

Tradução de Artigo - FRACTAL MODEL OF A COMPACT INTRACLOUD DISCHARGE. I. FEATURES OF THE STRUCTURE AND EVOLUTION - D. I. Iudin and S. S. Davydenko

Augusto Mathias Adams¹

¹augusto.adams@ufpr.br

26 de maio de 2023

1 RESUMO

Nós examinamos as características da emissão eletromagnética de uma descarga compacta intra-nuvem (CID) dentro do contexto da abordagem fractal [1] descrita na primeira parte do artigo. A descarga compacta intra-nuvem é considerada como resultado da interação elétrica de duas estruturas do tipo streamer bipolar previamente desenvolvidas nas regiões de campo elétrico forte dentro da nuvem de tempestade. Para estimar a emissão eletromagnética da descarga, a estrutura complexa em forma de árvore das correntes elétricas nas fases preliminar e principal da CID foi representada como a soma de um componente médio linear de grande escala que varia relativamente lentamente e constituintes pequenos e rápidos correspondentes à formação inicial de canais condutores elementares da árvore de descarga. A corrente linear média da descarga é considerada como uma fonte efetiva de emissão VLF/LF tanto nas fases preliminar quanto principal de uma CID. Componentes eletrostáticos, de indução e de radiação do campo elétrico em diferentes distâncias da corrente média são calculados levando em consideração características específicas de ambas as fases da descarga dentro do modelo de linha de transmissão. É mostrado que na fase preliminar apenas o componente eletrostático pode ser principalmente detectado, enquanto na fase principal todos os componentes acima mencionados do campo elétrico podem ser medidos de forma confiável. A dependência do campo elétrico de radiação na fase principal em relação ao comprimento do canal de descarga e à

velocidade de propagação da frente de corrente é analisada. Verifica-se que, devido à expansão bidirecional da corrente na fase principal de uma CID, o pulso do campo de radiação permanece estreito em uma ampla gama de parâmetros de descarga. As correntes de pequena escala correspondentes à quebra inicial entre as células vizinhas do domínio da descarga são consideradas como as fontes de radiação HF/VHF. É mostrado que a emissão HF/VHF na fase preliminar é negligenciável em comparação com a emissão na fase principal. Também é estabelecido que na fase principal, em primeiro lugar, a explosão de emissão HF/VHF correlaciona-se bem com o pico inicial do pulso do campo elétrico VLF/LF e, em segundo lugar, seu espectro corresponde à lei de potência com um expoente entre -2 e -1.

2 HISTÓRIA DOS ESTUDOS E MODELOS FÍSICOS DE DESCARGAS COMPACTAS INTRANUVEM

Os resultados de observações de descargas intra-nuvem incomuns, cujo campo elétrico na zona distante tinha a forma de um único pulso bipolar com duração de 10 a 30 μs e acompanhado por uma explosão curta de alta potência de radiação de alta frequência, foram publicados pela primeira vez em [1]. Mais tarde, essas fontes elétricas foram classificadas como uma classe separada e denominadas descargas compactas intra-nuvem (CIDs). Apesar dos estudos plurianuais das CIDs e do significativo volume de dados experimentais acumulados até o momento, a natureza desse fenômeno é, em muitos aspectos, pouco clara. Neste artigo, propomos um novo modelo de descargas compactas intra-nuvem, que se baseia na abordagem fractal para a descrição de sua estrutura elétrica.

2.1 HISTÓRICO DOS ESTUDOS DE DESCARGAS COMPACTAS INTRANUVEM

Os resultados da detecção de radiação eletromagnética de descargas elétricas nas nuvens com propriedades incomuns foram publicados no início dos anos 80 do século passado [1]. A característica principal dessas descargas era uma explosão de alta potência de radiação de alta frequência nas frequências de 3 a 300 MHz, cujo nível excedia consideravelmente os valores das descargas intra-nuvem típicas e das descargas entre nuvem e solo. Sincronamente com a explosão de radiação de alta frequência, sensores terrestres não calibrados registraram uma variação característica no campo elétrico de baixa frequência na forma de um pulso bipolar com duração total de 10 a 20 μs (no experimento [1], o critério para o início do pulso de campo elétrico era o excedente da intensidade de radiação do nível dado, relativamente alto, em uma frequência de 3, 139 ou 295 MHz). De acordo com [1], a duração

de um pulso bipolar excedeu consideravelmente a duração do pulso de alta frequência registrado nas proximidades do máximo do pulso do campo elétrico, e a amplitude do pulso bipolar era cerca de 1/3 do valor de pico do campo elétrico para um retorno típico. Em tal caso, a direção do campo elétrico no primeiro semiperíodo de um pulso bipolar era oposta à direção do campo de tempo bom, ou seja, o pulso bipolar tinha uma polaridade oposta em comparação com as rajadas de campo para a descarga negativa da nuvem para o solo.

Nos anos seguintes, o estudo experimental e teórico dessas descargas tem sido objeto de um número significativo de trabalhos, que proporcionaram uma visão bastante completa da radiação eletromagnética. Em particular, os autores de [2] realizaram medições de banda larga do componente de radiação do campo elétrico E e sua derivada $\frac{dE}{dt}$ para dezenas de pulsos bipolares curtos e, utilizando os dados de medição de $\frac{dE}{dt}$, calcularam as densidades espectrais de energia e potência do pulso do campo elétrico. Normalizando e fazendo uma média dos pulsos bipolares de polaridade positiva (quando o campo elétrico no primeiro semiciclo do pulso é direcionado para cima para o observador em terra), os autores de [2] obtiveram os seguintes parâmetros do pulso: duração da parte inicial (positiva) do pulso em HPPW de $2,4 \mu s$, intervalo entre os máximos do campo positivo e negativo de $11 \mu s$, razão entre esses máximos de 8,9 e duração total de 20 a $30 \mu s$. O valor de pico médio do campo elétrico do pulso calculado para uma distância de 100 km da descarga foi $(8 \pm 5,3) V/m$ (0,72 do valor correspondente para o pulso médio do campo de retorno), e a potência de pico média da derivada do campo foi igual a $(20 \pm 15) V/(m\mu s)$. Nenhuma variação no campo elétrico de fundo foi observada em um intervalo de medição de $400 \mu s$, e o perfil da derivada do campo elétrico do pulso continha um componente considerável de ruído em comparação com o perfil correspondente para outras descargas nas nuvens. Em [2], foram detectados pulsos curtos de ambas as polaridades (os pulsos positivos predominaram), mas não foi observada uma dependência significativa da forma do pulso em relação à polaridade do pulso. A análise quantitativa do espectro de energia do campo elétrico de pulsos bipolares mostrou que, em frequências de centenas de quilohertz a 8 MHz, esse espectro é comparável ao espectro de radiação de um típico pulso de retorno, mas já em uma frequência de 18 MHz, na qual o espectro de radiação do pulso de retorno diminui para o nível de ruído, o espectro dos pulsos bipolares curtos o excede em 16 dB, estendendo-se acima de 50 MHz. Assim, em [2], a conclusão de [1] de que essas descargas são a fonte mais poderosa de radiação de alta frequência nas nuvens de tempestade foi confirmada. Medições de banda larga dos pulsos bipolares do campo elétrico em frequências de 3 a 50 MHz também foram apresentadas em [3], onde foi constatado que os pulsos de polaridades positiva e negativa têm durações diferentes e não há correlação temporal dos pulsos de polaridade positiva e negativa com qualquer atividade de relâmpago conhecida na nuvem.

Logo após a publicação dos dados de medição realizados em solo mencionados em [4-6], mais

de 500 pares de pulsos incomuns de radiação de alta frequência foram registrados a bordo do satélite ALEXIS. A dispersão dos pares de explosões, claramente visível em seus espectros dinâmicos, indicou que sua fonte está localizada sob a ionosfera. Portanto, em [4, 5], tais explosões foram chamadas de pares de pulsos transionosféricos (*TIPPs*, na sigla em inglês). De acordo com [4, 5], na faixa de 28 a 95 MHz, os pares de pulsos transionosféricos são explosões de radiação com duração de 1 a 20 μs (com duração média de 2 a 4 μs), separadas por um intervalo de tempo de 10 a 100 μs (com intervalo médio de 50 μs). A intensidade do pulso excedeu em 20 a 40 dB o nível de fundo, e a potência do pulso nessa faixa foi pelo menos uma ordem de magnitude maior do que a potência irradiada de uma descarga típica de raios. Na faixa de 117 a 166 MHz, as características estatísticas dos pares de pulsos transionosféricos diferiram apenas ligeiramente em relação às características na parte inferior da faixa de frequência muito alta (VHF, de 30 a 300 MHz), exceto pela diminuição na dispersão e atraso médio entre os pulsos, que foi de 37 μs [6]. Tanto na parte de baixa frequência quanto na parte de alta frequência da faixa VLF, durante o registro de um par de pulsos (com duração de registro de 7 a 100 ms), a radiação de descargas de raios não foi observada como regra geral. Os autores de [4-6] fizeram duas suposições sobre a origem dos pares de pulsos. A primeira suposição foi que o segundo pulso é a reflexão da radiação de uma fonte pulsada de alta altitude a partir da superfície da Terra. A segunda suposição é que ambos os pulsos são irradiados por fontes diferentes, mas correlacionadas, cuja conexão não está clara.

A gravação de pares de pulsos subionosféricos (*SIPPs*) na faixa de alta frequência (HF, de 3 a 30 MHz) durante observações em solo não esclareceu a origem e a natureza do segundo pulso [7]. Uma vantagem das observações em solo foi a determinação mais precisa da posição da fonte: o raio da região de sua possível localização variou de 300 a 520 km, à medida que a altitude da fonte variou de 5 a 15 km, sendo muito menor que o raio da área de vigilância do ALEXIS, que era de 3000 km. Isso levou à conclusão de que cerca de 350 pares de pulsos subionosféricos dos 500 observados correspondiam a regiões de atividade de tempestades próximas, e em outros casos a atividade de tempestades foi observada a uma distância de até alguns milhares de quilômetros. Além disso, todos os pares de pulsos subionosféricos foram registrados no período de 20:00 às 04:00 LT, o que também indica sua relação com as tempestades regionais. As características dos pares de pulsos subionosféricos e transionosféricos eram semelhantes, exceto pela ausência de dispersão e divisão de modos nas observações em solo da maioria dos eventos. A comparação das características de dispersão da radiação refletida na ionosfera de uma descarga de raio remota e sete pares de pulsos subionosféricos registrados com dispersão permitiu aos autores concluir sobre a localização próxima (não mais do que algumas dezenas de quilômetros) de suas fontes e da nuvem de tempestade. Em geral, de acordo com [7], a gravação de pares de pulsos subionosféricos é evidência da existência

de uma fonte separada para o segundo pulso, uma vez que nas observações em solo a presença do segundo pulso não pode ser explicada pela reflexão do pulso inicial da superfície terrestre.

Características importantes de pulsos bipolares curtos foram obtidas em [8] com base nos dados de dois sistemas multiponto de registro do campo elétrico e radiação de alta frequência na faixa de 3 a 30 MHz. Nesse caso, as características de ajuste do sistema de disparo dos sensores permitiram o registro apenas dos pulsos de polaridade positiva. Além das características médias (ao longo de 24 eventos) dos pulsos bipolares curtos do campo elétrico e das respectivas rajadas de radiação de HF para três tempestades no Novo México e Texas (EUA; ver Tabela 1), a localização da fonte de radiação foi determinada pela primeira vez nesse artigo. A distância até a fonte foi determinada pelo tempo de atraso do sinal nas estações espacialmente separadas, e a altitude da fonte, pelo atraso na chegada dos sinais refletidos pela ionosfera e pela Terra e ionosfera em relação ao pulso que se propaga sem reflexões, pela distância mais curta. Como resultado, verificou-se que as fontes de pulsos bipolares estão localizadas em nuvens de tempestade a altitudes de 8 a 11 km acima do nível do mar, próximas a regiões com nível de reflexão do sinal de radar acima de 40 dBZ. Assim como nos estudos anteriores, os autores de [8] observaram nenhuma correlação entre pulsos bipolares curtos e qualquer atividade conhecida de raios na nuvem e relataram que os pulsos bipolares eram quase sempre o único evento no intervalo de 5 a 50 ms. O mesmo é verdade para a rajada de radiação de HF.

Como resultado da comparação dos dados acima sobre a rajada de radiação de HF que é síncrona com um pulso bipolar curto do campo elétrico e os parâmetros dos pares de pulsos transionosféricos, os autores de [8] chegaram à conclusão de que o fenômeno físico é o mesmo. O segundo pulso transionosférico é a reflexão do pulso inicial da superfície da Terra, o que proporciona uma interpretação natural dos diferentes atrasos entre os pulsos nas diferentes faixas de frequência [4-6]. O ponto é que as observações dos pares de pulsos na parte inferior da faixa VLF foram realizadas sobre regiões equatoriais (ver [4, 5]), e na parte superior da faixa VLF, sobre o território dos EUA (ver [5]), onde a altitude das nuvens de tempestade é menor do que perto do equador. Se a fonte de pulsos VLF estiver localizada nas proximidades do topo de uma nuvem de tempestade, então o atraso entre os pulsos é diferente nesses casos. Essa suposição também explica a situação comum em que a intensidade do segundo pulso no par é maior do que a do primeiro pulso (ver [4, 5]), o que pode ser devido ao padrão de diretividade não homogêneo da fonte.

Uma vez que os pulsos bipolares curtos do campo elétrico em [8] foram registrados exclusivamente na zona distante, seus parâmetros podem ser convenientemente usados para a estimativa das características da fonte correspondente. De acordo com [8], a variação média do momento dipolar da fonte de pulsos bipolares foi de 0,38 C·km, com valores mínimos e máximos de 0,26 e 0,8 C·km, respectivamente. A corrente média da fonte variou entre algumas dezenas e algumas centenas de

Tabela 1: Características médias de pulsos bipolares curtos do campo elétrico e explosões síncronas de radiação de alta frequência na faixa de 3–30 MHz, de acordo com [8].

| Características do Campo Elétrico de Pulsos Bipolares Curtos | |
|--|----------------|
| Tempo de subida do campo (de 10% a 90% do máximo), μs | 2.3 ± 0.8 |
| Duração da rajada inicial do campo elétrico (no nível do meio pico), μs | 4.7 ± 1.3 |
| Duração total do pulso, μs | 25.8 ± 4.9 |
| Valor de pico do campo elétrico na rajada inicial (primeiro) de um pulso bipolar (a uma distância de 100 km da fonte), V/m | 9.5 ± 3.6 |
| Valor de pico do campo elétrico na segunda rajada de um pulso bipolar (a uma distância de 100 km da fonte), V/m | -3.9 ± 1.6 |
| Razão das amplitudes de pico do campo elétrico na primeira e segunda rajadas de um pulso bipolar | 2.7 |
| Razão das amplitudes de pico do campo elétrico de um pulso bipolar e do pulso devido ao retorno do raio | 0.71 |
| Razão das amplitudes de pico do campo elétrico de um pulso bipolar e do pulso devido à descarga intra-nuvem | 2.6 |
| Características da Radiação de Alta Frequência | |
| Duração, μs | 2.8 ± 0.8 |
| Valor de pico do campo (a uma distância de 10 km na faixa de 1 kHz), mV/m | 2.4 ± 1.1 |
| Razão das amplitudes de pico do campo de alta frequência de uma descarga compacta intra-nuvem e do <i>Return Stroke</i> | 9.9 |
| Razão da amplitude de pico do campo de alta frequência de descargas compactas e convencionais intra-nuvem | 29 |

quiloampères, à medida que a escala espacial da fonte variou de 300 a 1000 m, e a velocidade de propagação do pulso da corrente da fonte pode ser próxima à velocidade da luz. Levando em consideração as características únicas da emissão de rádio e os tamanhos relativamente pequenos dessas fontes, os autores de [9] sugeriram classificá-las como uma classe separada, denominada descargas compactas intra-nuvem (CIDs).

Os resultados importantes sobre a natureza das CIDs foram obtidos utilizando o LMA (Lightning Mapping Array), um sistema terrestre de vários pontos para registro da radiação VHF de descargas de raios, localizado no Novo México (EUA). O sistema não conseguia determinar a forma e a duração de um pulso de radiação HF, mas localizava a fonte com uma precisão de até algumas centenas de metros pelo atraso da chegada do pulso nos pontos de medição [10]. Com base nos dados do LMA, descobriu-se que as descargas compactas intra-nuvem positivas estão localizadas entre as regiões das principais cargas positivas e negativas e, ao contrário das observações anteriores, estão sempre associadas à descarga inicial de uma descarga intra-nuvem convencional. Nesse caso, a maioria das descargas intra-nuvem se desenvolveu sem a ocorrência de CIDs na fase inicial. De acordo com [10], as fontes de radiação VLF de alta potência das CIDs estavam distribuídas na região com uma escala típica de algumas centenas de metros a um quilômetro e, ao contrário das descargas de raios convencionais, não eram descritas por um conjunto de fontes pontuais. Estimativas [10, 11] mostraram que a potência da radiação CID na faixa de 60-66 MHz poderia atingir 300 kW e é mais de uma ordem de grandeza maior do que a potência radiada da descarga intra-nuvem subsequente, que não ultrapassa 10 kW.

As possibilidades de registrar a radiação das descargas compactas intra-nuvem se tornaram muito mais amplas com o lançamento do satélite FORTE em 1997 [12]. Os receptores do satélite registravam a radiação nas frequências de 26 a 48 MHz simultaneamente para duas polarizações diferentes ou a radiação de uma polarização simultaneamente nas faixas de 26-48 e 118-140 MHz. Além disso, sensores ópticos de alta sensibilidade foram instalados a bordo do satélite. O registro por satélite de pares de pulsos transionosféricos no caso em que a localização da descarga não é conhecida permitiu determinar a relação entre as altitudes das fontes de diferentes eventos [12], e a altitude da descarga se os dados de coordenadas geográficas da descarga estiverem disponíveis [13], assumindo que o segundo pulso é o reflexo do primeiro pulso na superfície da Terra. As coordenadas geográficas da descarga foram determinadas, em particular, a partir dos dados do registro do campo elétrico na faixa VLF/HF (nas frequências de 3 a 300 kHz) pelos sistemas de vários pontos LASA (Los Alamos Sferic Array) [14] e NLDN (National Lightning Detection Network) [15].

A análise dos dados de medição terrestre e por satélite da radiação de descargas compactas permitiu determinar sua localização, altitude e brilho óptico. Em primeiro lugar, foi demonstrado, com precisão na determinação da localização do satélite FORTE, que as fontes de um pulso bipolar curto

do campo elétrico e pares de pulsos transionosféricos coincidem no espaço e no tempo nos casos de registro combinado dos eventos nas faixas VLF/LF e HF/VHF [16, 17]. Verificou-se que os pares de pulsos transionosféricos de alta frequência, com potência efetiva superior a 40 kW na faixa de 26 a 48 MHz e duração de 3 a 5 *mus*, são fracamente polarizados, incoerentes, observados separadamente de outros fenômenos ou iniciam uma descarga intra-nuvem, cuja radiação na faixa de VHF é muito mais fraca do que a radiação CID [16, 18]. Quando a radiação CID é registrada simultaneamente nas faixas de baixa frequência (LASA) e alta frequência (FORTE), constatou-se que o número de pares de pulsos transionosféricos excede o número de pulsos de campo elétrico bipolar curto. O pulso de radiação CID de uma descarga compacta, regra geral, não é acompanhado do componente de baixa frequência no caso em que o CID inicia uma descarga intra-nuvem e o desenvolvimento do líder. Se o pulso de alta frequência é acompanhado pela formação de um pulso de campo elétrico bipolar curto, então, inversamente, a descarga intra-nuvem não se desenvolve [18]. Independentemente da formação do pulso de campo elétrico bipolar, as descargas compactas intra-nuvem irradiam de forma relativamente fraca na faixa óptica em comparação com as descargas de raios convencionais [19, 20]. Entre os resultados recentes das observações por satélite da radiação CID, mencionamos o artigo [21], no qual foram observadas diferenças específicas dos pulsos transionosféricos diretos e refletidos pela Terra em uma frequência de 130 MHz, e o efeito ionosférico pôde ser negligenciado.

O padrão de radiação de alta frequência das CIDs obtido por meio de experimentos realizados em satélite é complementado de forma natural com os resultados do registro da radiação CID por sistemas terrestres. Isso ocorre porque algumas características das CIDs, em particular a polaridade e a estrutura espacial detalhada, só podem ser determinadas pelo registro do campo elétrico terrestre. Como principais resultados das observações terrestres de CIDs obtidas nos últimos anos, mencionamos o seguinte. Em [17], com base na análise de quase 100.000 pulsos bipolares curtos registrados pelo sistema LASA, verificou-se que as descargas compactas de polaridade diferente aparecem em altitudes diferentes. A altitude média acima da superfície da Terra para as CIDs positivas e negativas foi de 13 km (para a faixa de altitudes de descarga de 7 a 15 km) e 18 km (para a faixa de altitudes de descarga de 15 a 20 km), respectivamente, e a proporção entre o número de descargas positivas e negativas foi de 58:42. As diferentes altitudes de início das CIDs de polaridade positiva e negativa correspondem às regiões com diferentes direções do campo elétrico intra-nuvem. Mais especificamente, a faixa inferior de altitudes corresponde ao limite das regiões das principais cargas negativas e positivas, e a faixa superior corresponde ao limite das regiões da principal carga positiva e da camada de blindagem negativa.

Os autores do artigo [22] apresentaram as primeiras (e únicas até agora) estimativas do momento de carga das CIDs, com base nos registros do campo elétrico de sete descargas compactas na zona

próxima. De acordo com [22], o momento de carga das CIDs variou entre 0,15 e 2 C·km, com um valor médio de cerca de 1 C·km. Os autores do artigo [23] analisaram a correlação entre a taxa de ocorrência de CIDs e as descargas convencionais de raios, bem como a taxa de convecção nas nuvens de tempestade sobre as Grandes Vales (EUA) de maio a julho de 2005. A comparação dos dados do LASA e do NLDN com os resultados do radar mostrou o seguinte. Em primeiro lugar, verificou-se que a taxa de ocorrência de CIDs apresenta uma correlação fraca com a taxa de convecção na nuvem de tempestade e a taxa de ocorrência das descargas convencionais de raios. Por um lado, nas nuvens com convecção fraca, as descargas compactas não foram detectadas, enquanto nas nuvens com CIDs, ao contrário, sempre houve uma convecção intensa (em particular, para essas nuvens, a região com nível de reflexão do sinal de radar superior a 30 dBZ estava localizada 4-5 km acima, e o máximo do nível de reflexão era de 10-13 dB mais alto do que para as descargas convencionais de raios). Por outro lado, as CIDs não puderam ocorrer nas células de tempestade com a convecção mais intensa. Uma característica importante das descargas compactas foi o agrupamento espaço-temporal. Ou seja, a maioria das CIDs foi registrada em várias tempestades intensas (em particular, 34% de todas as CIDs foram detectadas na frente de nuvens de tempestade intensas durante 11 horas em 24-25 de maio de 2005). Também foi constatado que o número de CIDs não excede 0,5% do número total de descargas de raios. As CIDs de ambas as polaridades puderam ser registradas em uma única nuvem, sendo que o número de CIDs positivas correspondia a aproximadamente 77% de todas as descargas compactas registradas.

As conclusões sobre o efeito da taxa de convecção no desenvolvimento das CIDs e na predominância das descargas compactas positivas, obtidas em [23], geralmente estão em conformidade com os resultados de medições em outras regiões e condições climáticas (consulte, em particular, [14, 24–26]). No entanto, a taxa de ocorrência de CIDs em relação ao número total de descargas de raios varia drasticamente dependendo da latitude geográfica das observações, variando de mais de 3% na Flórida (EUA) [14, 24] a 0,034% no norte da China [25], chegando à ausência total na Suécia [26]. A análise das observações das CIDs positivas na Flórida (EUA) confirmou sua natureza predominantemente isolada, com aproximadamente 73% dos eventos não estando relacionados às descargas convencionais de raios. Pares de descargas compactas (cerca de 4% dos eventos), separados por um intervalo de tempo de 43 a 181 ms [27], foram registrados pela primeira vez lá. Em [28], com base nos registros de 244 pulsos bipolares positivos curtos do campo elétrico, foi sugerido categorizá-los por forma (o "clássico" pulso bipolar suave foi observado apenas em 5% dos casos). Também foi observado em [28] que as CIDs são geralmente isoladas no espaço e no tempo em relação a outras descargas na nuvem, enquanto as altitudes das CIDs correspondem bem aos resultados de [17]. Uma análise comparativa das propriedades das CIDs positivas e negativas com base nos dados de medição

do campo elétrico VLF/LF é apresentada em [29], onde, além das diferentes altitudes de localização das CIDs de polaridade diferente, foi observado que as CIDs negativas, em geral, não apresentam uma maior amplitude do pulso bipolar do campo elétrico e estão mais separadas no tempo. Também foi mencionado que, apesar do maior número médio de CIDs positivas, a taxa de ocorrência das descargas compactas negativas foi maior em alguns intervalos de tempo do que a das positivas.

2.2 MODELOS FÍSICOS DE DESCARGAS COMPACTAS INTRA-NUVEM (CID)

Uma das primeiras suposições sobre a natureza das CIDs foi feita em [1], onde foi sugerido que os surtos de radiação observados podem ser interpretados como consequência do processo K muito rápido. No entanto, os tempos característicos de variação do campo elétrico nos processos K (cerca de 1 ms) excedem em muito as escalas de tempo das CIDs, e essas variações geralmente têm a forma de uma sequência de saltos separados por 10 a 30 ms [30], em contradição com a natureza predominantemente singular dos surtos de campo elétrico de baixa frequência para CIDs. Além disso, as descargas de campo elétrico de milissegundos que são típicas dos processos K não são observadas para as CIDs, e a potência da radiação VHF excede em ordens de grandeza o valor correspondente para os processos K [31, 32]. Nesse sentido, a interpretação proposta em [1] para as CIDs não é satisfatória.

Outro modelo para a ocorrência da descarga compacta é baseado no mecanismo de quebra por elétrons em fuga [33, 34]. Esse mecanismo baseia-se no fato de que a força de desaceleração de um elétron no meio é inversamente proporcional à sua energia. Portanto, na presença de um campo elétrico externo que excede algum valor limite, um elétron semente energético pode ser constantemente acelerado e adquirir energia suficiente para ionizar moléculas neutras. Como resultado, surgem os chamados elétrons secundários no meio. Parte deles possui alta energia e também pode se tornar elétrons em fuga. A avalanche resultante de elétrons em fuga e um grande número de elétrons secundários lentos pode alterar drasticamente a condutividade do meio e levar a uma quebra elétrica [35]. A fonte de elétrons semente são os raios cósmicos, cuja energia determina, em muitos aspectos, a forma do pulso de corrente formado e a emissão eletromagnética de banda larga da avalanche de elétrons.

De fato, foi demonstrado em [36] que, dentro de uma descrição simplificada da avalanche de elétrons como uma carga pontual crescente se movendo verticalmente com velocidade constante, é possível obter um bom acordo entre os resultados do cálculo e as medições do campo elétrico no solo em diferentes distâncias da descarga. A melhor coincidência é alcançada no caso em que a fonte não é uma, mas um conjunto de avalanches de elétrons surgindo em um ponto com uma probabilidade

dada em algum intervalo de tempo. No entanto, a interpretação detalhada da radiação das CIDs dentro da teoria de quebra por elétrons em fuga encontra certas dificuldades. Algumas delas são discutidas em [37], onde, no exemplo de três pulsos de campo elétrico CID bipolares registrados, foi mostrado que para sua geração, a quebra por elétrons em fuga deve ter parâmetros extremos. Em primeiro lugar, a partícula iniciadora da quebra dos raios cósmicos deve ter uma energia de cerca de 1021 eV, o que excede o limite de Greisen-Zatsepin-Kuz'min [38]. Essa circunstância diminui abruptamente a probabilidade de tal quebra. De fato, de acordo com [37], uma partícula com a energia correspondente entra em uma nuvem com uma área de 100 km² uma vez a cada 67 anos. Além disso, nos exemplos considerados, de acordo com [37], o canal condutor tem de 8 a 13 km de comprimento e a corrente de descarga excede 500 kA, o que excede em muito as estimativas dos parâmetros de CIDs obtidas em termos do modelo de linha de transmissão (ver, por exemplo, [39]). A própria quebra deve se desenvolver em um campo elétrico intra-nuvem que excede várias vezes o valor crítico em uma considerável faixa de altitudes, mas isso nunca foi observado nas nuvens de tempestade reais. No que diz respeito à interpretação da radiação CID de alta frequência dentro do mecanismo de quebra por elétrons em fuga, os problemas que surgem nesse caso se devem à duração pequena (submicrosegundos) e ao padrão de direção estreita do surto de radiação de HF, bem como a uma potência radiada insuficiente na parte superior da faixa VLF [40]. A avalanche de elétrons que fornece um nível aceitável de radiação de alta frequência dentro do modelo [40] forma um pulso de campo elétrico bipolar que não está de acordo com as observações. O feixe estreito da radiação de quebra por elétrons em fuga não permite explicar as observações de satélite dos pares de pulsos transionosféricos, e a suposição proposta em [41] sobre a iniciação de duas quebras por uma partícula energética em altitudes diferentes (acima da nuvem de tempestade e na mesosfera) não foi confirmada experimentalmente. Também observamos que as estimativas apresentadas em [42] em relação ao aumento da condutividade do meio intra-nuvem devido à geração de elétrons secundários questionam o próprio mecanismo de quebra por elétrons em fuga.

Com base no que foi dito acima, pode-se concluir que, atualmente, não há um modelo físico autoconsistente de descargas compactas intra-nuvens (CIDs). Neste artigo, propomos um novo mecanismo para a iniciação de CIDs, que se baseia na abordagem fractal para descrever descargas elétricas intra-nuvens. Uma descarga compacta intra-nuvem é considerada como resultado da interação de duas estruturas bipolares de streamer que se desenvolvem em um campo elétrico externo não uniforme em larga escala. Na primeira parte deste trabalho, consideramos as características do surgimento e evolução das CIDs. Na segunda parte, discutimos a radiação das CIDs em diferentes faixas de frequência, de acordo com o modelo proposto.

3 O MODELO DE UMA DESCARGA COMPACTA INTRA-NUVEM

A modelagem das CIDs está intimamente relacionada a uma das características básicas da descarga elétrica nas nuvens de tempestade, ou seja, a combinação da baixa condutividade estática do meio intra-nuvem e a rápida coleta observada (de algumas dezenas de microssegundos no caso de uma CID a centenas de milissegundos nas descargas convencionais de raios) da carga elétrica de uma parte considerável da nuvem de tempestade para o canal de descarga. Os autores [44–47] propuseram um mecanismo de coleta de carga baseado na formação de um sistema de canais condutores na nuvem, que efetivamente desempenham o papel de um sistema de drenagem elétrica. Em termos gerais, tal sistema de condutores deve incluir elementos com tamanhos variando das distâncias entre partículas carregadas à escala da nuvem de tempestade, o que torna sua descrição completa extremamente difícil. Nesse sentido, todos os modelos existentes de alguma forma limitam o nível de detalhes espaciais na descrição da descarga, geralmente omitindo os processos microfísicos e fenômenos em pequena escala. Em todos os artigos mencionados, os autores consideraram como o elemento condutor a parte da descarga líder cujo desenvolvimento foi descrito dentro da equação de Poisson tridimensional com o campo elétrico externo e o modelo estocástico de quebra dielétrica, proposto anteriormente em [44, 48, 49]. Com algoritmos um tanto diferentes em detalhes, todos esses modelos têm duas restrições significativas. Primeiramente, eles não permitem o crescimento simultâneo de diferentes ramos da descarga e, em segundo lugar, a escala temporal está ausente neles, resultando em que os ramos da descarga não transportam correntes. A primeira dessas restrições foi superada em [50], onde um modelo de percolação da descarga de raios baseado em uma rede de autômatos celulares foi proposto dentro do paradigma da crítica auto-organizada. Em seguida, as correntes da árvore de descarga foram levadas em conta dentro da mesma abordagem [51, 52], o que permitiu calcular as características da radiação de alta frequência da descarga de raios. No presente artigo, também usamos abordagens baseadas no modelo de autômatos celulares para descrever uma descarga compacta intra-nuvem. Como elemento (célula) do modelo, consideramos o volume cúbico do meio da nuvem, que pode conter uma carga elétrica total. O tamanho de uma célula elementar excede em muito a distância entre os portadores de carga física, ou seja, as partículas da nuvem cujo carregamento pode ser fornecido por vários mecanismos de eletrização [53] e alguns tipos de instabilidades [54, 55] na nuvem de tempestade. Ligações elétricas (condutoras) entre os elementos vizinhos são estipuladas pela iniciação de uma descarga elétrica entre eles, com a carga elétrica fluindo ao longo do canal condutor deste último. Na modelagem macroscópica, assume-se que apenas parte do volume da

célula elementar está envolvida na transferência de carga. Isso se deve à suposição de que ligações de pequena escala, relativamente bem condutoras dentro de cada célula (por exemplo, estruturas de streamer) abrangem apenas parte dos portadores. Caso contrário, toda a nuvem de tempestade seria permeada por ligações condutoras, o que poderia ter alterado drasticamente o desenvolvimento das descargas elétricas nelas.

Agora consideramos as diferenças fundamentais do modelo proposto em relação aos modelos anteriores. A primeira diferença diz respeito à morfologia da descarga. Conforme mencionado anteriormente, um curto e intenso surto de radiação CID não está de acordo com os parâmetros de uma descarga intra-nuvem convencional, que dura muito mais tempo e cuja emissão é muito mais fraca tanto nas faixas de baixa frequência quanto nas faixas de alta frequência. Dentro dos mecanismos conhecidos, não podemos explicar por que a intensidade da corrente de origem necessária para essa radiação é comparável à corrente de retorno na descarga entre nuvem e solo (veja, por exemplo, [39]). Nesse sentido, assumimos que uma descarga compacta intra-nuvem inclui duas etapas, preliminar e principal. Na etapa preliminar, duas descargas bipolares, semelhantes em forma às descargas intra-nuvem, se desenvolvem a uma distância relativamente curta uma da outra ao longo do campo elétrico externo. Cada descarga existe muito mais tempo do que o surto de radiação CID e, ao longo de sua existência, acumula uma carga significativa de polaridades diferentes em suas extremidades opostas (na coroa e na raiz da descarga). A segunda etapa da descarga principal começa quando as coroas com cargas opostas dessas descargas entram em contato elétrico à medida que crescem. Surge um canal de corrente conectando as regiões com sinais opostos de carga, fazendo com que a carga acumulada na etapa preliminar se esgote ao longo do canal condutor emergente em um curto período de tempo. A segunda característica do modelo proposto é devida à necessidade de fornecer um nível muito baixo de radiação eletromagnética tanto nas faixas de VLF/LF quanto nas faixas de HF/VHF na etapa preliminar da CID. Para isso, assumimos que na etapa preliminar, o acoplamento elétrico entre as células elementares é uma descarga do tipo streamer, com correntes relativamente fracas e principalmente variando lentamente, correspondendo a uma radiação eletromagnética fraca (a radiação CID será discutida em mais detalhes na segunda parte do trabalho). Observe que nas altitudes em que ocorrem as CIDs, o comprimento, a velocidade e as correntes das descargas do tipo streamer podem variar amplamente nas regiões de campo elétrico intenso [56, 57].

Consideremos com mais detalhes a eletrodinâmica das CIDs dentro do contexto da abordagem proposta.

4 DESCRIÇÃO DE UMA ÚNICO *STREAMER* DE DESCARGA BIPOLAR

Considere primeiro a dinâmica de uma descarga de streamer bipolar única em uma região de $500 \times 500 \times 500$ m localizada nas proximidades do máximo local de um campo elétrico intra-nuvem. Para definição, consideramos os processos próximos à fronteira entre as camadas principais de carga positiva e a camada superior (negativa) de blindagem da carga espacial, onde, de acordo com observações, ocorrem os CIDs negativos. Nesse caso, negligenciamos a diferença na dinâmica e nas propriedades dos streamers positivos e negativos, assumindo que suas velocidades são idênticas e iguais a 5×10^5 m/s [56]. O tamanho de uma célula elementar será assumido como igual a $10 \times 10 \times 10$ m, e o comprimento da ligação condutora entre células vizinhas é da ordem de 10 m. Esse valor, em termos gerais, é bastante grande para o comprimento de um único streamer, mesmo considerando a queda de pressão nas altitudes consideradas. No entanto, pode-se supor que o acoplamento elétrico entre as células seja realizado por meio de um conjunto de streamers ou uma estrutura de baixa corrente, semelhante aos stalkers recentemente descobertos [58]. Além disso, as características do acoplamento elétrico podem se desenvolver como resultado de múltiplas passagens da descarga de streamer sobre o mesmo volume. O intervalo de tempo do modelo do sistema é igual a $\tau = 20\mu\text{s}$ e é determinado pelo tempo de criação da ligação condutora entre as células vizinhas, ou seja, pela relação entre o tamanho da célula $a = 10$ m e a velocidade do streamer.

Cada célula elementar i no domínio de simulação corresponde à carga elétrica acumulada q_i nela. A distribuição de carga nas células no tempo inicial $t = 0$ é dada pela distribuição do campo elétrico intra-nuvem $E(\mathbf{r}, t = 0)$, que será considerado vertical. Como a região considerada é pequena em comparação com o tamanho da nuvem de tempestade, a distribuição inicial do campo pode ser assumida unidimensional: $E(\mathbf{r}, t = 0) = z_0 E_0(z)$, onde z_0 é o vetor unitário do eixo vertical z . Nesse caso, a distribuição inicial da densidade de carga na nuvem depende da coordenada vertical: $\rho(z, t = 0) = \epsilon_0 \frac{\partial E_0(z, t)}{\partial z}$, onde ϵ_0 é a constante elétrica. A carga na célula elementar i , centrada no ponto de coordenada $\mathbf{r}_i = (r \perp i, z_i)$, é igual a $q_i = a^3 \rho(z_i, t = 0)$. Para estimar o perfil inicial do campo na fronteira das camadas principais de carga positiva e a camada superior de blindagem, pode-se usar dados de sondagem de balão em nuvens de tempestade. Esses dados sugerem que nas proximidades da camada de blindagem, que varia de algumas centenas de metros a mais de um quilômetro de espessura e está localizada em altitudes de 8 a 15 km acima do nível do mar, a intensidade do campo elétrico pode atingir 50 kV/m [59,60]. Sem entrar em detalhes sobre a formação da camada de blindagem (veja, por exemplo, [61,62]), assumimos, para cálculos, que o campo elétrico entre as camadas

principais de carga positiva e a camada superior de blindagem é máximo a uma altitude de 12 km e atinge 30 kV/m; a região de campo elétrico forte tem cerca de 500 m de espessura.

A dinâmica da carga elétrica em cada célula é determinada pela presença e estado do acoplamento elétrico com as células vizinhas. Assumimos que a probabilidade de ocorrência da descarga do *streamer* (ruptura) entre as células vizinhas i e j depende da diferença de seus potenciais e é descrita pela distribuição de *Weibull*:

$$P_{ij} = \begin{cases} 1 - \exp\left(-\left|\frac{E_{ij}-E_i}{E_s-E_i}\right|^m\right), & E_{ij} \geq E_i \\ 0, & E_{ij} < E_i \end{cases} \quad (1)$$

Aqui, m é o índice de *Weibull*, $E_{ij} = |\phi_i - \phi_j|/L_{ij}$, ϕ_i e ϕ_j são os potenciais elétricos das i -ésima e j -ésima células, respectivamente, L_{ij} é a distância entre as i -ésima e j -ésima células, e E_s e E_i são os campos crítico e de iniciação do *streamer*, respectivamente, tal que $E_s > E_i$. Note que sob condições de laboratório (comprimento da ordem de metros), o campo é da ordem de 100 kV/m [56] e pode ser muito menor sob condições de descargas em nuvens [63]. A razão física para o aumento local (em pequena escala em comparação com o tamanho da célula) do campo e, conseqüentemente, a diminuição dos campos E_s e E_i na escala da célula em comparação com os valores de laboratório pode ser irregularidades naturais em pequena escala da densidade de carga [64].

Figure 1 consists of two parts. Part (a) is a 3D diagram of a cube with dashed lines representing its internal structure and arrows indicating the direction of the magnetic field. Part (b) is a directed graph showing the evolution of the system. The nodes are labeled with their state (x, y) and the number of nodes in that state. The graph shows a sequence of states: $(0,1)$ and $(1,0)$ lead to $(3,1)$ and $(1,2)$, which lead to $(4,1)$ and $(1,3)$, which lead to $(1,0)$ and $(1,0)$.