comprimento crítico da região de *streamers*. Nesse caso, para haver a iniciação de um canal ascendente, o campo elétrico ao longo da região de *streamers* (aqui considerada com um comprimento de 1 m) deve ser superior a 500 kV/m. Portanto, até que as condições de iniciação de um UCL se estabeleçam, o DL já estaria muito próximo do solo, sendo imperativo considerar a conexão direta ao solo plano.

### 5.3.3 Efeito do raio do canal de descarga

A Figura 5.9 apresenta os resultados computados de raio de atração para o solo plano em função da carga transferida e da amplitude da corrente de retorno, adotando-se diferentes valores de raio do canal de descarga, conforme proposto na Seção 4.3.2.1.

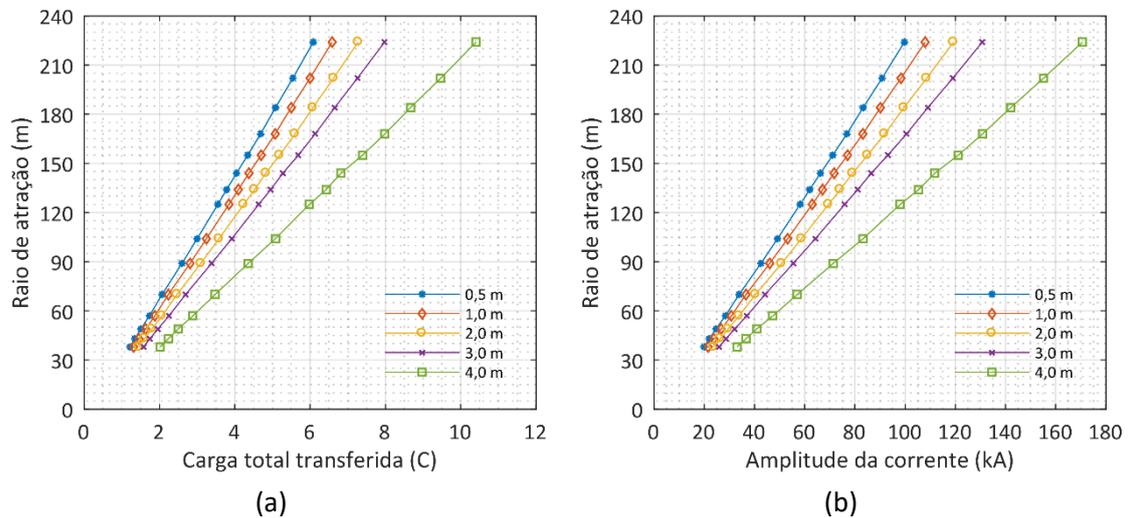


Figura 5.9 – Raio de atração para o solo plano em função da (a) carga transferida pela descarga de retorno e da (b) amplitude da corrente de retorno.

Observa-se que o raio do canal de descarga influencia sobremaneira os resultados, uma vez que, para um dado valor de carga transferida, ou, correspondentemente, de pico da corrente de retorno, têm-se raios de atração maiores à medida que o raio do canal diminui. De fato, esse comportamento é esperado, já que o raio do canal modifica sua capacitância por unidade de comprimento e, conseqüentemente, a densidade de cargas ao longo do canal.

Como a distribuição de cargas ao longo do líder bidirecional é calculada de forma que o potencial em sua superfície corresponda ao potencial ambiente médio ao longo de seu comprimento, à medida que o raio do líder aumenta, a magnitude das cargas para gerar esse mesmo potencial também aumenta. Assim, quando o líder atinge o solo e se transforma em canal de descarga, seu potencial muda para zero, resultando, pois, em uma maior densidade de cargas para maiores raios do canal.

É importante salientar que a correlação a partir da qual foi determinado o valor de pico da corrente de retorno considera a carga transferida nos 100  $\mu$ s iniciais do

processo da descarga de retorno. Por isso, os valores elevados obtidos para as amplitudes de corrente associadas são razoáveis. Ademais, uma vez que os arranjos de nuvem de tempestade são resultantes apenas da variação da extensão horizontal do modelo-base, as densidades de carga da nuvem resultantes não implicaram amplitudes de corrente inferiores a 19 kA.

Até este ponto, já é notável a influência do raio do canal de descarga sobre a carga total transferida e, conseqüentemente, sobre a amplitude da corrente de retorno, o que implica modificações nas curvas de raio de atração correspondentes. Na seção seguinte, os resultados obtidos por meio da metodologia proposta são comparados com as curvas de raio de atração apresentadas por outros autores na literatura.

#### 5.3.4 Comparação com resultados obtidos em outros trabalhos

Como já discutido no Capítulo 3, a literatura apresenta diversos modelos que relacionam raio de atração e amplitude da corrente de retorno. No entanto, devido à inerente complexidade do fenômeno de incidência, tais relações, inclusive a metodologia proposta neste trabalho, fundamentam-se em diversas simplificações.

Nesta seção, os resultados obtidos no presente trabalho são comparados com curvas de raio de atração para o solo plano existentes na literatura. Ressalta-se que essas comparações são propostas com o intuito de aprofundar a avaliação da incidência em solo plano, sem a necessidade de definir uma metodologia mais adequada.

No trabalho desenvolvido por (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007), foi proposta uma nova metodologia de avaliação da atratividade do solo plano, que considerava a variação da carga distribuída no canal à medida que este se propagava em direção ao solo. Além disso, foram adotadas as distribuições de cargas do líder propostas por (GOLDE, 1945), (ERIKSSON, 1979), (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a), apresentadas na Seção 3.1, para estimar o raio de atração em função dos valores de pico da corrente e examinar os resultados. Como condição para o estabelecimento do raio de atração, os

autores consideraram a distância entre a extremidade do canal descendente e o solo quando o gradiente de potencial médio entre eles se igualasse a  $1500 \text{ kV/m}^3$ .

A Figura 5.10 indica as curvas resultantes da metodologia aqui proposta juntamente com aquelas extraídas exatamente como reportado por (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007). Nota-se que, a curva de raio de atração para o raio do canal igual a 4,0 m é a que mais se aproxima das curvas obtidas a partir dos modelos de (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007), (ERIKSSON, 1979) e (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a). No entanto, a curva resultante do modelo de (GOLDE, 1945), que caracteriza os maiores valores de raio de atração, aproxima-se mais da curva obtida neste trabalho para o raio do canal igual a 0,5 m.

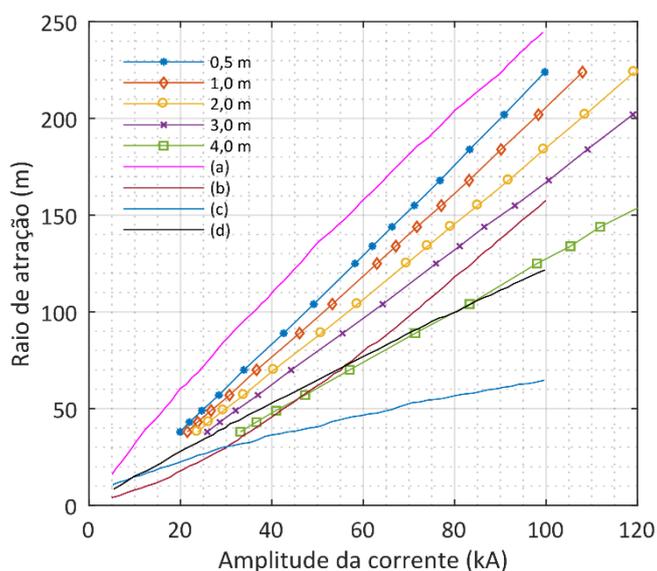


Figura 5.10 – Raio de atração para o solo plano em função da amplitude da corrente de retorno. As linhas com marcadores correspondem aos resultados deste trabalho, considerando raios do canal entre 0,5 m e 4,0 m. As linhas sólidas sem marcadores, extraídas de (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007), foram obtidas a partir das distribuições de carga propostas por (a) (GOLDE, 1945), (b) (ERIKSSON, 1979), (c) (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a) e (d) (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007).

Ademais, uma vez que o valor de campo crítico adotado por (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007) foi três vezes superior ao valor considerado na metodologia deste

<sup>3</sup> No trabalho de (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007), foi erroneamente indicado um campo crítico de  $500 \text{ kV/m}$  entre a extremidade do DL e o solo, mas os valores de raio de atração foram definidos para um campo crítico de  $1500 \text{ kV/m}$ , conforme esclarecido em um trabalho posterior (COORAY et al., 2014).

trabalho, de fato, era esperado que os valores de raio de atração aqui obtidos fossem superiores, uma vez que o campo crítico é atingido quando o líder se encontra a maiores distâncias do solo. Entretanto, conforme discutido anteriormente, é razoável adotar um gradiente de potencial crítico de 500 kV/m, partindo-se do pressuposto de que não existe uma condição de solo perfeitamente plano e, por isso, espera-se que *streamers* positivos emanem do solo.

Considerando especificamente as curvas (a) a (d) apresentadas na Figura 5.10, alguns pontos importantes devem ser salientados. Com exceção do modelo de (COORAY; RAKOV; THEETHAYI, 2007), os autores supõem que o processo da descarga de retorno é, basicamente, o descarregamento do canal, o que não está de acordo com a conclusão física apresentada por (MAZUR, 2016; MAZUR; RUHNKE, 1998): *“Esse processo não é, na verdade, o descarregamento do líder, como é frequentemente mencionado na literatura, mas sim a adição e redistribuição das cargas pelo processo da descarga de retorno”*.

Ademais, nenhum desses modelos considera o conceito do líder bidirecional bipolar, proposto por (KASEMIR, 1960, 1950), uma vez que as cargas distribuídas ao longo do canal nesses modelos são unipolares. Conforme apresentado na Seção 3.1.3, (DELLERA; GARBAGNATI, 1990a) consideram, ainda, uma distribuição uniforme de cargas ao longo de um líder de 2 km, o que não é, de fato, observado na evolução da densidade de cargas no líder em desenvolvimento. Novamente, como reforçado por (MAZUR; RUHNKE, 1998), a distribuição de cargas ao longo do líder em desenvolvimento é fortemente influenciada pelo potencial ambiente associado às cargas da nuvem de tempestade.

A Figura 5.11, por sua vez, apresenta uma comparação entre os resultados de raio de atração para o solo plano obtidos neste trabalho, com aqueles calculados a partir da Equação (2.1), associada ao método eletrogeométrico, utilizando os coeficientes sumarizados na Tabela 2.2.

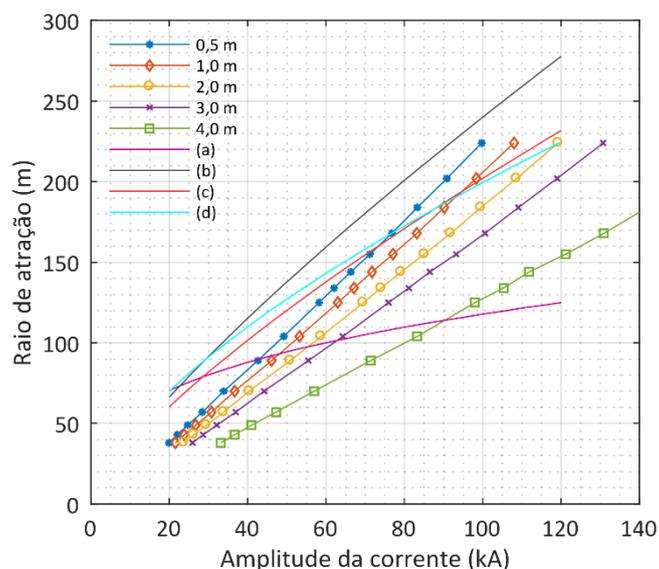


Figura 5.11 – Raio de atração para o solo plano em função da amplitude da corrente de retorno. As linhas com marcadores correspondem aos resultados deste trabalho, considerando raios do canal entre 0,5 m e 4,0 m. As linhas sólidas sem marcadores resultam das equações propostas por (a) (YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963), (b) (ARMSTRONG; WHITEHEAD, 1968), (c) (BROWN; WHITEHEAD, 1969), (d) (ABNT NBR, 2015; LOVE, 1973).

A partir dessa comparação, torna-se evidente o quanto os diferentes valores das constantes apresentadas na Tabela 2.2 implicam uma dispersão significativa nos valores de raio de atração. Além disso, a partir das curvas obtidas neste trabalho, torna-se ainda mais evidente o efeito do raio do canal na estimativa do raio de atração. No entanto, apesar desse parâmetro indicar uma considerável influência na avaliação da atratividade do solo plano, o valor do raio do canal de descarga não é computado pelas demais curvas.

As comparações apresentadas ao longo desta seção reforçam a expectativa de variações consideráveis nos resultados dos estudos de atratividade do solo plano, considerando a aplicação de diferentes metodologias. Na seção seguinte, as análises de atratividade a partir da metodologia proposta neste estudo são estendidas para a situação de incidência em estruturas aterradas.

## 5.4 Avaliação da incidência em estruturas aterradas

Nesta seção, as análises de atratividade apresentadas anteriormente são estendidas para estruturas delgadas aterradas. Assim como no caso do solo

hipoteticamente plano, a avaliação da incidência em estruturas aterradas é realizada a partir da estimativa do raio de atração em função da carga transferida e da amplitude da corrente de retorno, considerando os diferentes arranjos de nuvem propostos.

Além disso, são feitas análises de sensibilidade a partir da variação de parâmetros associados ao fenômeno de incidência e comparações com os resultados obtidos por outros autores. Vale ressaltar que, a partir das observações feitas em termos de atratividade em solo plano, espera-se uma redução dos valores de raio de atração com o aumento do raio do canal de descarga. Por isso, as análises de sensibilidade no contexto de incidência em estruturas aterradas consideram um valor fixo para o raio do canal de descarga, igual a 1 m, e têm como foco outras variáveis de interesse ainda não contempladas.

Ademais, todos os resultados apresentados ao longo desta seção desconsideram o efeito da camada de corona no nível do solo, uma vez que, mesmo com a presença de um mastro aterrado, não se espera esse efeito em um solo hipoteticamente plano.

#### 5.4.1 Campo elétrico e raio de atração resultante considerando diferentes metodologias de cálculo

Para efeito de comparação das metodologias de cálculo do gradiente de potencial acima da estrutura, na Figura 5.12, são ilustrados os gráficos de campo elétrico resultantes de cada metodologia apresentada na Seção 4.5.2. Tais resultados consideram o modelo-base da nuvem de tempestade e mastros de alturas variáveis. Além disso, o comprimento crítico adotado para a região de *streamers* é igual a 2 m.

Diferentemente da condição de incidência no solo plano, a metodologia de cálculo do campo elétrico na região acima da estrutura aterrada apresenta considerável influência no valor resultante dessa grandeza. Isso ocorre porque a presença da estrutura aterrada implica uma não uniformidade do campo elétrico em suas proximidades, sobretudo na região logo acima de sua extremidade, onde ocorre uma variação abrupta do potencial nulo da estrutura para o potencial elevado devido à aproximação do líder.

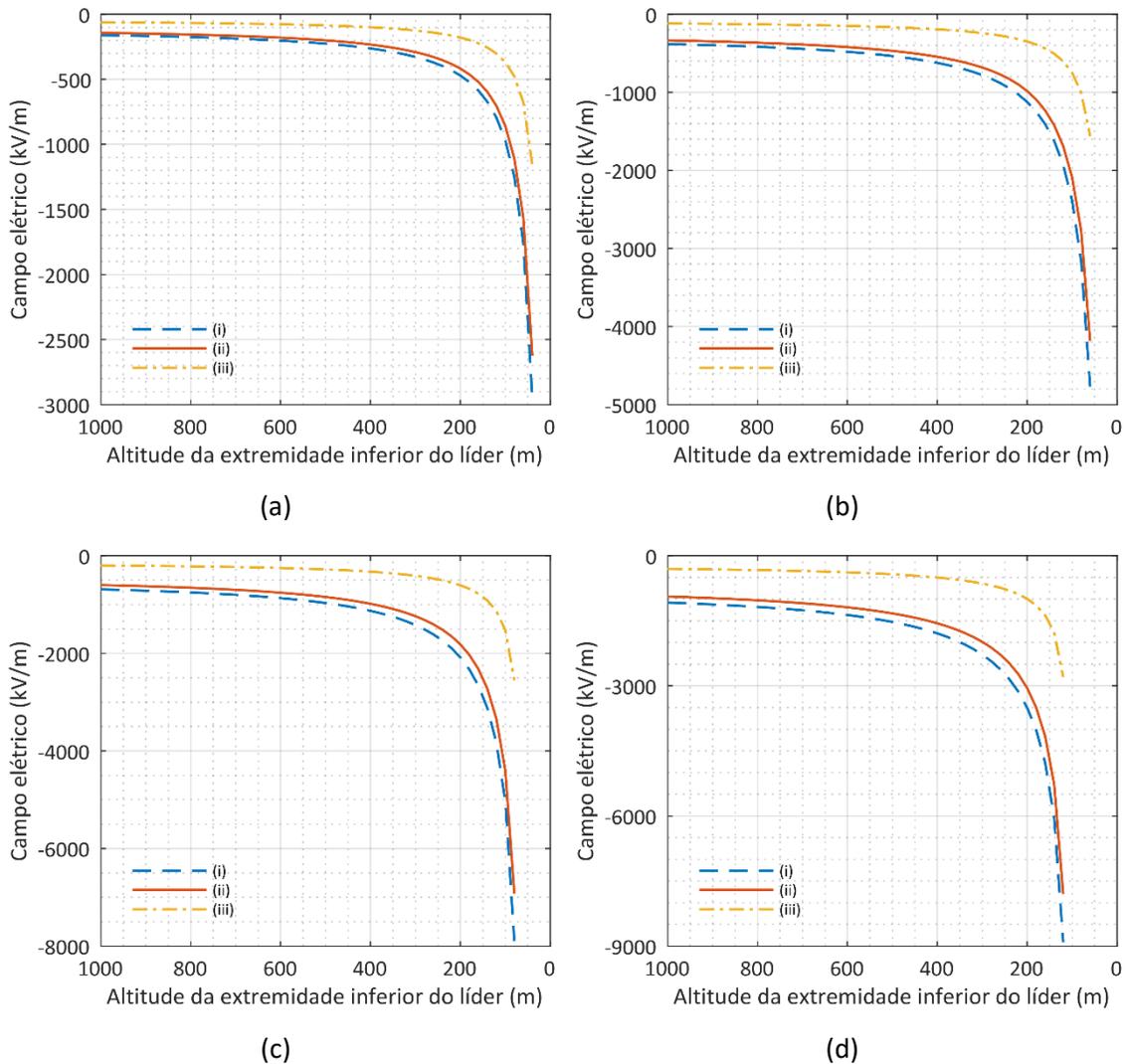


Figura 5.12 – Campo elétrico a 2 m acima de um mastro aterrado durante a propagação do líder bidirecional, considerando diferentes metodologias de cálculo: (i) pelo gradiente de potencial entre as extremidades da região de *streamers*; (ii) pelo gradiente de potencial médio ao longo da região de *streamers*; (iii) pelo gradiente de potencial médio ao longo de um segmento de 10 cm centrado a 2 m acima do mastro. Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m.

Tomando como referência o mastro de 100 m, nota-se uma variação máxima de aproximadamente 3 vezes entre os valores estimados para o campo elétrico resultantes das metodologias que consideram, respectivamente, (i) o gradiente de potencial entre as extremidades da região de *streamers* e (iii) o gradiente de potencial médio ao longo do segmento de 10 cm centrado a 2 m acima da estrutura. No caso dos mastros mais baixos, essa divergência é menos significativa, mas, ainda assim, há diferenças consideráveis entre os valores de campo elétrico calculados por essas metodologias, sobretudo quando o DL está mais próximo da estrutura.

Por outro lado, ao se comparar a metodologia (i) com a (ii), na qual se calcula gradiente de potencial médio ao longo da região de *streamers*, a máxima diferença observada é de apenas 14%. Nesse caso, os resultados são similares, já que, em ambas as metodologias, consideram-se os pontos cálculo do gradiente de potencial em uma mesma região.

Conforme apresentado na Seção 4.5.2, a metodologia de cálculo (iii) busca contornar inconsistências numéricas do problema. Ao se afastar a região de cálculo do campo elétrico da extremidade da estrutura, onde há variação abrupta do potencial, observam-se gradientes de potencial com magnitudes bastante inferiores.

Na Figura 5.13, são apresentados os raios de atração em função da carga total transferida, estimados a partir de cada metodologia de cálculo do campo elétrico. Os resultados foram obtidos para mastros de diferentes alturas, considerando o modelo-base da nuvem de tempestade e o comprimento crítico da região de *streamers* igual a 2 m.

Nesses gráficos, observam-se menores raios de atração estimados a partir da metodologia cujos valores de campo elétrico foram menos intensos. Quanto menor a intensificação do campo elétrico à medida que o DL se propaga, mais o líder deve se aproximar da estrutura para que se atinja a condição de indução do canal ascendente, à qual está associada o raio de atração. Assim, uma vez que, em termos de engenharia de proteção, raios de atração menores demandam SPDAs mais robustos, adotando-se uma abordagem conservadora, os resultados apresentados deste ponto em diante consideram a metodologia (iii), proposta por (ARCANJO, 2018), que implica os menores valores de campo elétrico e, conseqüentemente, os menores raios de atração estimados.

Vale ressaltar, ainda, que essa metodologia foi validada segundo os resultados apresentados por (ARCANJO, 2018), para estruturas de 10 m e 60 m. No entanto, diferenças podem ser observadas entre tais resultados e os gráficos da Figura 5.12, decorrentes de parâmetros de entrada distintos entre as simulações. Dentre tais parâmetros, podem ser citados, por exemplo: o raio da estrutura aterrada – (ARCANJO, 2018) considera igual a 20 cm; a altitude da base da nuvem de tempestade – (ARCANJO,

2018) adota uma nuvem a 2,4 km de altura em relação ao solo; e a distância entre o topo do mastro e o segmento ao longo do qual é calculado o campo elétrico – em (ARCANJO, 2018), tais distâncias são variáveis <sup>4</sup>.

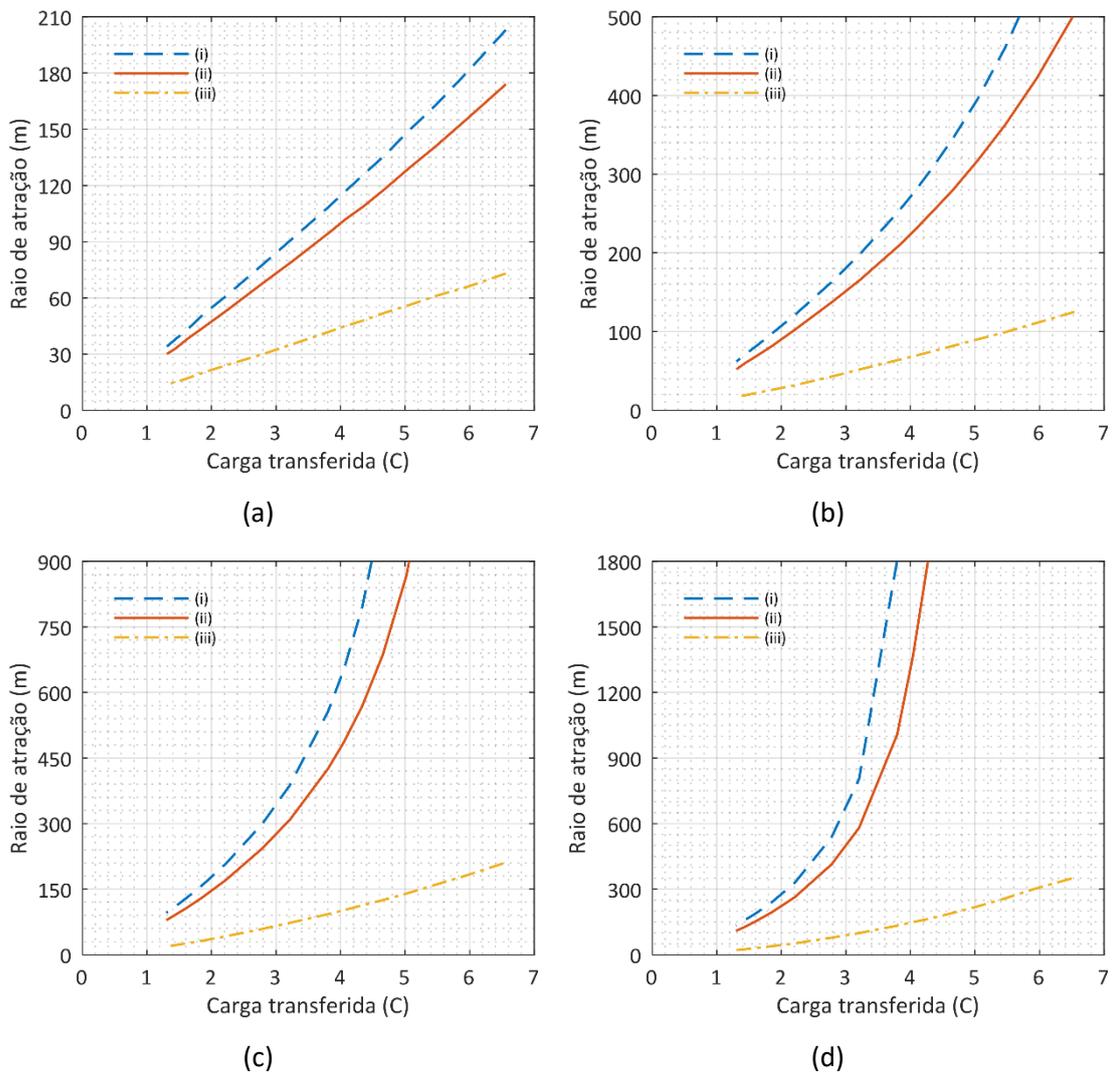


Figura 5.13 – Raio de atração em função da carga total transferida para estruturas aterradas com alturas distintas, considerando diferentes metodologias de cálculo: (i) pelo gradiente de potencial entre as extremidades da região de *streamers*; (ii) pelo gradiente de potencial médio ao longo da região de *streamers*; (iii) pelo gradiente de potencial médio ao longo de um segmento de 10 cm centrado a 2 m acima do mastro. Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m.

<sup>4</sup> Em seu trabalho, (ARCANJO, 2018) indica que o campo elétrico é calculado 1 m acima da estrutura aterrada. No entanto, por questões numéricas, o autor afirma que, nas simulações, o segmento de 10 cm ao longo do qual é calculado o gradiente de potencial é centrado acima da estrutura a distâncias que variam conforme a altura desta, sendo maiores para estruturas mais elevadas.

#### 5.4.2 Efeito da variação da altura da estrutura e do comprimento da região de *streamers*

Na Figura 5.14, são apresentados os gráficos de campo elétrico acima de mastros aterrados com alturas distintas, calculados considerando comprimentos da região de *streamers* emanados da estrutura iguais a 1 m, 2 m, 3 m e 5 m.

Em termos de campo elétrico, alguns pontos devem ser salientados. Primeiramente, para mastros mais elevados, mesmo quando o líder ainda está distante, já são observados campos elétricos intensos, devido ao efeito das cargas da nuvem de tempestade. Por essa razão, estruturas mais elevadas são mais propensas à incidência de descargas ascendentes, uma vez que as condições para iniciação de um UCL são mais propícias nesse caso.

Ademais, para uma mesma estrutura, observa-se que o campo elétrico tende a se reduzir quando considerado um maior comprimento da região de *streamers* emanados do topo do mastro. Tal comportamento já era esperado, uma vez que, considerando a metodologia de cálculo adotada, ao se estimar o campo elétrico médio em pontos mais afastados da extremidade da estrutura, os valores tendem a ser, de fato, menores.

Para estruturas mais baixas, há uma menor influência da extensão dos *streamers* sobre o gradiente de potencial estimado. Por outro lado, para a estrutura de 100 m, por exemplo, considerar um comprimento da região de *streamers* de apenas 1 m implica valores de campo elétrico muito elevados. Consequentemente, o gradiente de potencial crítico para iniciação do UCL, igual a 500 kV/ m, é alcançado quando a extremidade do líder ainda se encontra a altitudes consideráveis. Com isso, parece fisicamente consistente considerar que, a partir de estruturas mais altas, de fato emanam zonas de *streamers* mais longas.

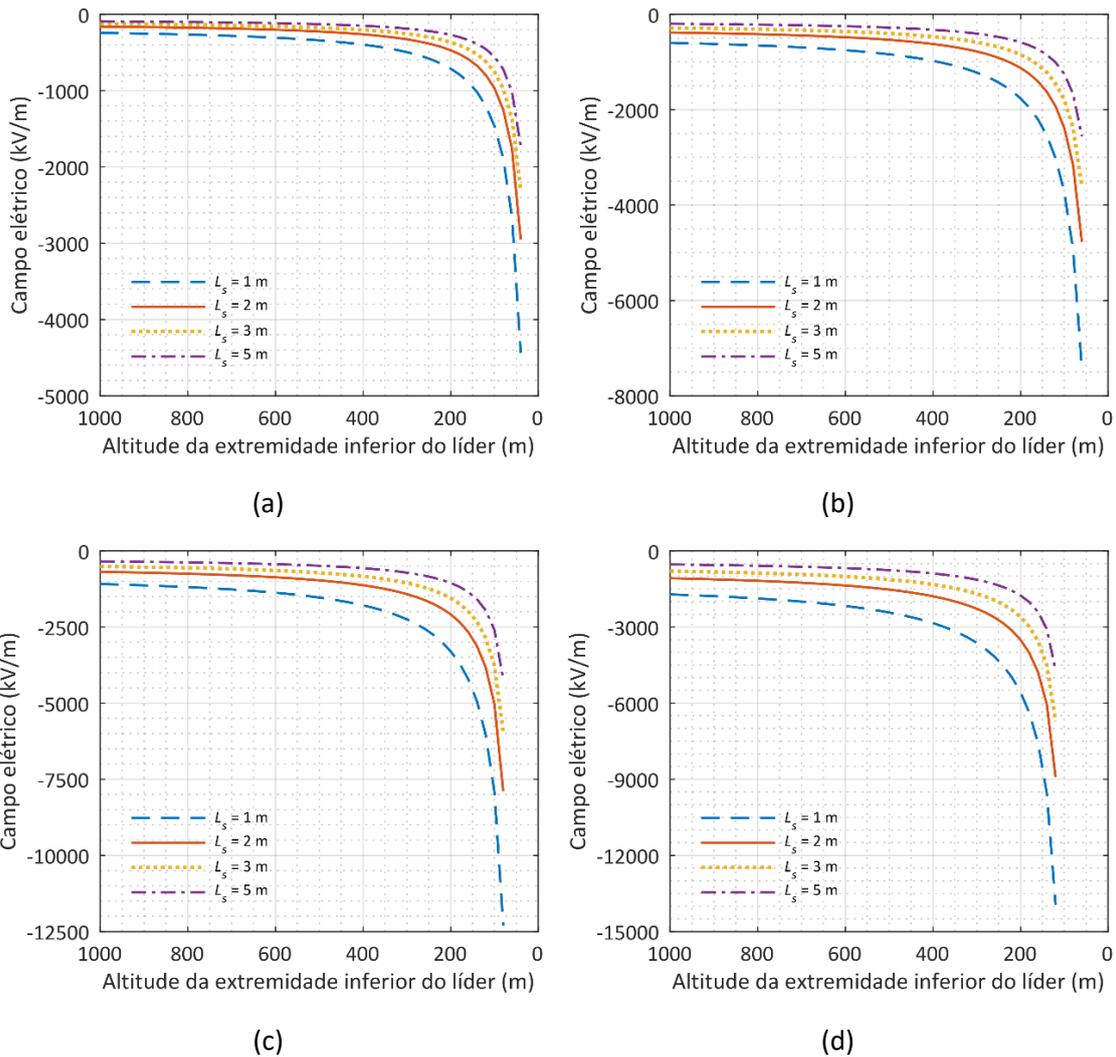


Figura 5.14 – Campo elétrico acima de estruturas com alturas distintas durante a propagação do líder bidirecional, considerando diferentes comprimentos da região de *streamers*. Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m.

Uma vez avaliados os efeitos de diversos parâmetros sobre o campo elétrico calculado, são selecionados alguns destes para a avaliação dos resultados em termos de raio de atração para estruturas aterradas. Nesse caso, as avaliações a seguir consideram a variação da altura do mastro e do comprimento da zona de *streamers*. Os demais parâmetros são mantidos constantes, pelas razões já discutidas nas seções anteriores.

Os gráficos de raio de atração em função da carga transferida, correspondentes às mesmas condições de cálculo de campo elétrico apresentadas nesta seção, são ilustrados na Figura 5.15. Observam-se raios de atração bastante elevados quando considerado o comprimento crítico mínimo da região de *streamers*,  $L_s$ , para estruturas mais elevadas, o que indica uma maior consistência de se considerarem zonas de

*streamers* mais extensas para tais estruturas. Por outro lado, para o mastro de 10 m, observam-se resultados consistentes quando adotados valores menores de  $L_s$ .

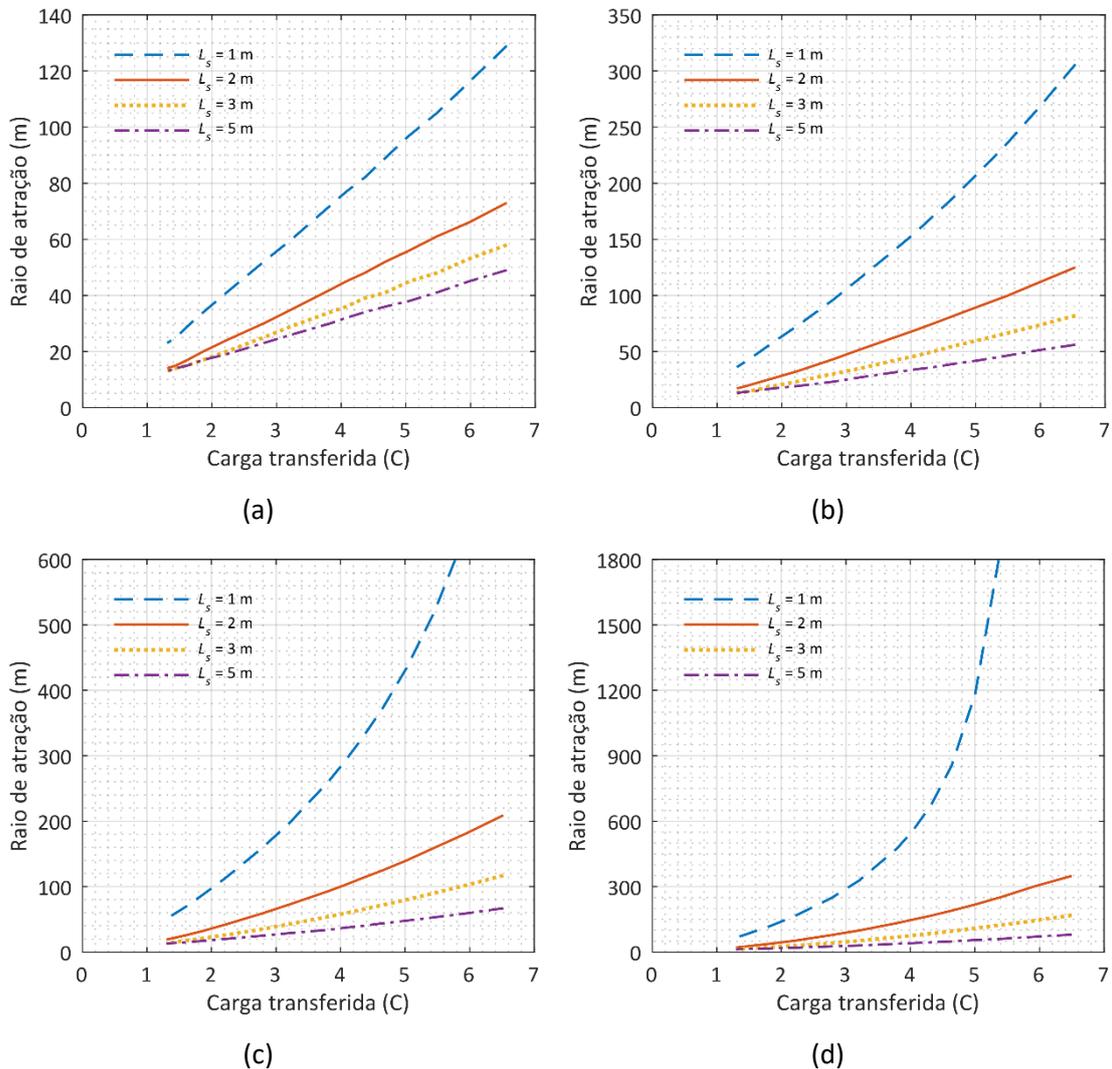


Figura 5.15 – Raio de atração em função da carga total transferida para estruturas aterradas com alturas distintas, considerando diferentes comprimentos da região de *streamers*. Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m.

Nesse ponto, é importante salientar como a presença da estrutura aterrada influencia no valor da carga transferida pela descarga de retorno. Tomando como exemplo os arranjos de nuvem para os quais as distribuições de cargas foram apresentadas na Figura 5.4, têm-se os valores da carga transferida na condição de incidência em solo plano e em estruturas aterradas sumarizados na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 – Carga total transferida pela descarga de retorno na condição de incidência em solo plano e em estruturas aterradas

Extensão horizontal do arranjo de nuvem (km)	Carga total transferida (C)				
	Incidência em solo plano	Incidência em estrutura aterrada			
		10 m	30 m	60 m	100 m
9	6,5847	6,5600	6,5412	6,5201	6,4974
10	5,9971	5,9747	5,9577	5,9386	5,9180
14	4,3765	4,3616	4,3487	4,3349	4,3211
22	2,8106	2,8013	2,7932	2,7845	2,7759
52	1,3126	1,3080	1,3042	1,3004	1,2957

Pelos valores apresentados nessa tabela, observa-se que há uma ligeira redução nos valores da carga total transferida à medida que a estrutura aumenta. Entretanto, a altura da estrutura não impacta significativamente na carga transferida quando da incidência do raio. Tal comportamento era esperado, já que, quando comparada à extensão total do líder bidirecional, a estrutura representa uma parcela muito pequena do caminho a ser percorrido pela descarga de retorno.

Por fim, os gráficos de raio de atração em função do valor de pico da corrente da descarga atmosférica correlacionado à carga total transferida, são ilustrados na Figura 5.16. É possível observar que, com o aumento da altura do mastro, há também um aumento nos valores de raio de atração observados. Esse comportamento é justificável pelo fato de o campo elétrico de fundo já ser intenso em regiões mais elevadas, de forma que já seja atingida a condição de iniciação do canal ascendente, mesmo quando o líder ainda se encontra distante da estrutura.

Além disso, uma vez que maiores comprimentos de *streamers* implicam campos elétricos menores, à medida que esse parâmetro aumenta, há uma consequente redução do raio de atração, isto é, o DL deve se aproximar mais da estrutura para que seja atingida a condição de campo elétrico crítico.

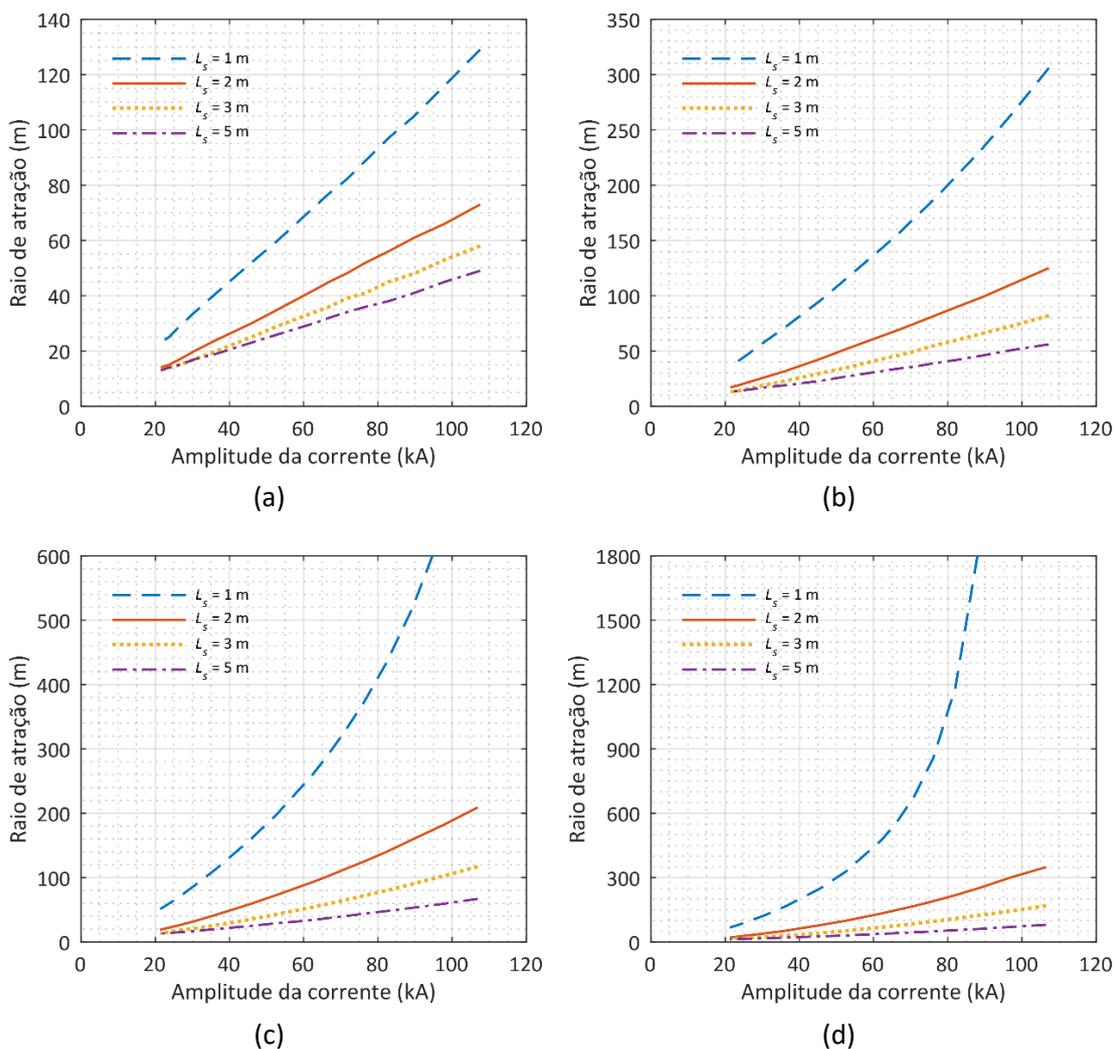


Figura 5.16 – Raio de atração em função da amplitude da corrente de retorno para estruturas aterradas com alturas distintas, considerando diferentes comprimentos da região de *streamers*. Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m.

Outro ponto interessante a ser salientado é que, para arranjos de nuvens com menores densidades de carga, há uma menor influência da altura da estrutura sobre os valores de raio de atração, dentro das condições adotadas nas simulações deste trabalho. A título de exemplo, considerando  $L_s = 2$  m, para a nuvem associada à menor amplitude da corrente de retorno, o raio de atração do menor para o maior mastro varia apenas de 14 m a 21 m.

Além disso, é interessante observar que, para a metodologia de cálculo do campo elétrico considerada, os valores do raio de atração para a estrutura de 10 m somados à altura do mastro são inferiores ao valor estimado para o solo plano. Nesse caso, adotando como critério de estabelecimento do raio de atração a iniciação do canal

ascendente a partir da estrutura, quando se comparam as altitudes da extremidade do DL nas duas situações, observa-se que o líder seria interceptado pelo solo plano antes de alcançar a distância de indução em relação à estrutura.

Até então, está evidente que a incidência de raios em estruturas aterradas sofre uma influência considerável da altura da estrutura e do comprimento crítico da região de *streamers*. Por isso, a fim de avaliar quais considerações melhor se ajustam aos resultados existentes na literatura, a seção a seguir propõe comparações entre os resultados alcançados neste estudo e aqueles obtidos a partir de outros modelos.

### 5.4.3 Comparação com resultados obtidos em outros trabalhos

Na Figura 5.17, são apresentadas as curvas de raio de atração obtidas para mastros de diferentes alturas e com comprimentos críticos da região de *streamers* também variáveis, em comparação com as curvas resultantes das expressões propostas por (YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963), (ERIKSSON, 1987b) e (RIZK, 1990), indicadas nas Equações (2.2), (2.3) e (2.4), respectivamente. Tais expressões foram desenvolvidas para fins de aplicação de proteção de linhas de transmissão, considerando a incidência de raios em configurações horizontais de condutores.

É importante salientar que a Equação (2.2), proposta por (YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963), é indicada apenas para estruturas a partir de 18 m de altura. Por isso, para o mastro de 10 m, deve ser adotada a Equação (2.1), utilizando os coeficientes sumarizados na Tabela 2.2.

Também nessa figura, é indicada a curva resultante da expressão de (ERIKSSON, 1987a), que define o raio de atração para estruturas proeminentes, como torres e mastros, dada pela Equação (5.1)<sup>5</sup>.

---

<sup>5</sup> Em seu trabalho, (ERIKSSON, 1987b) propõe uma expressão modificada para o caso da incidência em condutores horizontais, dada pela Equação (2.3). Essa expressão resultada da multiplicação da Equação (5.1) por um fator igual a 0,8, uma vez que, para configurações de condutores horizontais, esperam-se raios de atração cerca de 80% dos valores correspondentes a estruturas proeminentes.

$$R = 0,84h^{0,6}I_p^{0,74} \quad (5.1)$$

em que:

- $I_p$  é a amplitude da corrente de retorno, em [kA];
- $h$  é a altura da torre ou mastro, em [m].

Ademais, para as estruturas de 10 m, 30 m e 100 m da Figura 5.17, são ilustradas as curvas obtidas por (COORAY et al., 2014), a partir da aplicação do SLIM, apresentado na Seção 3.3.4. Nesse trabalho, os autores consideraram mastros de alturas também variáveis, com um raio fixo de 10 cm, assim como as estruturas aqui avaliadas.

Observa-se que, tomando como referência as curvas propostas pelos demais autores, para estruturas mais elevadas, há uma maior concordância com as curvas relativas aos *streamers* mais longos. No caso do mastro de 100 m, por exemplo, a curva obtida neste estudo considerando um comprimento de 3 m para a região de *streamers* é a que mais se aproxima dos resultados obtidos por (YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963) e (COORAY et al., 2014). Além disso, para as estruturas de 60 m e 100 m, os resultados obtidos considerando  $L_s = 1$  m são os mais discrepantes em relação às demais curvas, sobretudo quando se consideram correntes com valores de pico mais significativos.

Por outro lado, para o mastro de 10 m, as curvas de referência se aproximam daquela cuja extensão da zona de *streamers* adotada é 1 m. No caso do mastro de 30 m, há uma tendência de que o valor de  $L_s$  que melhor se ajuste às demais curvas esteja entre 1 m e 2 m.

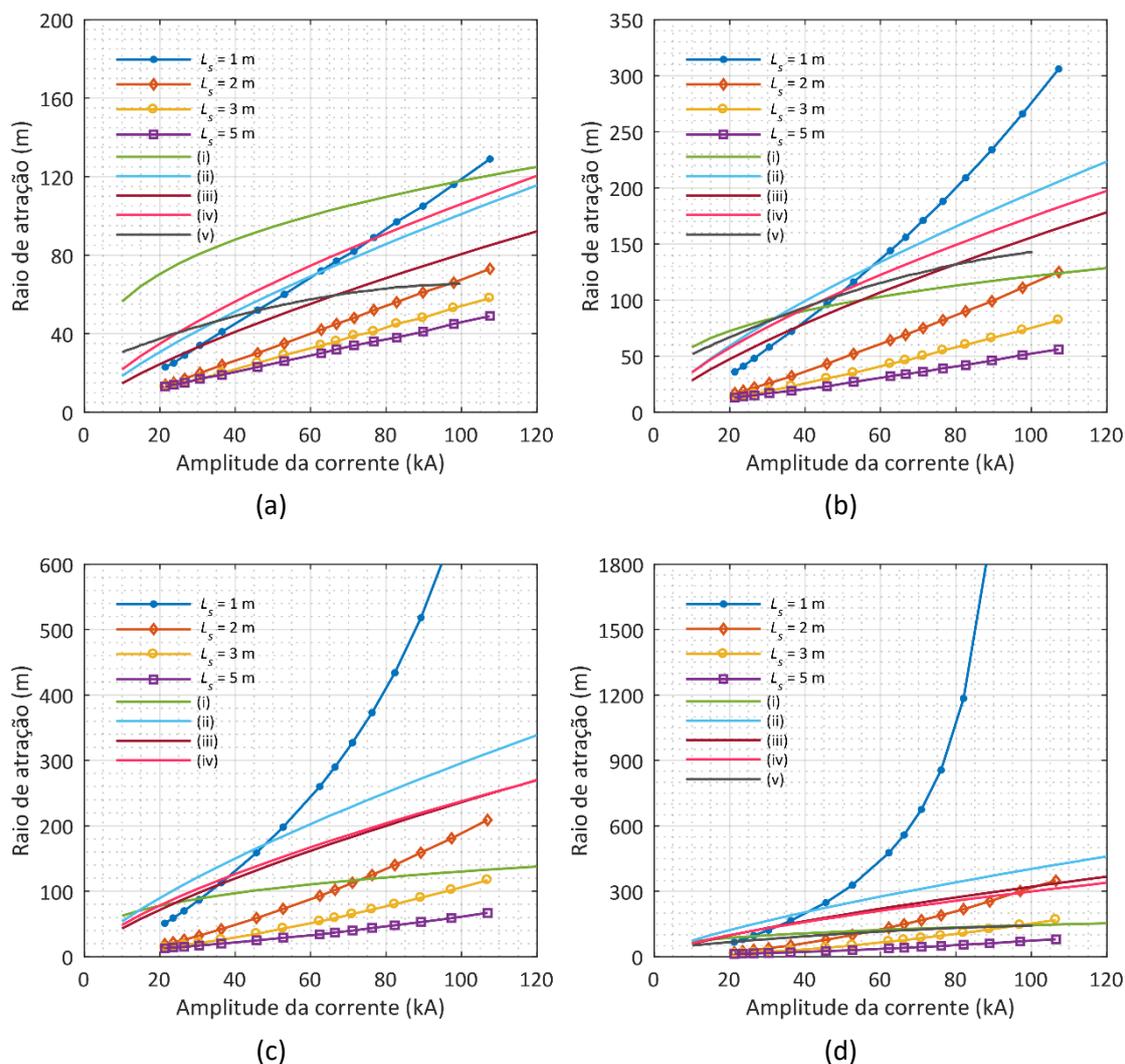


Figura 5.17 – Raio de atração para estruturas aterradas em função da amplitude da corrente de retorno. As linhas com marcadores correspondem aos resultados deste trabalho, considerando diferentes comprimentos da zona de *streamers*. As linhas sólidas sem marcadores resultam das equações propostas por (i) (YOUNG; CLAYTON; HILEMAN, 1963), (ii) (ERIKSSON, 1987a), (iii) (ERIKSSON, 1987b) e (iv) (RIZK, 1990). A curva (v) foi extraída de (COORAY et al., 2014). Resultados apresentados para mastros de (a) 10 m, (b) 30 m, (c) 60 m e (d) 100 m.

Enfim, a Figura 5.18 apresenta uma comparação entre os resultados de raio de atração para estruturas aterradas obtidos neste trabalho, com aqueles calculados a partir da Equação (2.1) associada ao método eletrogeométrico, utilizando os coeficientes sumarizados na Tabela 2.2. As curvas consideram os resultados obtidos para mastros de 10 m a 100 m, para *streamers* com 2 m de comprimento.

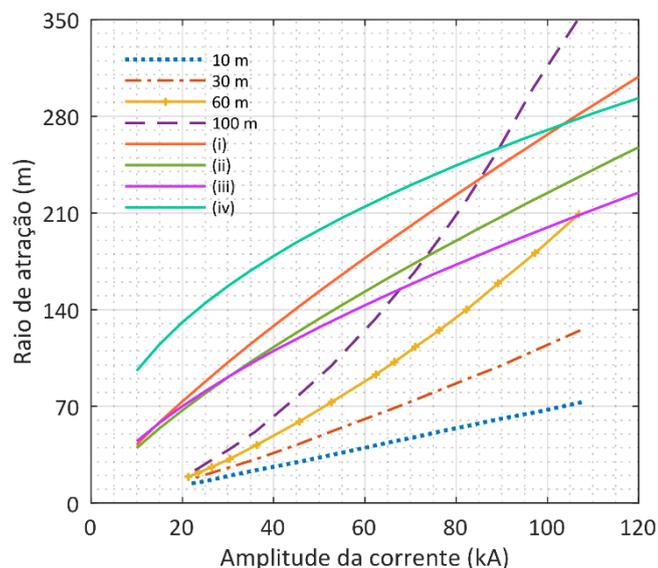


Figura 5.18 – Raio de atração para estruturas aterradas em função da amplitude da corrente de retorno, considerando mastros de 10 m a 100 m. As linhas sólidas sem marcadores resultam das expressões propostas por (i) (ARMSTRONG; WHITEHEAD, 1968), (ii) (BROWN; WHITEHEAD, 1969), (iii) (ABNT NBR, 2015; LOVE, 1973) e (iv) (VISACRO; GUIMARAES; MURTA VALE, 2017).

Apesar da notável variação dos valores de raio de atração com a altura do mastro aterrado, as curvas obtidas a partir das expressões de referência não consideram a variação da altura da estrutura na estimativa do raio de atração e indicam resultados bastante superiores aos obtidos para estruturas mais baixas, nas condições de cálculo do campo elétrico consideradas.

As curvas resultantes dos trabalhos de (ARMSTRONG; WHITEHEAD, 1968; BROWN; WHITEHEAD, 1969), fundamentados em análises de incidência em linhas de transmissão, quase sempre indicam valores de raio de atração superiores aos estimados neste estudo. Mesmo a curva proposta por (VISACRO; GUIMARAES; MURTA VALE, 2017), que, por sua vez, resulta da avaliação de incidência em um mastro de 60 m, apresenta valores superiores aos obtidos neste estudo para um mastro de mesmo comprimento.

Nesse contexto, é interessante apontar que, segundo o EGM, devido aos menores valores de raio de atração associados, as estruturas mais baixas demandariam sistemas de proteção contra descargas atmosféricas mais sensíveis. No entanto, considerando a presença de estruturas mais elevadas em suas proximidades, há grande probabilidade

de o líder ser interceptado por tais estruturas. Dessa forma, as estruturas mais baixas estariam mais protegidas.

## **5.5 Considerações finais**

A partir das análises apresentas ao longo deste capítulo, é possível observar que os valores de raio de atração apresentam uma variação significativa quando obtidos a partir de metodologias distintas. Coube à autora deste trabalho somente o papel de apontar o impacto de algumas considerações na avaliação da atratividade do solo plano e de estruturas aterradas, mas não de estabelecer uma única metodologia a ser utilizada em todos os casos.

Observa-se que a metodologia a ser aplicada depende também dos objetivos de análise e dos parâmetros de entrada a serem considerados, como o raio do canal de descarga, as dimensões da estrutura aterrada e o modelo da nuvem de tempestade. Uma vez estabelecidos quais parâmetros do fenômeno se deseja avaliar, é possível definir uma metodologia mais viável para as análises desejadas, considerando as condições que sejam o mais representativas possíveis.

Ademais, uma vez que tais metodologias são fundamentadas em premissas distintas, seja quanto ao modelo da nuvem de tempestade, à distribuição de cargas e outros parâmetros do canal e da estrutura, ou mesmo à condição de campo crítico para a estimativa do raio de atração, os resultados também se diferem, de acordo com o grau de conservadorismo de cada metodologia. Premissas mais conservadoras, como um campo crítico mais elevado, por exemplo, tendem a implicar raios de atração menores.

---

## 6 Conclusão

---

Este trabalho apresentou as relações entre o raio de atração e a carga transferida e a amplitude da corrente de primeiras descargas descendentes negativas, considerando a avaliação da incidência em solo plano e em estruturas aterradas. Assim como as demais metodologias desenvolvidas por outros autores nesse contexto, a abordagem aqui proposta baseia-se em várias suposições simplificadoras, mas considera importantes aspectos físicos do desenvolvimento do líder e da estimativa da carga transferida e da amplitude da corrente de retorno associada.

A metodologia deste trabalho é fundamentada em um modelo eletrostático por partes de cargas da nuvem de tempestade, que inicia um líder bipolar vertical que se desenvolve bidirecionalmente. Por uma questão de simplicidade, neste trabalho, o líder é considerado um condutor elétrico perfeito, apesar de sua resistência finita em uma descarga real. Além disso, as ramificações do canal são negligenciadas.

Vale ressaltar que este trabalho consiste em uma prospecção para aplicação do modelo do líder bidirecional na estimativa do raio de atração, buscando fornecer subsídios para discussões acerca dos efeitos de determinados parâmetros considerados nessa estimativa. Um aspecto deste estudo que merece destaque é a avaliação dos efeitos de diversos parâmetros associados ao fenômeno de incidência de um raio. Tal avaliação tem o papel de explicitar quão impactantes determinadas considerações podem ser, em termos de estimativa dos valores de raio de atração. Para essa avaliação, foram desenvolvidas inúmeras simulações, de forma a contemplar os efeitos de cada parâmetro durante o desenvolvimento do líder bidirecional, para os diversos arranjos da nuvem de tempestade, considerando cada metodologia de cálculo do campo elétrico.

No contexto da incidência em solo plano, tais observações devem ser salientadas:

- i. o efeito das cargas espaciais da camada de corona na superfície do solo, apesar de não ser esperado em um solo hipoteticamente plano, tende a atenuar o campo elétrico na superfície do solo e, conseqüentemente, resulta em valores de raio de atração ligeiramente inferiores;

- ii. dentre as metodologias de cálculo do gradiente de potencial entre o líder e o solo avaliadas, ainda que os resultados obtidos dentro das condições simuladas sejam os mesmos, o esforço computacional é bastante inferior quando se considera o campo obtido diretamente da diferença de potencial entre o líder e o solo, dividida pela altitude da extremidade inferior do líder;
- iii. a incerteza do raio adotado para o líder e o canal de descarga apresenta considerável influência na estimativa do raio de atração em função da carga transferida e da amplitude da corrente associada, uma vez que tal parâmetro impacta diretamente na densidade de cargas ao longo do canal.

No caso das estruturas aterradas, salientam-se as seguintes observações:

- i. a metodologia de cálculo do campo elétrico acima da estrutura impacta de forma significativa na estimativa dessa grandeza elétrica, uma vez que, ao se afastar a região de cálculo do campo elétrico da extremidade da estrutura, onde há uma variação abrupta do potencial, observam-se gradientes de potencial menos intensos;
- ii. o campo elétrico acima da estrutura tende a se reduzir quando considerado um maior comprimento da região de *streamers* emanados do topo do mastro e, conseqüentemente, os valores de raio de atração estimados a partir da condição de indução do UCL também são inferiores;
- iii. o aumento da altura da estrutura implica valores de raio de atração maiores, uma vez que, devido ao campo elétrico de fundo mais intenso em maiores altitudes, a condição de iniciação do canal ascendente é atingida quando o líder ainda se encontra distante da estrutura;
- iv. a consideração de que, a partir de estruturas mais elevadas, emanam zonas de *streamers* mais extensas implica resultados de raio de atração mais consistentes, inclusive quando comparados com as curvas obtidas a partir de outras metodologias.

Dessa forma, fica claro que as suposições de um determinado modelo são passíveis de apresentar uma influência significativa sobre a relação entre o raio de

atração e a amplitude da corrente de retorno. Assim, em face a diferentes fontes de incertezas, um grau mínimo de consistência física é altamente recomendado em qualquer avaliação de atratividade, seja do solo ou de estruturas aterradas. Nesse caso, é importante salientar que a aplicação de uma determinada metodologia em estudos de atratividade depende não apenas do nível de complexidade demandado pelo caso avaliado, como também dos objetivos de análise e dos parâmetros de entrada a serem considerados.

## **6.1 Resultados obtidos**

Finalmente, conquistas importantes deste trabalho podem ser destacadas:

- a aplicação de um modelo de líder fisicamente consistente, fundamentado no conceito de Kasemir de um líder bipolar bidirecional, na avaliação da atratividade do solo plano e de estruturas aterradas;
- a caracterização do processo da descarga de retorno como adição e redistribuição de cargas no canal, e não o conceito usual de descarregamento do canal, durante as avaliações realizadas;
- a análise de sensibilidade do efeito do raio do líder no comportamento das curvas de raio de atração em função de parâmetros elétricos da descarga;
- a avaliação das considerações acerca do cálculo do campo elétrico para a estimativa do raio de atração;
- a análise de sensibilidade do efeito da altura da estrutura aterrada no comportamento do campo elétrico acima da estrutura e, conseqüentemente, nas curvas de raio de atração em função de parâmetros elétricos da descarga;
- a comparação dos resultados obtidos neste trabalho com diversos outros apresentados na literatura, inclusive, com modelos adotados em normas de proteção contra descargas atmosféricas.

## **6.2 Propostas de continuidade**

Por fim, como propostas de temas para trabalhos futuros, pode-se sugerir:

- a partir dos parâmetros avaliados, ajustar a metodologia apresentada, de forma que ela seja o mais representativa possível no sentido de reduzir as incertezas observadas nos modelos de incidência existentes;
- uma vez alcançado um consenso quanto aos parâmetros que influenciam nos valores de raio de atração, a metodologia apresentada pode ser estendida para situações em que se considera o líder bipolar afastado da estrutura também lateralmente, assim como a variação do relevo local;
- outro parâmetro a ser avaliado é o efeito do raio da estrutura aterrada sobre o cálculo do campo elétrico e, conseqüentemente, na estimativa do raio de atração;
- apesar das análises deste trabalho adotarem como referência o modelo-base da nuvem de tempestade proposto por (MAZUR; RUHNKE, 1998), a metodologia aqui apresentada por ser facilmente estendida para outros modelos de nuvem de tempestade existentes na literatura;
- as análises de incidência em estruturas aterradas deste trabalho consideram o conceito do raio de atração dado pela condição de indução do canal ascendente, no entanto, o modelo proposto também pode ser aplicado para avaliação de outros conceitos de raio de atração, como a distância de salto final, por exemplo;
- as simulações deste trabalho foram desenvolvidas em MATLAB, mas é interessante avaliar o esforço computacional a partir de outras linguagens de programação, como Julia e Python.

---

## 7 Referências

---

ABNT NBR. **5419-1 - Proteção contra descargas atmosféricas - Parte 1: Princípios gerais**, 2015.

ALMEIDA, Gabriel Luiz Silva; VISACRO, Silvério. A new approach for modeling the ground in negative cloud-to-ground lightning simulation by an electrostatic-by-step representation of leaders. *In: XII INTERNATIONAL CONFERENCE ON GROUNDING & 9TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PHYSICS AND EFFECTS 2021*, Belo Horizonte. **Anais**. Belo Horizonte p. 25–30.

ARCANJO, Marcelo Augusto Sousa. **Modelo computacional para simulação da formação do canal de descargas atmosféricas: desenvolvimento e aplicação para monitoramento da evolução das grandezas elétricas envolvidas**. 2018. Universidade Federal de Minas Gerais, 2018. Disponível em: <https://www.ppgee.ufmg.br/defesas/1564M.PDF>.

ARCANJO, Marcelo; MAZALA, Kevin; GUIMARAES, Miguel; VISACRO, Silverio. Estimating the electric field above the top of grounded structures upon UCL initiation in CG lightning from close E-field measured over the ground. *In: 2018 34TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION (ICLP) 2018*, **Anais: IEEE**, 2018. p. 1–5. DOI: 10.1109/ICLP.2018.8503316. Disponível em: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8503316/>.

ARMSTRONG, H.; WHITEHEAD, Edwin. Field and Analytical Studies of Transmission Line Shielding. **IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems**, v. PAS-87, n. 1, p. 270–281, 1968. DOI: 10.1109/TPAS.1968.291999. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4073443/>.

BAZELYAN, E. M.; RAIZER, Yu. P.; ALEKSANDROV, N. L. The effect of space charge produced by corona at ground level on lightning attachment to high objects. **Atmospheric Research**, v. 153, p. 74–86, 2015. DOI: 10.1016/j.atmosres.2014.07.018. Disponível em: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0169809514002816>.

BAZELYAN, E. M.; RAIZER, Yu P. **Lightning Physics and Lightning Protection**. London, United Kingdom: IOP Publishing Ltd, 2000.

BECERRA, M.; COORAY, V. A Simplified Physical Model to Determine the Lightning Upward Connecting Leader Inception. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 21, n. 2, p. 897–908, 2006. a. DOI: 10.1109/TPWRD.2005.859290. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/1610705/>.

BECERRA, M.; COORAY, V.; ROMAN, F. Lightning striking distance of complex structures. **IET Generation, Transmission & Distribution**, v. 2, n. 1, p. 131, 2008. DOI: 10.1049/iet-gtd:20070099. Disponível em: [https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/iet-gtd\\_20070099](https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/iet-gtd_20070099).

BECERRA, Marley; COORAY, Vernon. A self-consistent upward leader propagation model. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 39, n. 16, p. 3708–3715, 2006. b. DOI: 10.1088/0022-3727/39/16/028. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/39/16/028>.

BECERRA, Marley; COORAY, Vernon. Time dependent evaluation of the lightning upward connecting leader inception. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 39, n. 21, p. 4695–4702, 2006. c. DOI: 10.1088/0022-3727/39/21/029. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/39/21/029>.

BERGER, K. Methods and results of lightning records at Monte San Salvatore from 1963–1971. **Elektrotech**, v. 63, p. 21403–22, 1972.

BERGER, K.; VOGELSDANGER. Measurement and results of lightning records at Monte San Salvatore from 1955–1963. **Elektrotech**, v. 56, p. 2–22, 1965.

BROWN, Gordon W.; WHITEHEAD, Edwin R. Field and Analytical Studies of Transmission Line Shielding: Part II. **IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems**, v. PAS-88, n. 5, p. 617–626, 1969. DOI: 10.1109/TPAS.1969.292350. Disponível em: <https://ieeexplore.ieee.org/document/4073876/>.

CARRARA, G.; THIONE, L. Switching surge strength of large air gaps: A physical approach. **IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems**, v. 95, n. 2, p. 512–524, 1976. DOI: 10.1109/T-PAS.1976.32131. Disponible em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/1601733/>.

COORAY, Vernon (ED.). **Lightning Protection**. Institution of Engineering and Technology, 2010. DOI: 10.1049/PBPO058E. Disponible em: <https://digital-library.theiet.org/content/books/po/pbpo058e>.

COORAY, Vernon (ED.). **Lightning Electromagnetics**. The Institution of Engineering and Technology, Michael Faraday House, Six Hills Way, Stevenage SG1 2AY, UK: IET, 2012. DOI: 10.1049/PBPO062E. Disponible em: <https://digital-library.theiet.org/content/books/po/pbpo062e>.

COORAY, Vernon. On the attachment of lightning flashes to grounded structures with special attention to the comparison of SLIM with CVM and EGM. **Journal of Electrostatics**, v. 71, n. 3, p. 577–581, 2013. DOI: 10.1016/j.elstat.2012.11.035. Disponible em: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304388612001490>.

COORAY, Vernon. **An Introduction to Lightning**. Dordrecht: Springer Netherlands, 2015. DOI: 10.1007/978-94-017-8938-7. Disponible em: <http://link.springer.com/10.1007/978-94-017-8938-7>.

COORAY, Vernon; KUMAR, Udaya; RACHIDI, Farhad; NUCCI, Carlo Alberto. On the possible variation of the lightning striking distance as assumed in the IEC lightning protection standard as a function of structure height. **Electric Power Systems Research**, v. 113, p. 79–87, 2014. DOI: 10.1016/j.epsr.2014.03.017. Disponible em: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0378779614001047>.

COORAY, Vernon; RAKOV, Vladimir; THEETHAYI, Nelson. The lightning striking distance—Revisited. **Journal of Electrostatics**, v. 65, n. 5–6, p. 296–306, 2007. DOI: 10.1016/j.elstat.2006.09.008. Disponible em: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304388606001203>.

DARVENIZA, M. A modification to the rolling sphere method for positioning air terminals for lightning protection of buildings. *In: PROCEEDINGS OF THE 25TH INTERNATIONAL*

CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION (ICLP) 2000, Rhodes, Greece. **Anais**. Rhodes, Greece p. 904–908.

DE CONTI, Alberto Resende. **Modelos para Definição de Ondas de Corrente e Tensão Representativas das Solicitações de Sistemas de Distribuição por Descargas Atmosféricas**. 2006. Universidade Federal de Minas Gerais, 2006.

DELLERA, L.; GARBAGNATI, E. Lightning stroke simulation by means of the leader progression model. I. Description of the model and evaluation of exposure of free-standing structures. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 5, n. 4, p. 2009–2022, 1990.

a. DOI: 10.1109/61.103696. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/103696/>.

DELLERA, L.; GARBAGNATI, E. Lightning stroke simulation by means of the leader progression model. II. Exposure and shielding failure evaluation of overhead lines with assessment of application graphs. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 5, n. 4, p. 2023–2029, 1990.

b. DOI: 10.1109/61.103697. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/103697/>.

ERIKSSON, A. J. **The Lightning Ground Flash: an Engineering Study**. 1979. University of Natal, Pretoria, 1979.

ERIKSSON, A. J. The Incidence of Lightning Strikes to Power Lines. **IEEE Power Engineering Review**, v. PER-7, n. 7, p. 66–67, 1987.

a. DOI: 10.1109/MPER.1987.5526996. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/5526996/>.

ERIKSSON, A. J. An Improved Electrogeometric Model for Transmission Line Shielding Analysis. **IEEE Power Engineering Review**, v. PER-7, n. 7, p. 67–68, 1987.

b. DOI: 10.1109/MPER.1987.5526997. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/5526997/>.

GALLIMBERTI, I. The mechanism of the long spark formation. **Le Journal de Physique Colloques**, [S. l.], v. 40, n. C7, p. C7-193-C7-250, 1979. DOI: 10.1051/jphyscol:19797440.

Disponível em: <http://www.edpsciences.org/10.1051/jphyscol:19797440>.

GAY-LUSSAC, F.; POUILLET, C. **Introduction sur les paratonnères**. Pais, France: Adopteè

par l'Académie des Sciences, 1823.

GOELIAN, N.; LALANDE, P.; BONDIOU-CLERGERIE, A.; BACCHIEGA, G. L.; GAZZANI, A.; GALLIMBERTI, I. A simplified model for the simulation of positive-spark development in long air gaps. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 30, n. 17, p. 2441–2452, 1997. DOI: 10.1088/0022-3727/30/17/010. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/30/17/010>.

GOLDE, R. H. The frequency of occurrence and the distribution of lightning flashes to transmission lines. **Electrical Engineering**, v. 64, n. 12, p. 902–910, 1945. DOI: 10.1109/EE.1945.6441405. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/6441405/>.

GOLDE, R. H. **Lightning Protection**. London: Edward Arnold, 1973.

GOLDE, R. H. The lightning conductor. *In: Lightning, vol. 2: Lightning Protection*. New York: Academic Press, 1977. p. 545–76.

GUIMARÃES, Miguel de Brito. **Observação e modelagem dos processos físicos envolvidos na formação das descargas atmosféricas**. 2017. Tese (doutorado) Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de Engenharia, 2017.

GUIMARAES, Miguel; VALE, Maria Helena; VISACRO, Silverio. Electric Field During Upward Connecting Leader Initiation in Negative Cloud-to-Ground Lightning Measured at a 50-m Distance. **IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility**, v. 60, n. 6, p. 2061–2064, 2018. DOI: 10.1109/TEMC.2018.2801565. Disponível em: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8299441/>.

IEC. **IEC 62305-1 - Protection against lightning - Part 1: General principles**, 2010.

IEEE. **IEEE Guide for Direct Lightning Stroke Shielding of Substations** IEEE Power and Energy Society, , 2012.

KASEMIR, Heinz W. A contribution to the electrostatic theory of a lightning discharge. **Journal of Geophysical Research**, v. 65, n. 7, p. 1873–1878, 1960. DOI: 10.1029/JZ065i007p01873. Disponível em: <http://doi.wiley.com/10.1029/JZ065i007p01873>.

KASEMIR, Heinz Wolfram. Qualitative Übersicht über Potential-, Feld- und Ladungsverhältnisse bei einer Blitzentladung in der Gewitterwolke. *In*: ISRAEL, H. (ed.). **Das Gewitter**. Leipzig, Germany: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, 1950. p. 112–126.

LALANDE, P. **Study of the lightning stroke conditions on a grounded structure**. 1996. Office National d'Etudes et de Recherches Aerospatiales ONERA, 1996.

LALANDE, Philippe; BONDIOU-CLERGERIE, Anne; BACCHIEGA, G.; GALLIMBERTI, I. Observations and modeling of lightning leaders. **Comptes Rendus Physique**, v. 3, n. 10, p. 1375–1392, 2002. DOI: 10.1016/S1631-0705(02)01413-5. Disponível em: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1631070502014135>.

LEE, Ralph H. Protection Zone for Buildings Against Lightning Strokes Using Transmission Line Protection Practice. **IEEE Transactions on Industry Applications**, v. IA-14, n. 6, p. 465–469, 1978. DOI: 10.1109/TIA.1978.4503576. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4503576/>.

LEE, Ralph H. Lightning Protection of Buildings. **IEEE Transactions on Industry Applications**, v. IA-15, n. 3, p. 236–240, 1979. DOI: 10.1109/TIA.1979.4503648. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4503648/>.

LES RENARDIÈRES, Group. **Positive discharges in long air gaps – 1975 results and conclusions***Electra* **53**, 1977.

LODGE, O. J. **Lightning Conductors and Lightning Guards**. London: Whittaker and Co, 1892.

LÓPEZ, Jesús A.; MONTANYÀ, Joan; VELDE, Oscar A.; PINEDA, Nicolau; SALVADOR, Albert; ROMERO, David; ARANGUREN, Daniel; TABORDA, John. Charge Structure of Two Tropical Thunderstorms in Colombia. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 124, n. 10, p. 5503–5515, 2019. DOI: 10.1029/2018JD029188. Disponível em: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018JD029188>.

LOURO, Raphael Batista Borges. **Análise da formação de descargas atmosféricas baseada na aplicação do modelo do leader bidirecional**. 2017. Universidade Federal de Minas Gerais, 2017.

LOVE, Earl Ronald. **Improvements on lightning stroke modelling and applications to the design of EHV and UHV transmission lines**. 1973. University of Colorado, 1973.

MALIK, N. H. A review of the charge simulation method and its applications. **IEEE Transactions on Electrical Insulation**, v. 24, n. 1, p. 3–20, 1989. DOI: 10.1109/14.19861. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/19861/>.

MARSHALL, Thomas C.; STOLZENBURG, Maribeth. Estimates of cloud charge densities in thunderstorms. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 103, n. D16, p. 19769–19775, 1998. DOI: 10.1029/98JD01674. Disponível em: <http://doi.wiley.com/10.1029/98JD01674>.

MASLOWSKI, Grzegorz; RAKOV, Vladimir A. Review of recent developments in lightning channel corona sheath research. **Atmospheric Research**, v. 129–130, p. 117–122, 2013. DOI: 10.1016/j.atmosres.2012.05.028. Disponível em: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S016980951200227X>.

MAZUR, Vladislav. **Principles of Lightning Physics**. IOP Publishing, 2016. DOI: 10.1088/978-0-7503-1152-6. Disponível em: <http://iopscience.iop.org/book/978-0-7503-1152-6>.

MAZUR, Vladislav; RUHNKE, Lothar H. Model of electric charges in thunderstorms and associated lightning. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 103, n. D18, p. 23299–23308, 1998. DOI: 10.1029/98JD02120. Disponível em: <http://doi.wiley.com/10.1029/98JD02120>.

MOUSA, A. M. Proposed research on the collection volume method/field intensification method for the placement of air terminals on structures. *In*: IEEE POWER ENGINEERING SOCIETY GENERAL MEETING (IEEE CAT. NO.03CH37491) 2003, **Anais**. IEEE, 2003. p. 301–305. DOI: 10.1109/PES.2003.1267187. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/1267187/>.

MOUSA, A. M.; SRIVASTAVA, K. D. Effect of shielding by trees on the frequency of lightning strokes to power lines. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 3, n. 2, p. 724–732, 1988. DOI: 10.1109/61.4311. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4311/>.

MOUSA, A. M.; SRIVASTAVA, K. D. The lightning performance of unshielded steel-structure transmission lines. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 4, n. 1, p. 437–445, 1989. DOI: 10.1109/61.19234. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/19234/>.

MOUSA, Abdul M.; SRIVASTAVA, K. D. The distribution of lightning strokes to towers and along the span of shielded and unshielded power lines. **Canadian Journal of Electrical and Computer Engineering**, v. 15, n. 3, p. 115–122, 1990. DOI: 10.1109/CJECE.1990.6591469. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/6591469/>.

PETROV, N. I.; WATERS, R. T. Determination of the striking distance of lightning to earthed structures. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences**, v. 450, n. 1940, p. 589–601, 1995. DOI: 10.1098/rspa.1995.0102. Disponível em: <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1995.0102>.

PREECE, W. H. On the space protected by a lightning conductor. **Phyl. Mag.**, v. 9, p. 427–30, 1880.

PROCTOR, David E. Regions where lightning flashes began. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. D3, p. 5099, 1991. DOI: 10.1029/90JD02120. Disponível em: <http://doi.wiley.com/10.1029/90JD02120>.

RAKOV, Vladimir A.; UMAN, Martin A. **Lightning: Physics and Effects**. 1st. ed. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2003.

RIZK, F. A. M. A model for switching impulse leader inception and breakdown of long air-gaps. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 4, n. 1, p. 596–606, 1989. DOI: 10.1109/61.19251. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/19251/>.

RIZK, F. A. M. Modeling of transmission line exposure to direct lightning strokes. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 5, n. 4, p. 1983–1997, 1990. DOI: 10.1109/61.103694. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/103694/>.

RIZK, F. A. M. Modeling of lightning incidence to tall structures. I. Theory. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 9, n. 1, p. 162–171, 1994. a. DOI:

10.1109/61.277673. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/277673/>.

RIZK, F. A. M. Modeling of lightning incidence to tall structures. II. Application. **IEEE Transactions on Power Delivery**, v. 9, n. 1, p. 172–193, 1994. b. DOI: 10.1109/61.277690. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/277690/>.

SABA, M. M. F.; PAIVA, A. R.; SCHUMANN, C.; FERRO, M. A. S.; NACCARATO, K. P.; SILVA, J. C. O.; SIQUEIRA, F. V. C.; CUSTÓDIO, D. M. Lightning attachment process to common buildings. **Geophysical Research Letters**, v. 44, n. 9, p. 4368–4375, 2017. DOI: 10.1002/2017GL072796. Disponível em: <http://doi.wiley.com/10.1002/2017GL072796>.

SCHONLAND, Basil Ferdinand Jamieson. Progressive lightning IV-The discharge mechanism. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences**, v. 164, n. 916, p. 132–150, 1938. DOI: 10.1098/rspa.1938.0009. Disponível em: <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1938.0009>.

SINGER, H.; STEINBIGLER, H.; WEISS, P. A Charge Simulation Method for the Calculation of High Voltage Fields. **IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems**, v. PAS-93, n. 5, p. 1660–1668, 1974. DOI: 10.1109/TPAS.1974.293898. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4075532/>.

STOLZENBURG, Maribeth; MARSHALL, Thomas C. Electric Field and Charge Structure in Lightning-Producing Clouds. *In: **Lightning: Principles, Instruments and Applications***. Dordrecht: Springer Netherlands, 2009. p. 57–82. DOI: 10.1007/978-1-4020-9079-0\_3. Disponível em: [http://link.springer.com/10.1007/978-1-4020-9079-0\\_3](http://link.springer.com/10.1007/978-1-4020-9079-0_3).

STOLZENBURG, Maribeth; RUST, W. David; MARSHALL, Thomas C. Electrical structure in thunderstorm convective regions: 2. Isolated storms. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 103, n. D12, p. 14079–14096, 1998. DOI: 10.1029/97JD03547. Disponível em: <http://doi.wiley.com/10.1029/97JD03547>.

TRAN, M. D.; RAKOV, V. A. When does the lightning attachment process actually begin? **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 120, n. 14, p. 6922–6936, 2015. DOI: 10.1002/2015JD023155. Disponível em: <http://doi.wiley.com/10.1002/2015JD023155>.

VISACRO, Silvério. **Descargas Atmosféricas: uma abordagem de engenharia**. Artliber Editora, 2005.

VISACRO, Silverio; GUIMARAES, Miguel; MURTA VALE, Maria Helena. Striking Distance Determined From High-Speed Videos and Measured Currents in Negative Cloud-to-Ground Lightning. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 122, n. 24, p. 13,356-13,369, 2017. DOI: 10.1002/2017JD027354. Disponível em: <http://doi.wiley.com/10.1002/2017JD027354>.

WAGNER, C. The Relation Between Stroke Current and the Velocity of the Return Stroke. **IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems**, v. 82, n. 68, p. 609–617, 1963. DOI: 10.1109/TPAS.1963.291375. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4072845/>.

WAGNER, C. F. A New Approach to the Calculation of the Lightning Performance of Transmission Lines [includes discussion]. **Transactions of the American Institute of Electrical Engineers. Part III: Power Apparatus and Systems**, v. 75, n. 3, 1956. DOI: 10.1109/AIEEPAS.1956.4499430. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4499430/>.

WAGNER, C. F.; HILEMAN, A. R. The Lightning Stroke-II. **Transactions of the American Institute of Electrical Engineers. Part III: Power Apparatus and Systems**, v. 80, n. 3, p. 622–636, 1961. DOI: 10.1109/AIEEPAS.1961.4501104. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4501104/>.

WAGNER, C. F.; MCCANN, G. D.; MACLANE, G. L. Shielding of Transmission Lines. **Transactions of the American Institute of Electrical Engineers**, v. 60, n. 6, p. 313–328, 1941. DOI: 10.1109/T-AIEE.1941.5058341. Disponível em: <http://ieeexplore.ieee.org/document/5058341/>.

YOUNG, F. S.; CLAYTON, J. M.; HILEMAN, A. R. Shielding of Transmission Lines. **IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems**, v. 82, p. 132–154, 1963.

---

## 8 Apêndice A: Publicação originada desta dissertação

---

Neste apêndice, é indicado o artigo de congresso elaborado no contexto desta dissertação.

### 8.1 ICLP/SIPDA 2021

COSTA, K; GUIMARAES, M.; ALIPIO R.; ARCANJO, M. **Striking distance to flat ground estimated from the bipolar leader model and the influence of the lightning channel radius**. 35th International Conference on Lightning Protection – XVI International Symposium on Lightning Protection 2021 (ICLP - SIPDA 2021), Colombo, Sri Lanka (virtual conference). DOI: 10.1109/ICLPandSIPDA54065.2021.9627483. Disponível em: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9627483>.

---

## 9 Apêndice B: Premiação recebida pela autora desta dissertação

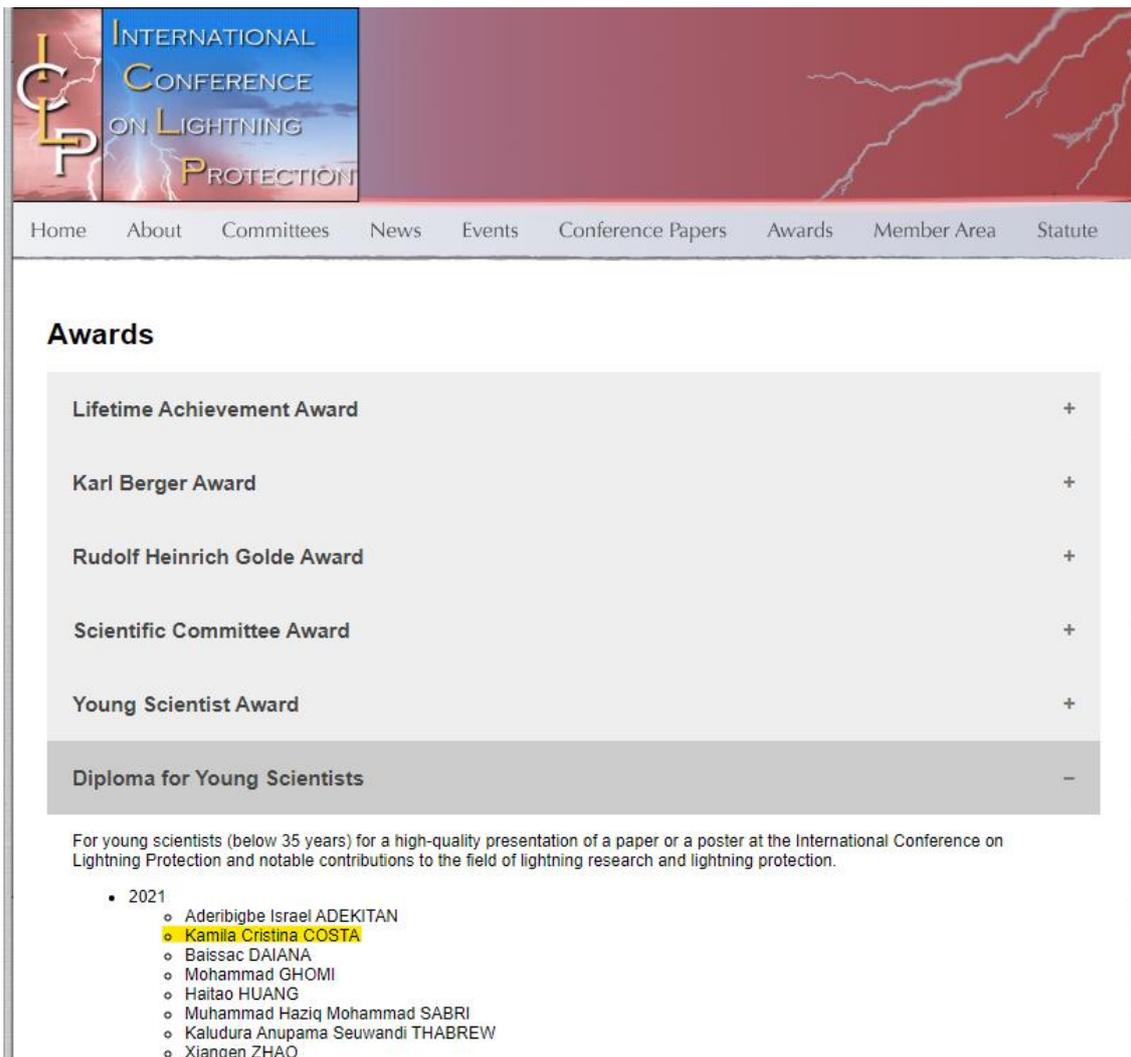
---

Neste apêndice, são apresentados o certificado de participação e a premiação internacional recebida pela autora desta dissertação em decorrência de suas notáveis contribuições para o campo de pesquisa de descargas atmosféricas.

### 9.1 Apresentação de artigo em congresso



## 9.2 Young Scientist Diploma



The screenshot shows the website for the International Conference on Lightning Protection. The header features the ICLP logo and the text 'INTERNATIONAL CONFERENCE ON LIGHTNING PROTECTION'. A navigation menu includes 'Home', 'About', 'Committees', 'News', 'Events', 'Conference Papers', 'Awards', 'Member Area', and 'Statute'. The 'Awards' section is expanded, showing a list of awards with expand/collapse icons. The 'Diploma for Young Scientists' award is highlighted, and its details are shown below, including a list of recipients for the year 2021.

Award Name	Expand/Collapse Icon
Lifetime Achievement Award	+
Karl Berger Award	+
Rudolf Heinrich Golde Award	+
Scientific Committee Award	+
Young Scientist Award	+
Diploma for Young Scientists	-

For young scientists (below 35 years) for a high-quality presentation of a paper or a poster at the International Conference on Lightning Protection and notable contributions to the field of lightning research and lightning protection.

- 2021
  - Aderibigbe Israel ADEKITAN
  - **Kamila Cristina COSTA**
  - Baissac DAJANA
  - Mohammad GHOMI
  - Haitao HUANG
  - Muhammad Haziq Mohammad SABRI
  - Kaludura Anupama Seuwardi THABREW
  - Xiangen ZHAO

Disponível em: <http://www.iclp-centre.org/awards.php>.