



UNIVERSITAT POLITÈCNICA
DE CATALUNYA
BARCELONATECH

Tesis Doctoral

Modelado y estudio del líder descendente negativo en una descarga eléctrica atmosférica y su influencia en la localización del punto de impacto del rayo

Juan Ramón Hermoso Costa

Barcelona, Julio 2012

Director : Joan Montanya Puig
Codirector: Blas Hermoso Alameda



Electrical Engineering Department



UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA



UNIVERSITAT POLITÈCNICA
DE CATALUNYA
BARCELONATECH

Modelado y estudio del líder descendente negativo en una descarga eléctrica atmosférica y su influencia en la localización del punto de impacto del rayo

Juan Ramón Hermoso Costa

Documento remitido a la Universidad Politécnica de Catalunya en
cumplimiento parcial de los requisitos para la obtención de grado
de Doctor por la
UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

Departamento de Ingeniería Eléctrica

JULIO 2012

Director : Joan Montanya Puig
Codirector: Blas Hermoso Alameda



Electrical Engineering Department



UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

Modelado y estudio del líder descendente negativo en una descarga eléctrica atmosférica y su influencia en la localización del punto de impacto del rayo

Copyright © Juan Ramón Hermoso, 2012

Printed in Catalonia by the DEE-UPC

Julio 2012

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA (UPC)

Electrical Engineering Department (DEE)

Colom, 1

08222 Terrassa-Barcelona, Spain.

Web: <http://www.dee.upc.edu>

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar quiero dar las gracias a mis directores de tesis, Joan Montanya y Blas Hermoso, por su apoyo continuado y dedicación durante todos los años en los que hemos trabajado juntos. Sin sus consejos y orientación esta tesis no hubiera sido posible.

También quiero tener un mención para los profesores C.A. Nucci, A. Borgueti, M. Paolone y los compañeros del LISEP de la Facoltà di Ingegneria de Bologna que me acogieron durante unas semanas, pocas, pero que supusieron un impulso en el inicio de mi trabajo, así como para Bill Rison del New México Tech, por los datos aportados y por su actitud abierta a la colaboración.

Intentar recordar en pocas líneas a todas las personas que, de una u otra forma, han podido influir en este trabajo no es tarea fácil ya que esta tesis, más allá de su contenido, es la consecuencia de muchas experiencias compartidas (buenas y de las otras), algunas aparentemente irrelevantes para el trabajo presentado, pero no para mí. Por eso quiero expresar mi gratitud a todos mis compañeros y amigos (ellos y yo sabemos quiénes son), de la Escola d'Enginyeria de Terrassa, del Departamento y de la Universidad. No obstante, quisiera personalizar ese agradecimiento en las personas que están, o han estado, más próximas durante estos últimos años, Rafa, Juan Antonio, Pedro, Iñaki y también a Pic en el recuerdo.

De forma especial quiero dedicar esta tesis a mis padres, Ramón y Pilar, por su generosidad, a mi familia, particularmente a mis sobrinos y sobrinias, por los muchos momentos que no hemos compartido y a Anna, por tu apoyo en los momentos complicados, por estar siempre ahí y porque tu habilidad para encontrar un problema en cada solución supone un estímulo permanente para mí.

Finalmente dar las gracias a todos los que decidan dedicar parte de su tiempo a leer este trabajo (independientemente de lo que piensen al final) y también a todos a los que se empeñan en seguir buscando soluciones a los problemas.

En las técnicas de protección contra el rayo un aspecto básico es la identificación del posible punto de impacto, que viene determinado por la evolución de la fase inicial de la descarga atmosférica, conocida como líder escalonado (stepped leader), y por la geometría del terreno y estructuras sobre él. En general, los modelos teóricos disponibles se ajustan a situaciones ideales y no contemplan situaciones como trayectorias no verticales, terreno no plano o estructuras complejas.

En este trabajo se revisan y comparan los modelos más destacados en la bibliografía sobre el tema y se propone un modelo para el estudio del stepped leader basado en el Método de los Elementos Finitos (*FEM*). Con la intención de aproximar el proceso a la situación real de avance de un líder negativo descendente, que puede seguir una trayectoria 3D, en el modelado se contemplan aspectos como: el ajuste de la densidad de carga en el canal, la longitud y dirección del salto, que pueden ser modificadas en función de la altura a la que se encuentre el líder, y los retardos de propagación provocados por la distancia del punto de observación. Por otra parte, el modelo permite la implementación de geometrías en 3D y la incorporación de estructuras complejas y terreno no plano, facilitando obtener resultados en situaciones en las que no es posible disponer de aproximaciones teóricas.

Se han realizado simulaciones con diferentes propuestas de distribución de carga en el canal y para situaciones de líder vertical, inclinado y con trayectoria 3D. El modelo ha sido evaluado, contrastando sus resultados con casos teóricos ideales y reproduciendo situaciones reales a partir de diversas medidas de campo. La aplicación del modelo en la simulación de casos reales para líder negativo descendente nos proporciona valores de parámetros que no están disponibles a través de las medidas registradas y que son de utilidad para el estudio de las descargas negativas descendentes. En este trabajo nos hemos centrado en algunos de ellos y se han obtenido resultados de interés como: una estimación de la velocidad de avance del líder en función de la altura (sólo a partir de medidas disponibles de $\Delta E(t)$), la definición de nuevas relaciones entre densidad de carga en el canal, ΔE_{max} (líder próximo a tierra), la

corriente de pico de retorno y la distancia del punto de observación, además de verificar las condiciones de inicio de descargas en una nube de tormenta.

Por último, se utiliza el modelo para la evaluación de la distancia de cebado (striking distance), concepto básico en técnicas de protección. Se infiere una nueva ecuación para su cálculo y se comparan los resultados con las propuestas disponibles en la literatura, mostrando una buena concordancia con la recomendación de la norma IEC 62305-1.

Los resultados obtenidos animan a continuar con el estudio y abren la posibilidad de ampliar la aplicación del método a otras etapas, no sólo en la descarga descendente, sino también de otros fenómenos relacionados con la formación y evolución de las situaciones de tormenta.

In lightning protection techniques a basic aspect is the identification of the impact point possible, which is determined by the evolution of the initial phase of the lightning, known as the stepped leader, the ground geometry and structures on it. In general, the available theoretical models are consistent with ideal situations and do not include situations such as non-vertical trajectories, non-flat terrain or complex structures.

This work reviews and compares the most outstanding models in the literature on this subject and proposes a model for the study of the stepped leader based on the Finite Element Method (*FEM*). With the intention of bringing the process to the real situation of progress of a downward negative leader, who can follow a trajectory 3D, several modeling aspects are contemplated, as: adjusting the charge density in the channel, the length and direction of jump, which can be modified depending on the height that is the leader, and the propagation delays caused by the distance from the observation point. On the other hand, the model allows the implementation of 3D geometries and the incorporation of complex structures and non-flat terrain, providing results in situations when it is not possible to have theoretical approaches.

Simulations have been performed with different proposals for charge distribution in the channel, in situations of leader vertical, inclined and 3D trajectory. The model has been evaluated, comparing their results with theoretical ideal cases and reproducing some real situations from field measurements. The application of the model in simulating real cases for downward negative leader provides parameter values that are not available through the recorded measurements and are useful for studying this type of discharge. In this work we have focused on some of them, and we have obtained interesting results as: estimating the speed of the leader according of height (from the measures of $\Delta E(t)$), the definition of new relationships between charge density in the channel, ΔE_{max} (leader close to ground), the return peak current and the observation point distance, as well as we can verify the conditions of inception for a discharge into a storm cloud.

Finally, we use the model to evaluate the striking distance, a basic concept of protection techniques. It is inferred a new equation for its calculus and the results are compared with proposals available in the literature, showing good agreement with the recommendation of IEC 62305-1.

The results encourage to continue the study and they open the possibility to extend the method to other stages, not only on the downward leader, but also on other phenomena related to the formation and evolution of storm situations.

En les tècniques de protecció contra el llamp, un aspecte bàsic és la identificació del possible punt d'impacte, que ve determinat per l'evolució de la fase inicial de la descàrrega atmosfèrica, coneguda com a líder esglaonat (stepped leader), i per la geometria del terreny i les estructures que hi ha a sobre d'ell. En general, els models teòrics disponibles s'ajusten a situacions ideals i no contemplen situacions com trajectòries no verticals, terreny no pla o estructures complexes.

En aquest treball es revisen i comparen els models més destacats en la bibliografia sobre el tema i es proposa un model per a l'estudi del stepped leader basat en el Mètode dels Elements Finitos (*FEM*). Amb la intenció d'apropar el procés a la situació real d'avançament d'un líder negatiu descendent, el qual pot seguir una trajectòria 3D, en el modelat es contemplem aspectes com: l'ajustament de la densitat de càrrega al canal, la longitud i la direcció del salt, que poden ser modificades en funció a l'altura on es trobi el líder i als retards de propagació provocats per la distància del punt d'observació. D'una altra banda, el model permet la implementació de geometries en 3D i la incorporació d'estructures complexes i terreny no pla, facilitant així l'obtenció de resultats en situacions on no es possible disposar d'aproximacions teòriques.

S'han realitzat simulacions amb diferents propostes de distribució de càrrega al canal i per a situacions de líder vertical, inclinat i amb trajectòria 3D. El model ha estat avaluat, contrastant els seus resultats amb casos teòrics ideals i reproduint situacions reals a partir de diferents mesures de camp. L'aplicació del model en la simulació de casos reals per a líder negatiu descendent ens proporciona valors de paràmetres que no estan disponibles a través de les mesures registrades i que són d'utilitat per a l'estudi de les descàrregues negatives descendents. En aquest treball ens n'hem centrat en alguns i s'han obtingut resultats d'interès com: una estimació de la velocitat d'avançament del líder en funció d'altura (només a partir de mesures disponibles de $\Delta E(t)$), la definició de les noves relacions entre densitat de càrrega al canal, ΔE_{max} (líder proper a terra), el corrent del pic de retorn i la distància del punt d'observació, a més de verificar les condicions d'inici de descàrregues en un núvol de tempesta.

Per últim, s'utilitza el model per a l'avaluació de la distància de d'encebament (striking distance), concepte bàsic en tècniques de protecció. S'infereix una nova equació per al seu càlcul i es comparen els resultats amb les propostes disponibles en la literatura, mostrand una bona concordància amb la recomanació de la norma IEC 62305-1.

Els resultats obtinguts animen a continuar amb l'estudi i obren la possibilitat d'ampliar l'aplicació del mètode a d'altres etapes, no només en la descàrrega descendent, sinó també d'altres fenòmens relacionats amb la formació i evolució de les situacions de tempesta.

1. Introducción	27
1.1. Motivación.....	28
1.2. Descripción de los diferentes capítulos de la tesis	29
2. Antecedentes y Estado del Arte	33
2.1. El Campo eléctrico y el fenómeno del rayo.....	33
2.1.1. Campo eléctrico en condiciones de buen tiempo	33
2.1.2. Campo eléctrico en condiciones de tormenta	36
2.2. Protección y evaluación del riesgo de impacto del rayo	40
2.3. El Líder escalonado (stepped-leader).....	43
2.3.1. Descripción	43
2.3.2. Carga total en el canal	46
2.3.3. Distribución de carga a lo largo del canal	49
2.4. Campo eléctrico y stepped leader	54
2.4.1. Evaluación del campo eléctrico.....	55
2.4.2. El campo eléctrico en presencia de líder	57
2.4.3. Striking distance y radio de atracción	61
2.4.4. Modelos propagativos	68
2.4.4.1. Modelo de progresión de líder (<i>LPM</i>)	68
2.4.4.2. Modelo de Rizk.....	71
2.5. Conclusiones	72
3. Estudio sobre el Dart Leader	75
3.1. Modelado y procedimiento de cálculo.....	77
3.1.1. Geometría y mallado.....	78
3.1.2. Densidad de carga en el canal del líder dardo.....	79
3.1.3. Cálculo y ajuste de tiempos	80
3.2. Resultados obtenidos	82
3.2.1. Estudio sobre el flash S9721-1	82
3.2.1.1. Flash S9721-1 con carga uniforme.....	84

3.2.1.2.	Flash S9721-1 con carga exponencial	88
3.2.2.	Estudio sobre el flash S9918-2	91
3.2.2.1.	Flash S9918-2 con carga uniforme.....	92
3.2.2.2.	Flash S9918-2 con carga exponencial	94
3.2.3.	Estudio sobre el flash S9934-3	95
3.2.3.1.	Flash S9934-3 con carga exponencial	96
3.2.3.2.	Flash S9934-3 con carga uniforme.....	98
3.2.4.	Estudio sobre el flash S9930-1	100
3.2.4.1.	Flash S9930-1 con carga exponencial	100
3.2.5.	Estudio sobre el flash S9133-1	103
3.2.6.	Estudio sobre el flash S9133-2	105
3.2.7.	Estudio sobre el flash 0902.....	108
3.3.	Análisis de datos.....	110
3.3.1.	Relaciones entre I_{ps} , ρ_l , r y campo eléctrico (ΔE_{max}).....	110
3.3.2.	Velocidad para el líder dardo (artificial).....	115
3.3.3.	$\Delta E / \Delta t$ en función de la distancia de observación	119
3.4.	Conclusiones	121
4.	Estudio sobre el Stepped Leader	123
4.1.	Datos utilizados	124
4.1.1.	Estructura de carga de la nube	124
4.1.2.	Datos del líder descendente	125
4.2.	Condiciones de modelado	126
4.3.	Aplicación sobre diferentes modelos	130
4.3.1.	Propuesta de Cooray	130
4.3.2.	Propuesta de Golde	131
4.3.3.	Propuesta de Hutzler	132
4.3.4.	Propuesta de Deller	133
4.3.5.	Propuesta de Eriksson	134
4.4.	Discusión y conclusiones.....	135
5.	Líder Tortuoso.....	139
5.1.	Trayectoria recta inclinada.....	140
5.2.	Caso real: estudio de la descarga inclinada	144
5.2.1.	Descarga S9930-1	144
5.2.1.1.	Distribución de carga uniforme en el canal del líder.....	145
5.2.1.2.	Distribución de carga exponencial en el canal del líder.....	149

5.2.2. Descarga S9934-3	151
5.3. Líder Tortuoso en 3D: estudio de la descarga 1000803_203000	152
5.3.1. Datos y descripción del procedimiento	152
5.3.2. Selección de datos	153
5.3.3. Filtrado 1 de datos	154
5.3.4. Conversión de datos	155
5.3.5. Filtrado 2 de datos	155
5.3.6. Definición del modelo en <i>FEM</i> : geometría del terreno, líder y propiedades	156
5.3.7. Simulación 3D	159
5.3.8. Resultados	161
5.4. Conclusiones	163
6. Distancia de Cebado	165
6.1 Aplicación para el cálculo de la distancia de cebado	165
6.2 Análisis de resultados y comparativa	167
7. Conclusiones finales y trabajos futuros	169
7.1 Conclusiones finales	169
7.2 Futuras líneas de trabajo.....	172
Anexo A1. Sobre la aplicación del FEM	173
Aplicación Electrostática	174
Modelo de nube con una carga esférica negativa sin líder.....	176
Anexo A2. Sobre las geometrías utilizadas	177
Geometría, propiedades y mallado utilizados en el capítulo 3	177
Geometría, propiedades y mallado utilizados en el capítulo 4	180
Geometría, propiedades y mallado utilizados en el capítulo 5	180
Referencias Bibliográficas	183

NOTACIONES Y ABREVIATURAS PRINCIPALES

$\Delta E(t)$	Variación de campo eléctrico en función del tiempo	V/m, kV/m
$\Delta E/\Delta t$	Velocidad de variación de campo eléctrico	(kV/m)/s
ΔE_{max}	Valor máximo de la variación de campo eléctrico	V/m, kV/m
Δh	Incremento de altura	m
c	Velocidad de propagación de la luz ($\approx 3 \times 10^8$)	m/s
D, d	Distancia	m
E_{est}	Campo de estabilización	kV/m
H	Altura de inicio del líder negativo descendente	m
I_{pf}	Valor de pico de la corriente del primer retorno	kA
I_{ps}	Valor de pico de la corriente del retorno subsecuente	kA
L	Longitud efectiva del líder	m
\emptyset, V	Potencial eléctrico en un punto	V, kV
Q_l	Carga eléctrica total en el líder	C
r	Distancia	m
R_a	Radio de atracción (<i>attractive radius</i>)	m
R_s	Distancia de cebado (<i>striking distance</i>)	m
v	Velocidad de avance del líder	m/s
x_0, y_0, z_0	Punto de referencia (cero de coordenadas)	-
x_n, y_n, z_n	Coordenadas de un punto cualquier	-
ϵ_0	Permitividad del vacío ($= 8,85 \times 10^{-12}$)	F/m
ϵ_r	Permitividad relativa	
μ	Permeabilidad magnética	H/m
ρ	Densidad de carga	C/m
ρ_l	Carga por unidad de longitud	C/m, mC/m
<i>MSC</i>	Método de Simulación de Cargas	
<i>FEM</i>	Finite Element Method	
<i>LPM</i>	Leader Progression Model	
LIS	Lightning Imagin Sensor	
OTD	Optical Transient Detector	
<i>MEG</i>	Modelo Electrogeométrico	
<i>MER</i>	Método de la Esfera Rodante	

<i>MVC</i>	Método del Volumen de Captación
LMA	Lightning Mapping Array
LINET	Lightning Location Network
XDDE	Red Catalana de Localización de Rayos
NLDN	US National Lightning Detection Network

Fig. 2.1. Variación diurna del campo eléctrico (V/m) a nivel del suelo, (adaptado de [10]).....	34
Fig. 2.2. Representación del circuito eléctrico global (adaptado de [14]).....	35
Fig. 2.3. Distribución de los valores del campo eléctrico bajo una tormenta (adaptado de [15]).	37
Fig. 2.4. Tipos de descarga para un cumulonimbus, (adaptado de [18])......	38
Fig. 2.5. Descargas entre nube y tierra, según la dirección de propagación y la polaridad de la carga transferida, (adaptado de [14, 19])......	38
Fig. 2.6. Distribución anual de descargas atmosféricas totales y en cada uno de los dos hemisferios (adaptado de [10])	40
Fig. 2.7. Reproducción del proceso completo de la descarga eléctrica (adaptada de [14])	44
Fig. 2.8. Comparativa de algunas de las propuestas de relación entre la carga total transportada por el <i>stepped leader</i> y la I_{pf}	48
Fig. 2.9. Valores de carga en la parte final del líder.....	52
Fig. 2.10. a) Distribución de carga (ρ_l) para distintos valores de I_{pf} . b) ρ_l para $I_{pf}=30$ kA y diferentes alturas del extremo del líder (reproducidas de [57])	52
Fig. 2.11. a) Distribución de carga (ρ_l) para distintos valores de I_{pf} . b) ρ_l para $I_{pf}=30$ kA y diferentes alturas del extremo del líder.....	54
Fig. 2.12. a) Ejemplo de distribución tripolar en la nube. b) Campo eléctrico individual y total provocado por los centros de carga (adaptada de [43]).....	55
Fig. 2.13. a) Diagrama para el cálculo del campo eléctrico a nivel suelo (adaptado de [43]).	56
Fig. 2.14. a) E/E_{max} en relación a H/D . b) E/E_{max} en relación a la altura del líder.	57
Fig. 2.15. Geometría para deducir el valor de E en un punto P (adaptado de [43]) ..	57
Fig. 2.16. Variación de E a nivel de suelo para: a) un punto a 100 m de la vertical y diferentes valores de carga en el líder y b) para $\rho_l = 0,5$ mC y diferentes distancias a la vertical.....	59
Fig. 2.17. ΔE para $I_{pf} = 14$ kA (discontinua), 30kA (puntos), 80kA (continua), Beasley (círculos).....	59
Fig. 2.18. Cambio de signo en ΔE en función de los valores de H , D y z	60
Fig. 2.19. Distancia de cebado sobre el suelo (terreno plano).....	63

Fig. 2.20. Incremento de E a nivel de suelo en función de la altura de la punta del líder	63
Fig. 2.21. R_a en función de la altura de la estructura para un valor de $I_{pf} = 31 \text{ kA}$	65
Fig. 2.22. Esquema de la geometría del modelo y progresión paso a paso de la descarga del rayo utilizando el “ <i>Leader Progression Model</i> ” para su simulación (adaptada de [4])	70
Fig. 3.1. Esquema de lanzamiento con el método clásico	76
Fig. 3.2. Esquema de lanzamiento en altitud	76
Fig. 3.3. Diagrama del proceso de cálculo	78
Fig. 3.4 . Tamaño de malla de la geometría utilizada.....	79
Fig. 3.5. Obtención de $t=f(h)$, en trazo discontinuo la medida registrada y en línea continua el resultado del modelo <i>FEM</i>	80
Fig. 3.6. Error debido a t de propagación	81
Fig. 3.7. Medidas de campo eléctrico realizadas a distancias de 10, 20, 30, 50, 110 y 500 m de la vertical del canal para un dart leader y su posterior corriente de retorno [79].....	83
Fig. 3.8. En a) se muestran las medidas obtenidas para $r = 10, 20$ y 30 m y en b) para $r = 50, 110$ y 500 m de distancia con respecto al punto de impacto [50].	83
Fig. 3.9. Campo eléctrico obtenido por el modelo <i>FEM</i> , en el S9721-1, para los últimos metros de avance del líder y diversas distancias de observación.	85
Fig. 3.10. Valor máximo de $E(\text{kV/m})$ (líder próximo a tocar el suelo) obtenido en las medidas de Crawford, en la simulación y recta de regresión para la simulación.	85
Fig. 3.11. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas a distancias de 10, 20, 30, 50, 110 y 500m de la vertical del canal para el S9721-1. En línea continua el resultado de la simulación para cada valor de r	87
Fig. 3.12. Densidad de carga en los últimos 1500 m del S9721-1 (ecuación 1.23) ...	88
Fig. 3.13. Campo eléctrico en función del avance del líder para puntos de observación situados a 10, 20, 30, 50, 110 y 500m de la vertical.	89
Fig. 3.14. Valores máx. de $E(\text{kV/m})$ (líder próximo a tocar el suelo) obtenidos en las medidas de Crawford, en la simulación y recta de regresión para la simulación con ρ_l exponencial.....	89
Fig. 3.15. En traza de puntos, las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 50m de la vertical del canal para el S9721-1. En línea continua el resultado de la simulación.	90
Fig. 3.16. Medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 15 m (a) y 30 m (b) de la vertical del canal para el S9918-2 [81].	91
Fig. 3.17. Campo eléctrico en función del avance del líder, últimos 300 m, para puntos de observación situados a 15 m (línea continua) y 30 m (discontinua) de la vertical.	92

Fig. 3.18. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 50 m de la vertical del canal para el S9918-2 y en línea continua el resultado de la simulación.	93
Fig. 3.19. Campo eléctrico en función del avance del leader, últimos 300m, para puntos de observación situados a 15m (línea continua) y 30m de la vertical (línea discontinua).	94
Fig. 3.20. En traza de puntos, las medidas de campo eléctrico realizadas para la descarga S9918-2 y en línea continua el resultado de la simulación.	95
Fig. 3.21. Para el S9934-3: a) medida de campo eléctrico realizadas a la distancia de 15 m de la vertical del canal [84] y b) resultado de la simulación $E=f(h)$	96
Fig. 3.22. Para el S9934-3, densidad de carga en los últimos 1000 m. (ecuación 1.23)	96
Fig. 3.23. En traza de puntos la medida de ΔE a la distancia de 30m de la vertical para el S9934-3. En línea continua el resultado de la simulación con distribución de carga exponencial	97
Fig. 3.24. Para el S9934-3, en traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancias de 30 m de la vertical del canal. En línea continua el resultado de la simulación.	99
Fig. 3.25. Medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 15 m de la vertical del canal para un dart-leader y su posterior corriente de retorno [85].	100
Fig. 3.26. Para la descarga S-9930-1: a) densidad de carga en los últimos 1000 m, b)	100
Fig. 3.27. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancias de 15 m de la vertical del canal para el S9930-1. En línea continua el resultado de la simulación.	102
Fig. 3.28. a) Medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 30 m de la vertical del canal para el S9133-1 [66]. b) Resultado de la primera simulación $E=f(h)$	103
Fig. 3.29. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancias de 30 m de la vertical del canal para el S9133-1. En línea continua el resultado de la simulación.	104
Fig. 3.30. a) Medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 30 m de la vertical del canal para el S9133-2 [66]. b) Resultado de la primera simulación $E=f(h)$	106
Fig. 3.31. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancias de 30 m de la vertical del canal para el S9133-2. En línea continua el resultado de la simulación.	107
Fig. 3.32. a) Medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 30 m de la vertical del canal para la descarga 0902 [87]. b) Resultado de la primera simulación $E=f(h)$	108

Fig. 3.33. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico, realizadas a la distancias de 30 m de la vertical del canal, para la descarga 0902. En línea continua el resultado de la simulación.	109
Fig. 3.34. Cálculo teórico [ecu (2.32)] del valor de E , con el líder próximo al suelo para diferentes valores de densidad de carga (uniforme) en el líder y tres distancias de observación	111
Fig. 3.35. Valores de simulación (modelo FEM) del valor de E , con el líder próximo al suelo para diferentes valores de densidad de carga (uniforme) en el líder y tres distancias (r).....	111
Fig. 3.36. Gráfica $E=f(\rho_l, r)$	112
Fig. 3.37. Gráfica $E=f(I_{ps}, r)$	113
Fig. 3.38. Intensidad de corriente subsecuente en función del valor de E_{max} . a) Resultados presentados por Cooray en [60]. b) Resultados obtenidos a partir de la ecuación (3.10)	114
Fig. 3.39. Intensidad de corriente subsecuente en función del valor de E_{max} , comparación entre medidas y resultados de la ecuación (3.10), a) para $r=15$ m y b) para $r=30$ m	114
Fig. 3.40. Velocidad en función de la altura de la punta del líder dardo.....	117
Fig. 3.41. Velocidad en función de la carga para distribución de carga uniforme, en a) para el 100% de ΔE y en b) para el 90% final de ΔE	118
Fig. 3.42. Velocidad en función de la Intensidad del retorno subsecuente, en a) para el 100% de ΔE y en b) para el 90% final de ΔE	118
Fig. 3.43. a) $\Delta E/\Delta t$ para el 100% de ΔE . b) error estimado para las simulaciones.	119
Fig. 3.44. a) $\Delta E/\Delta t$ para el 90% de ΔE . b) error estimado para las simulaciones... ..	120
Fig. 3.45. a) % error para $\Delta E/\Delta t$ en el 100% de ΔE . b) % error para $\Delta E/\Delta t$ en el 90% de ΔE	120
Fig. 3.46. a) $\Delta E/\Delta t$ para el 100% de ΔE . b) error estimado para las simulaciones.	121
Fig. 4.1. Señales localizadas por la red XDDE y los ejes mayor y menor ajustados a estos datos.....	125
Fig. 4.2. a) Elipses que describen la zona de carga para la nube. b) Geometría en Comsol de la estructura de carga utilizada en este estudio.	127
Fig. 4.3. Diagrama del proceso de cálculo del líder escalonado	128
Fig. 4.4. Perfil de campo eléctrico vertical en la nube y superpuestos los umbrales de Hydrometeor-enhanced breakdown (1) , Runaway breakdown (2) y de Critical breakeven threshold (3)	129
Fig. 4.5. Resultados para Cooray - distribución exponencial: a) ρ_l para diferentes alturas. b) Gráficas calculadas para el ΔE y diferentes distancias del punto de observación.....	130
Fig. 4.6. Comparación para las gráficas de ΔE a 800 m : valor medido, simulación con velocidad cte. (1) y simulación con velocidad variable (2)	131
Fig. 4.7. a) Gráficas calculadas para el ΔE y diferentes distancias del punto de observación. b) Comparación para las gráficas de ΔE a 900 m:	

	valor medido, simulación con velocidad cte. (1) y simulación con velocidad variable (2).....	132
Fig. 4.8.	Hutzler – uniforme. a) Gráficas calculadas para el ΔE y diferentes distancias del punto de observación. b) Comparación para las gráficas de ΔE a 900 m: valor medido, simulación con velocidad cte. (1) y simulación con velocidad variable (2).....	132
Fig. 4.9.	Hutzler – uniforme + carga puntual. a) Gráficas calculadas para el ΔE y diferentes distancias del punto de observación. b) Comparación para las gráficas de ΔE a 900 m: valor medido, simulación con velocidad cte. (1) y simulación con velocidad variable (2). c) Igual para 850 m.....	133
Fig. 4.10.	Resultados obtenidos de acuerdo a propuesta de Dellerá (<i>LPM</i>).....	134
Fig. 4.11.	Resultados obtenidos de acuerdo a la propuesta de Eriksson.	135
Fig. 5.1.	Líder dardo provocado con cohete en 1997 en Camp Blanding, Florida - [100].....	140
Fig. 5.2.	Imagen captada de la descarga S9934 (adaptada de [84]).	141
Fig. 5.3.	Geometría para deducir el valor de ΔE causado por un líder inclinado en un punto P	141
Fig. 5.4.	Resultados obtenidos para la distancia de 50 m en a) y la distancia de 500 m en b).....	142
Fig. 5.5.	Diferencia porcentual, considerando los dos métodos utilizados, para dos distancias del punto de observación.	143
Fig. 5.6.	Resultados obtenidos para tres procedimientos de cálculo	143
Fig. 5.7.	Resultados obtenidos el modelo FEM con canal vertical e inclinado.....	144
Fig. 5.8.	a) Resultados obtenidos para el S9930-1. b) Error(%) del modelo FEM respecto al modelo teórico, ecuación (5.1).....	147
Fig. 5.9.	Traza de puntos, las medidas de campo eléctrico realizadas a las distancias de 15 m de la vertical del canal para el S9930-1. Línea continua el resultado de la simulación para carga uniforme	149
Fig. 5.10.	En traza de puntos, las medidas de campo eléctrico realizadas a las distancias de 15 m de la vertical del canal para el S9930-1. En línea continua el resultado de la simulación para distribución de carga exponencial (ecuación (2.23) adaptada).....	150
Fig. 5.11.	Ventana temporal con datos de la red LMA del episodio en estudio.....	154
Fig. 5.12.	Resultado del segundo filtrado de datos.....	156
Fig. 5.13.	Imagen de la zona en la que se produce la descarga (google earth).....	157
Fig. 5.14.	Imagen topográfica de la Fig. 5.13 (google earth)	157
Fig. 5.15.	Geometrías del líder y de la geografía del terreno implementada en Comsol	158
Fig. 5.16.	Visión global con volumen (cilindro) de control.	160
Fig. 5.17.	Detalle de la geometría utilizada y la trayectoria del leader	160
Fig. 5.18.	Detalle de la trayectoria del líder y aumento de mallado en las superficies	160
Fig. 5.19.	Detalle del tamaño de mallado en el líder y zona de medida.....	161

Fig. 5.20. Resultado de la simulación. a) Considerando un tramo final “largo”, b) Aumento del n° de saltos en la parte final.....	161
Fig. 5.21. En trazo de puntos, las medidas de campo eléctrico registradas para la descarga 1000803_203000. En línea continua el resultado del modelo <i>FEM</i> para velocidad ajustada por tramos. En línea discontinua el resultado para velocidad cte. igual a la velocidad media.....	162
Fig. 5.22. velocidad calculada de avance del líder respecto a la altura.....	163
Fig. 6.1. Distancias de cebado obtenidas por el modelo <i>FEM</i> , en línea continua para ρ_l de acuerdo a la ecuación (2.23) y en discontinua según la ecuación (2.6).....	166
Fig. 6.2. Distancias de cebado obtenidas según diferentes propuestas.....	167
Fig. 6.3. Distancias de cebado obtenidas para un valor de $\Delta E_{med} = 750$ kV/m.....	168
Fig.A.1.1 Geometría con tres centro de carga (adaptado de [43]).....	175
Fig.A.1.2. Campo eléctrico vertical E en función de la distancia horizontal D para la geometría expuesta en la Fig.A.1.1.	175
Fig.A.1.3. Geometría con tres centro de carga (adaptado de [Uman 2003]).....	176
Fig.A.1.4. Campo eléctrico vertical normalizado E en función de la distancia horizontal D para la geometría expuesta en la figura 24.....	176
Fig.A.2.1 . Tamaño de malla de la geometría utilizada.....	179
Fig.A.2.2 Tamaño de malla de la geometría utilizada.....	180
Fig.A.2.3 Identificación de vértices en a) y de líneas en b) para una geometría....	181

Tabla 2.1. Reseña histórica sobre las medidas de campo eléctrico (adaptada de [10]).....	35
Tabla 2.2. Características generales de las nubes de tormenta (adaptado de [16])....	37
Tabla 2.3. Parámetros típicos de las descarga nube-tierra	39
Tabla 2.4. Velocidades del líder escalonado, por diversos autores (adaptada de [43]).....	45
Tabla 2.5. Diversas relaciones entre I_{pf} y Q total en el líder.....	48
Tabla 3.1. S9721-1 Velocidad de avance del líder dardo	86
Tabla 3.2. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE	87
Tabla 3.3. S9721-1, velocidad de avance del líder dardo	90
Tabla 3.4. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE	91
Tabla 3.5. S9918-2, velocidad calculada de avance del líder dardo con ρ_l uniforme.....	92
Tabla 3.6. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE	93
Tabla 3.7. Velocidad calculada de avance del líder dardo S9918-2.....	94
Tabla 3.8. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE	95
Tabla 3.9. Velocidad calculada de avance del líder dardo S9934-3	97
Tabla 3.10. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE	98
Tabla 3.11. Velocidad calculada de avance del dart leader S9934-3 (ρ_l uniforme)..	98
Tabla 3.12. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE	99
Tabla 3.13. Velocidad de avance del líder dardo con carga exponencial	102
Tabla 3.14. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE	102
Tabla 3.15. Velocidad de avance del S9133-1, con carga uniforme.....	104
Tabla 3.16. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE	105
Tabla 3.17. Velocidad calculada de avance del líder dardo S9133-2.....	106
Tabla 3.18. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE	107
Tabla 3.19. Velocidad calculada de avance del líder dardo 0902.....	109

Tabla 3.20. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE	109
Tabla 3.21. Valores de velocidad media referenciados para líder dardo, (adaptado de [43, 50]).	115
Tabla 4.1. Resumen de velocidades calculadas para el stepped leader	136
Tabla 5.1. Velocidad de avance del dart leader S-9930-1	148
Tabla 5.2. Velocidad de avance del dart leader S-9930-1	150
Tabla A2.1. Parámetros de mallado con línea de tierra sin puntos de medida	178
Tabla A2.2. Parámetros de mallado con puntos de medida sin línea de tierra	178

Introducción

En las técnicas de protección contra los efectos del rayo es de gran importancia la identificación de los puntos más susceptibles de sufrir el posible impacto.

Para la determinación de estos puntos “calientes” se utiliza el concepto de distancia de cebado (striking distance), que es la distancia existente entre el extremo del líder escalonado descendente (stepped leader) negativo y el punto sobre la superficie de tierra, o la estructura sobre la que impactará la descarga, en el instante en el cual se alcanza el valor de campo eléctrico crítico de cebado del aire y se inicia el líder ascendente positivo de conexión [1].

Este valor viene determinado por el valor de campo eléctrico inducido en el suelo (o la estructura) debido al avance de la descarga del rayo, que en esta primera etapa se conoce como líder escalonado. El valor del campo eléctrico sobre una estructura depende de los siguientes factores:

- Características del terreno
- Forma de la estructura
- Efectos de otras estructuras cercanas
- Condiciones ambientales
- Características del stepped leader

Asumiendo que, en general, los cuatro primeros son conocidos y pueden considerarse constantes, el estudio y modelado de las características del stepped leader es un factor determinante.

En una primera aproximación y suponiendo que el líder está casi totalmente extendido, justo antes del último salto, podemos decir que la striking distance es función del campo eléctrico que aparece entre el extremo del líder y el suelo (o la estructura). Este valor dependerá de la velocidad y de la distribución de carga en el canal del líder, que a su vez viene determinado por la carga total acumulada en toda su longitud. Por otra parte, es de interés encontrar relaciones entre esta carga total acumulada en el líder descendente y el valor de la corriente del primer retorno (I_{pr}) ya que este es un parámetro habitualmente disponible y utilizado en el diseño de los sistemas de protección.

1.1. Motivación

Los parámetros que nos pueden permitir analizar los efectos del stepped leader son:

- carga total transportada
- distribución de la carga en el canal
- velocidad y características del avance del líder
- altura de inicio y de su extremo con respecto al suelo
- longitud total
- radio
- trayectoria

Debido a las características de aleatoriedad y magnitud asociadas al fenómeno natural que se estudia es prácticamente imposible medir estos parámetros de forma directa, los ensayos en laboratorio no siempre se ajustan a los factores de escala del fenómeno real y en el caso de cálculos teóricos y modelos de simulación se suelen asumir condiciones que se ajustan a situaciones ideales muy concretas.

Reconociendo que los trabajos experimentales son los que hacen avanzar en cualquier rama de la ciencia, por la dimensión del fenómeno estudiado este sería uno de los casos en los que las experiencias con técnicas de simulación están justificadas, ya que nos permiten obtener datos de situaciones difíciles de implementar en laboratorio o de resolver por cálculo directo.

En la literatura se encuentran diversas propuestas de modelos de simulación sobre el stepped leader o la fase final del mismo, como el de Vargas [2] que utiliza el Método de Simulación de Cargas (*MSC*), o trabajos referentes en la materia como el de Cooray [3] o el Leader Progression Model de Deller [4], entre otros. Por otra parte, cada vez es más habitual el uso de modelos sobre *FEM* (Finite Element Method) en aplicaciones concretas, como las de Becerra [5] o Arevalo [6, 7] en las que utilizando *FEM* se estudian las condiciones de aparición y propagación de líderes ascendentes o la de Madsen [8] en la que se estudian las descargas sobre generadores eólicos. También es de destacar la propuesta de Borghetti [9] en la que se realiza una aplicación del Leader Progression Model (*LPM*) utilizando *FEM*.

No siendo fácil obtener medidas de descargas atmosféricas, el modelo de simulación nos debe permitir relacionar los valores de las variables asociadas al fenómeno y calcular (en su caso) los nos disponibles por medida directa. Así, la motivación inicial del trabajo que aquí se presenta es proponer una metodología basada en un modelo de simulación y cálculo numérico utilizando el Método de los Elementos Finitos que nos permita ajustar propiedades y resolver situaciones de avance de líder negativo descendente en condiciones de 3D, con terreno plano o no, y geometrías que pueden ser complejas, tanto para la trayectoria del líder como para las estructuras en tierra.

Con la aplicación del modelo se aborda otro importante reto del trabajo, que es contribuir al conocimiento de la descarga negativa descendente y sus efectos. El modelo es contrastado con medidas disponibles y cuando es posible con ecuaciones teóricas, como consecuencia de estas pruebas de ajuste se obtienen otros resultados y aportaciones de interés en la tesis como son: valores para la velocidad de avance del líder en función de la altura (a partir de medidas disponibles de $\Delta E(t)$) y establecer relaciones entre densidad de carga en el canal (ρl), ΔE_{max} (líder próximo a tierra), la corriente de pico de retorno (I_{pf}) y la distancia del punto de observación (r).

1.2. Descripción de los diferentes capítulos de la tesis

La tesis se estructura en 7 capítulos, a través de los cuales se introduce y contrasta el modelo, desde el caso más simple de modelos teóricos o ideales, a la aplicación final sobre un caso de líder tortuoso y determinación de la distancia de cebado. Entre los diferentes apartados hay un hilo conductor ya que las ecuaciones y conclusiones

obtenidas del modelo en cada capítulo sirven de base o justificación para los capítulos siguientes.

En el capítulo 2 se hace una reseña de los aspectos generales relacionados con las descargas atmosféricas y, ya con más detalle, para la descarga negativa descendente se realiza una revisión de los modelos teóricos disponibles y de las propuestas más referenciadas en la literatura, que en capítulos posteriores serán utilizadas en la validación y contraste del modelo.

En el capítulo 3 se presenta una primera descripción del modelo y se realiza una aplicación al caso ideal de líder recto vertical. Siendo difícil poder disponer de datos de campo sobre stepped leader, para esta primera validación del modelo se utilizan diversas medidas disponibles en la literatura, realizadas con la técnica de provocar el líder de forma artificial mediante el lanzamientos de cohetes, con un comportamiento equiparable al del líder dardo (dart leader). Se contrastan los resultados obtenidos, se ajusta el modelo y se establecen relaciones entre diferentes parámetros

En el capítulo 4, siguiendo el procedimiento utilizado en el capítulo anterior, puesto que seguimos con líder vertical, se realiza una aplicación sobre datos registrados de un stepped leader. En este caso se disponen de datos de la nube de tormenta que se incorporan en el modelo *FEM*, se verifican las condiciones de inicio de descarga en la nube y se contrastan los valores medidos de $\Delta E(t)$ con los resultados obtenidos para el modelo con las principales propuestas de distribución de carga disponibles en la literatura.

En el capítulo 5, se realiza un estudio teórico sobre los efectos de la inclinación del canal del líder en los valores de $\Delta E(t)$ y se contrastan las soluciones proporcionadas por el modelo *FEM* con las ecuaciones teóricas y con observaciones disponibles de líder dardo con trayectoria inclinada, lo cual nos permite cuantificar los posibles errores y validar el uso del modelo. Finalmente se realiza la aplicación del modelo sobre un líder negativo descendente con trayectoria 3D, para ello se utilizan las detecciones LMA registrados de una descarga natural. Los datos se implementan sobre el modelo *FEM* y las soluciones obtenidas son contrastadas con las observaciones realizadas, encontrándose una buena concordancia.

En el capítulo 6 se utiliza el modelo para obtener valores de la distancia de cebado (striking distance) en función del pico de intensidad del primer retorno y para distribuciones de carga uniforme y variable. Se contrastan los resultados con los valores establecidos en la IEC 62305-1 y otras propuestas.

Para terminar, en el capítulo 7 se plantean unas conclusiones finales y posibles líneas de trabajo futuro a partir de los resultados y aportaciones de esta tesis.

El trabajo está dedicado a la descarga negativa descendente y por tanto la carga depositada en el líder y la componente vertical del campo eléctrico $\Delta E(z)$ será de signo negativa, no obstante, como simplificación en el texto se ha omitido el signo especificándolo cuando se habla de carga positiva.

Antecedentes y Estado del Arte

En la literatura científica se pueden encontrar diversas aproximaciones al proceso y simplificaciones que, en determinadas condiciones y no sin controversia, ayudan a establecer los modelos que facilitan el estudio del stepped leader. En la elaboración de estas propuestas se ha trabajado con: la teoría electromagnética, relaciones entre las diferentes etapas de la descarga, datos de campo (fenómeno natural), datos de campo a partir de la técnica de provocar descargas artificiales mediante cohetes (rocket-triggered lightning), ensayos en laboratorio y simulaciones con ordenador.

2.1. El Campo eléctrico y el fenómeno del rayo

Para abordar el estudio de la evolución del valor de campo eléctrico a nivel de superficie, en condiciones de tormentas y en presencia de descargas atmosféricas, es necesario tener una visión más amplia, que debe incluir el conocimiento del campo eléctrico en cualquier condición, incluyendo buen tiempo, y que factores pueden influir en sus variaciones.

2.1.1. Campo eléctrico en condiciones de buen tiempo

El gradiente de potencial o componente vertical del campo eléctrico es una de las propiedades más estudiada de la atmósfera, en la Fig. 2.1 se muestran medidas realizadas en Laponia en el año 1903 sobre la evolución del campo eléctrico a lo largo del día. Ya en la actualidad se ha comprobado que estos valores deben matizarse en

función de la presencia de partículas de contaminación o aerosoles en la atmósfera [10, 11]. Por otra parte se puede observar que las variaciones en la amplitud del ciclo son mayores en invierno / primavera y más suaves en otoño y verano.

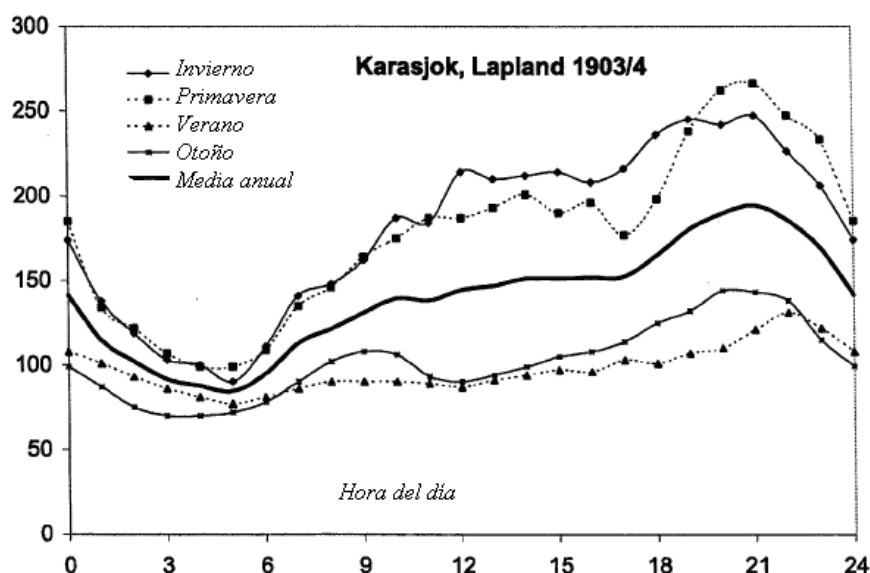


Fig. 2.1. Variación diurna del campo eléctrico (V/m) a nivel del suelo, (adaptado de [10]).

En Cataluña, en L'Observatori de l'Ebre en Tortosa ya se realizaron series de medidas del campo eléctrico atmosférico, durante el periodo comprendido entre 1910 y 1924 de forma ininterrumpida [10, 12].

En condiciones de buen tiempo, y dependiendo de factores locales, el valor del campo eléctrico a nivel de suelo oscila entre 50 y 400 V/m, estableciéndose en la literatura un valor promedio de 120 V/m. Se admite que la Tierra tiene en todo momento un valor neto de carga negativa de 500.000 C y que la diferencia de potencial entre el suelo y la ionosfera (electrosfera) a 50 km de altura es de alrededor de 300 kV.

En el primer tercio del siglo XX a partir de los trabajos de Williams [10, 11, 13] se establece que existe una clara correlación entre el desarrollo de tormentas en una parte del planeta y el “buen tiempo” en otra, de forma que las tormentas y las descargas atmosféricas en particular contribuyen al equilibrio eléctrico global (Fig. 2.2)

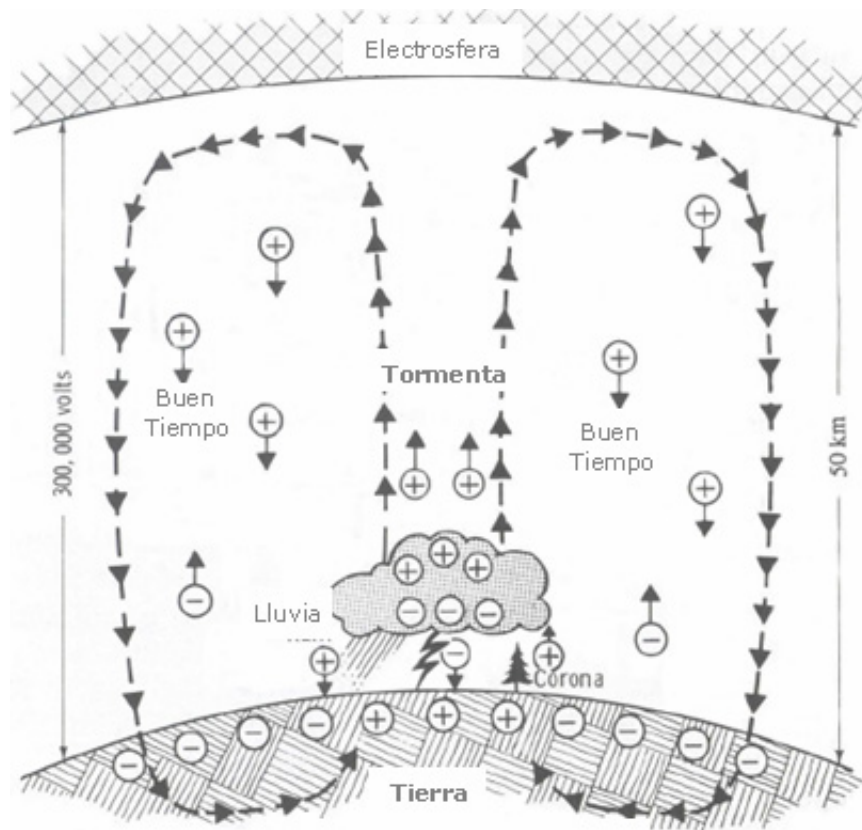


Fig. 2.2. Representación del circuito eléctrico global (adaptado de [14]).

A continuación se presenta una breve descripción de los primeros avances relacionados con el conocimiento del campo eléctrico terrestre

Tabla 2.1. Reseña histórica sobre las medidas de campo eléctrico (adaptada de [10]).		
Año	Autor	Aportación
1750	Franklin(Philadelphia) y D'Alibard (Paris)	Primeros estudios documentados
1752	Canton	Medidas de cambios en los valores de E provocados por nubes sin tormentas
1775	Beccaria	Medidas sistemáticas de la variación diaria de la electricidad atmosférica. Verificación de electrificación positiva con buen tiempo y de los efectos de la niebla sobre los parámetros eléctricos
1785-1788	De Saussure	Estudio sobre la variación diaria de los valores de E
1789-1791	Read	Realiza una serie de 686 medidas de la variación diaria del valor de campo eléctrico
1844-1847	Sir Francis Ronalds	A partir de medidas sistemáticas realizadas en el Observatorio de Kew (Londres), verifica la existencia de un doble ciclo por día en la evolución de E
1860	Lord Kelvin	Se instala en el Observatorio de Kew el primer medidor con registro automático de E

1861-1872	Wislizenus.	Estudios sobre los efectos del ciclo solar sobre la electrificación atmosférica, a partir de medidas realizadas en St.Louis (Missouri).
> 1850	Desarrollo y mejora de los equipos de medida	Comienzan a instalarse estaciones de medida en diversos países
1905	Gerdien	Diseña un instrumento (electrodo cilíndrico) que permite determinar la conductividad del aire
1909	C.T.R. Wilson	Se inician en el Observatorio de Kew medidas sistemáticas de la corriente aire-tierra (En activo hasta finales de los 70)
1909-1929	CarnegieInstitute (Washington)	El barco científico Carnegie, realiza medidas por todo el mundo. Estos datos han sido fundamentales.
1921	Everling y Wigand,	Utilizando globos y dirigibles realizan medidas que muestran cambios en el campo eléctrico en los bordes las nubes estratiformes.
1925	Chauveau	Medidas realizadas con globo muestran que el valor de la componente vertical de E decae con la altura
1920-1929	C.T.R. Wilson	Entre otras aportaciones establece el “Circuito Eléctrico Global”
1992-1994	Williams	Establece relaciones entre clima y electricidad, en tormentas y nubes no tormentosas.
1995	Bering	Relaciones entre electricidad atmosférica y el sistema climático

2.1.2. Campo eléctrico en condiciones de tormenta

La distribución de cargas en la nube de tormenta provoca que a nivel de suelo, bajo la nube, aparezcan valores elevados de campo eléctrico (Fig. 2.3). La medida de estos campos electrostáticos, y su desplazamiento, es un método que ayuda a prevenir de la posibilidad de que se produzca una descarga eléctrica, disparando sistemas de alerta y avisando del peligro para determinadas actividades, con lo cual se pueden reducir los posibles daños y accidentes. No obstante la variabilidad de los parámetros que intervienen en el fenómeno hace que estos sistemas no sean más que orientativos de una situación.

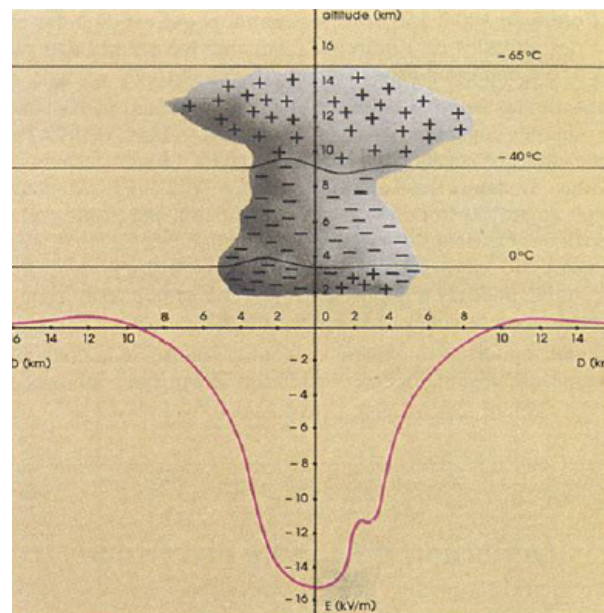


Fig. 2.3. Distribución de los valores del campo eléctrico bajo una tormenta (adaptado de [15]).

En la Tabla 2.2 se resumen las características generales de las nubes de tormenta que son de utilidad para definir modelos.

Tabla 2.2. Características generales de las nubes de tormenta (adaptado de [16])

Parámetro	Valor de referencia
Diámetro	10 km
Altura	10 – 15 km
Altura de la base	1 – 2 km
Masa de agua	10^8 kg
Carga total	10 a 100 C
Potencial eléctrico (nube-tierra)	50 a 100 MV
Duración	1 hora

En la actualidad se admite que la estructura eléctrica de la nube de tormenta usualmente presenta una distribución con tres zonas de carga especialmente significadas [17], (Fig. 2.4).

Cuando los valores de carga eléctrica en el interior de la nube son grandes y se alcanzan los valores suficientes de gradiente de potencial, puede producirse la descarga eléctrica. Estas descargas pueden ser nube-aire, nube-nube, intra-nube o nube-tierra, siendo esta última la más estudiada por ser la que más afecta a nuestra actividad de forma directa.

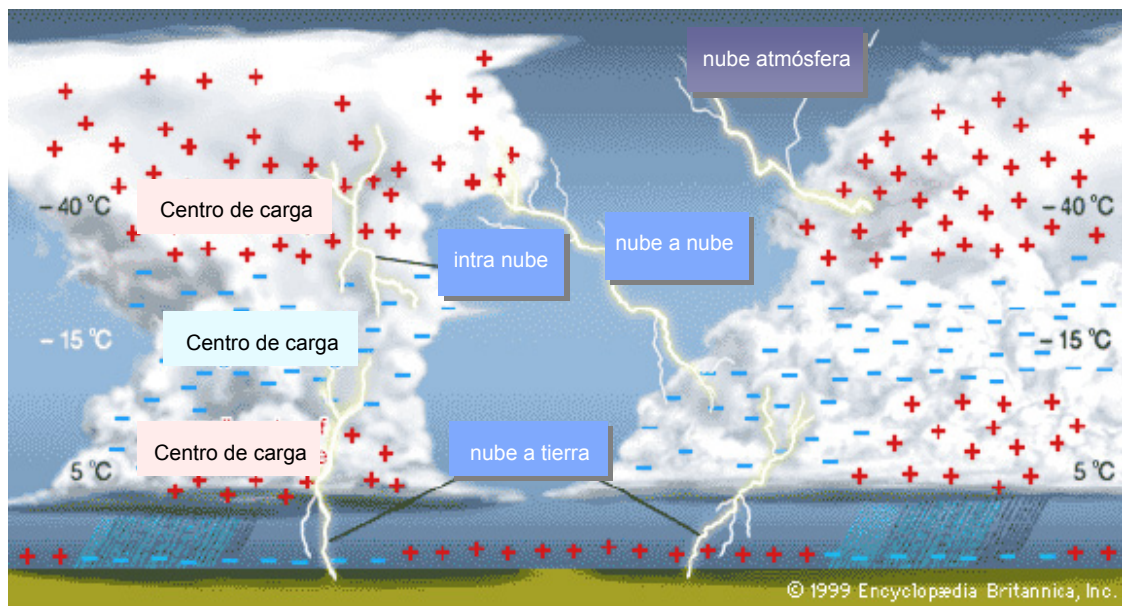


Fig. 2.4. Tipos de descarga para un cumulonimbus, (adaptado de [18]).

Nos encontramos con cuatro topologías (Fig. 2.5) de descarga nube-tierra:

- 1) descarga nube-tierra (descendente) negativa, que es la más habitual
- 2) descarga tierra- nube (ascendente) positiva
- 3) descarga nube-tierra (descendente) positiva
- 4) descarga tierra- nube (ascendente) negativa

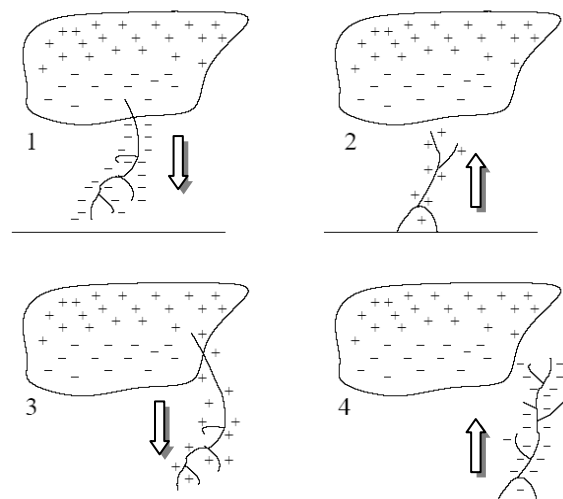


Fig. 2.5. Descargas entre nube y tierra, según la dirección de propagación y la polaridad de la carga transferida, (adaptado de [14, 19])

El presente trabajo se centra en las descargas de tipo 1, ya que el 90% de las descargas que se producen en Europa son negativas descendentes, motivo por el cual su

estudio es de gran importancia para facilitar el diseño de sistemas de protección. A fin de tener una visión global se presenta la Tabla 2.3 con los parámetros típicos de las corrientes del rayo nube-tierra (CG) descendente, realizado a partir de datos de Berger [20], que proporciona unos porcentajes (95%, 50% y 5%) de los casos que exceden los valores medios basados en distribuciones de tipo normal.

Tabla 2.3. Parámetros típicos de las descarga nube-tierra

Parámetros	Unidades	Tamaño de la muestra	% que sobrepasan los valores indicados		
			95%	50%	5%
Pico de corriente (min 2kA)					
Primera descarga negativa	<i>kA</i>	101	14	30	80
Descargas negativas subsecuentes	<i>kA</i>	135	4,6	12	30
Rayos positivos	<i>kA</i>	26	4,6	35	250
Carga					
Primera descarga negativa	<i>C</i>	93	1,1	5,2	24
Descargas negativas subsecuentes	<i>C</i>	122	0,2	1,4	11
Rayo negativo completo	<i>C</i>	94	1,3	7,5	40
Rayos positivos	<i>C</i>	26	20	80	350
Duración del frente (2kA a pico)					
Primera descarga negativa	μs	89	1,8	5,5	18
Descargas negativas subsecuentes	μs	118	0,22	1,1	4,5
Rayos positivos	μs	19	3.5	22	200
Crecimiento máximo (di/dt)					
Primera descarga negativa	<i>kA/μs</i>	92	5,5	12	32
Descargas negativas subsecuentes	<i>kA/μs</i>	122	12	40	120
Rayos positivos	<i>kA/μs</i>	21	0,2	2,4	32
Duración de la descarga (2kA a mitad del valor pico en la cola)					
Primera descarga negativa	μs	90	30	75	200
Descargas negativas subsecuentes	μs	115	6,5	32	140
Rayos positivos	μs	16	25	230	2000
Intervalo de tiempo entre					
Descargas negativas	<i>ms</i>	133	7	33	150
Duración del Rayo					
Negativo (simple o múltiple)	<i>ms</i>	94	0,15	13	1100
Negativo (sólo descarga múltiple)	<i>ms</i>	79	31	180	900
Positivo	<i>ms</i>	24	14	85	500
Integral, $\int i^2 dt$					
Primera descarga negativa	<i>A².s</i>	91	$6,0 \times 10^3$	$5,5 \times 10^4$	$5,5 \times 10^5$
Descargas negativas subsecuentes	<i>A².s</i>	88	$5,5 \times 10^2$	$6,0 \times 10^3$	$5,2 \times 10^4$
Rayos positivos	<i>A².s</i>	26	$6,0 \times 10^3$	$6,5 \times 10^5$	$1,5 \times 10^7$

En la Fig. 2.6, a partir de observaciones LIS y OTD realizadas mediante satélite obtenidas por la NASA, se muestra la distribución de descargas atmosféricas (de cualquier tipo) captadas a lo largo de un año y el hemisferio (N/S) en el que se han detectado. El estudio demuestra que el 78% de los rayos se detecta entre los 30° S y los 30° N, la mayor actividad se produce en el periodo de verano para el hemisferio norte y como media, la proporción entre rayos que impactan en tierra o sobre el mar es de 10/1 [21].

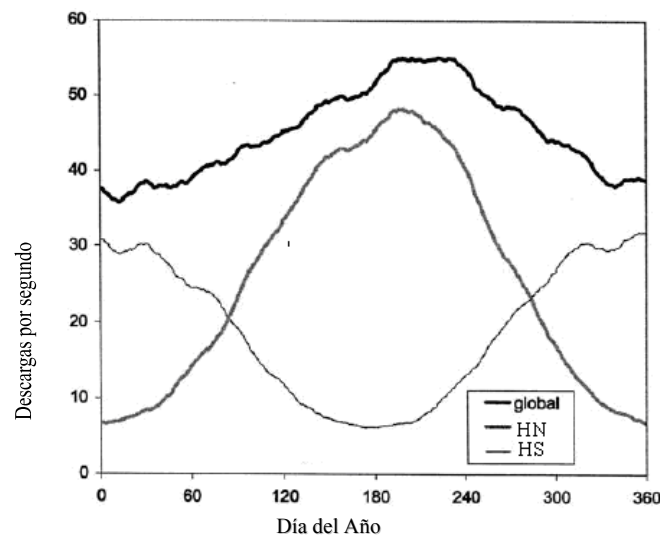


Fig. 2.6. Distribución anual de descargas atmosféricas totales y en cada uno de los dos hemisferios (adaptado de [10]).

2.2. Protección y evaluación del riesgo de impacto del rayo

Es sabido, que desde el origen de los tiempos, todos los fenómenos naturales que superaban la comprensión del conocimiento humano fueron relacionados de una u otra forma con la voluntad y capricho de los “dioses”. Y posiblemente, debido a sus características particulares, de muestra instantánea de energía en forma de sonido (trueno) y luz (rayo), la descarga atmosférica ha sido asociada a la manifestación de ira y enfado por parte de estos dioses.

Benjamín Franklin, a principios de la segunda mitad del siglo XVIII, inicio sus estudios sobre la electricidad y estableció su hipótesis sobre el origen y propiedades eléctricas de las tormentas [22]. También propuso un primer método de protección, el pararrayos, que todavía hoy en día sigue siendo un elemento clave en los sistemas de protección contra el impacto del rayo, por cuanto favorece la descarga en un punto

determinado y posibilita la canalización de la gran energía instantánea a donde menos daño produzca.

En la segunda mitad del siglo XIX, diversos científicos continuaron los estudios sobre las propiedades eléctricas de la atmósfera y de las tormentas en particular. Desde principios del siglo XX y hasta la actualidad, la evolución de la técnica, instrumentación, equipos de medida y sistemas de procesado y comunicación a posibilitado un mayor conocimiento sobre la formación de las tormentas y a permitido empezar a conocer y describir cuales son los fenómenos físicos relacionados con el fenómeno del rayo y proponer medios de protección.

No obstante, la aleatoriedad del proceso de la descarga atmosférica y la dificultad para establecer factores de escala entre ensayos de laboratorio y las observaciones realizadas del fenómeno natural, complican el acuerdo de la comunidad científica para definir un modelo para definir el fenómeno del rayo.

Las primeras propuestas de metodología para protección contra el impacto del rayo aparecen a finales de la década de 1920 y estaban orientadas a la protección de las líneas de transporte de energía eléctrica, en concreto el conocido como “método del ángulo de protección”. En 1930, Schwaiger en Alemania y Akopian en la Unión Soviética realizan propuestas de modificaciones al método anterior, para su empleo en líneas e instalaciones eléctricas [23].

Desde principios del siglo XX los investigadores buscaban una modelización matemática del proceso de descarga sobre estructuras y edificaciones a tierra, y a partir de 1950 se establecen las bases de la teoría electrogeométrica [24, 25] que supone el origen de el “modelo electrogeométrico” (*MEG*).

El *MEG* se fundamenta en el uso de aproximaciones empíricas basadas en el concepto de la distancia de cebado (striking distance) [26], que se define como la distancia entre el extremo del líder descendente y el suelo o la estructura a tierra en el instante en que se inicia el líder positivo ascendente [14], esta distancia viene determinada esencialmente por el valor esperado de pico de la corriente de retorno.

A partir del *MEG*, Lee [27, 28] propone el “método de la esfera rodante” (*MER*), que consiste en un método de construcción geométrica para determinar la ubicación de los terminales de protección de las edificaciones y estructuras, y se ha convertido en una referencia en la normativa y estándares internacionales.

No obstante, el *MEG* (y por tanto el *MER*), que es relativamente fácil de aplicar para estructuras simples, presenta importantes limitaciones al no tener en cuenta cuestiones como la altura de la estructura, la geometría de los posibles puntos de impacto o no considerar el proceso físico y parámetros de propagación del líder descendente y del líder ascendente.

En 1987, Eriksson propone una mejora sobre el *MEG* de utilización en líneas de transporte de energía [29, 30], en la que se consideran los efectos de la altura de la estructura y se admite que cualquier punto de la estructura que quede dentro del denominado “volumen de captación” puede sufrir un impacto. Este volumen quedará determinado por la distancia de cebado (*striking distance*) y un lugar geométrico dado por la relación entre las velocidades de los líderes descendente y ascendente. Más recientemente, se amplía el modelo anterior para su aplicación a todo tipo de construcciones y edificios, y se propone el “método del volumen de captación” (*MVC*) [31, 32].

A partir de 1990 y en las dos últimas décadas, los avances en instrumentación y técnicas de medida así como en las mejoras en las pruebas de laboratorio y simulaciones han facilitado que los investigadores planteen nuevos modelos, que basándose en el mejor conocimiento de la física del rayo son cada vez más detallados y en los que se tienen en cuenta aspectos como las relaciones entre la distancia de impacto, la geometría de las estructuras, las trayectorias de los líderes descendente y ascendente, el campo eléctrico ambiente, etc.

Algunos ejemplos relevantes son: el “modelo de progresión del líder” (*LPM*) [4, 33, 34] de Deller y Garbagnati y sobre el que M. Bernardi propone mejoras en [35], el “modelo de inicio del líder” propuesto por Rizk [36, 37], las aportaciones sobre el “campo de estabilización” de Bondiou-Clergerie, Gallimberti y Lalande [38, 39], el “método del potencial del líder” de Mazur [40] o el “modelo de inicio del líder ascendente de conexión” de Becerra y Cooray [5]. No obstante, dada la complejidad y cantidad de parámetros que intervienen en el proceso que se pretende modelizar, todas estas propuestas incorporan ciertas suposiciones y aproximaciones lo que hace que no estén totalmente aceptadas o que existan discrepancias sobre algunos de sus aspectos.

2.3. El Líder escalonado (stepped-leader)

2.3.1. Descripción

El stepped leader se inicia con una descarga en el interior de la nube, el cual se propaga desde la nube a tierra con saltos de algunas decenas de metros, pausas entre saltos de unos 50 μs , pulsos de corriente de 1 kA (de 1 μs de duración) [41, 42] y transportando unos 10 C de carga negativa desde la nube a tierra con una velocidad media de 2×10^5 m/s [43, 44], en la Tabla 2.4 se presenta un resumen de los estudios realizados por diferentes autores sobre la velocidad de avance del líder.

Asociados con los pulsos de corriente se producen los pulsos de los campos eléctrico y magnético, de 1 μs o menos de duración y de 0,1 μs o menos de tiempo de crecimiento. A medida que la punta del líder se aproxima a tierra con un potencial de 10^7 V, el campo eléctrico en las irregularidades del terreno, o estructuras sobre él, supera el valor de la tensión disruptiva del aire y uno o más trazadores ascendentes se inician desde los puntos más elevados, comenzando un proceso de unión cuando la punta del líder está a pocas decenas de metros de tierra [45-48].

Una vez establecido un canal único, el líder se descarga y por este canal previamente ionizado se propaga (a 1/3 de la velocidad de la luz) la primera descarga de retorno en unos 100 μs . La energía que, se libera tan rápidamente, calienta el canal hasta una temperatura próxima a los 20.000 °K y genera una sobrepresión en el canal de más de 1000 atm que origina un choque de ondas que puede provocar el trueno [49].

El fenómeno del rayo puede concluir después de esta primera descarga, pero generalmente en el canal se dispone de una carga adicional y se produce un nuevo líder descendente, llamado líder dardo (dart leader), que se propaga por el canal residual de la primera descarga a una velocidad $c/100$ (siendo c la velocidad de la luz). Este dart leader por lo general no se ramifica, transporta una carga de aproximadamente 1 C (con una corriente de 1kA) y es el inicio de una segunda descarga de retorno que se propaga hacia arriba a una velocidad de $c/2$. Este proceso se repite hasta que la nube se ha descargado (Fig. 2.7).

Normalmente se producen tres o cuatro descargas de retorno en un rayo, que están separadas por algunas decenas de ms e incluso centenas de ms y a veces una corriente continua de 100 A circula por el canal después de la descarga de retorno [50].

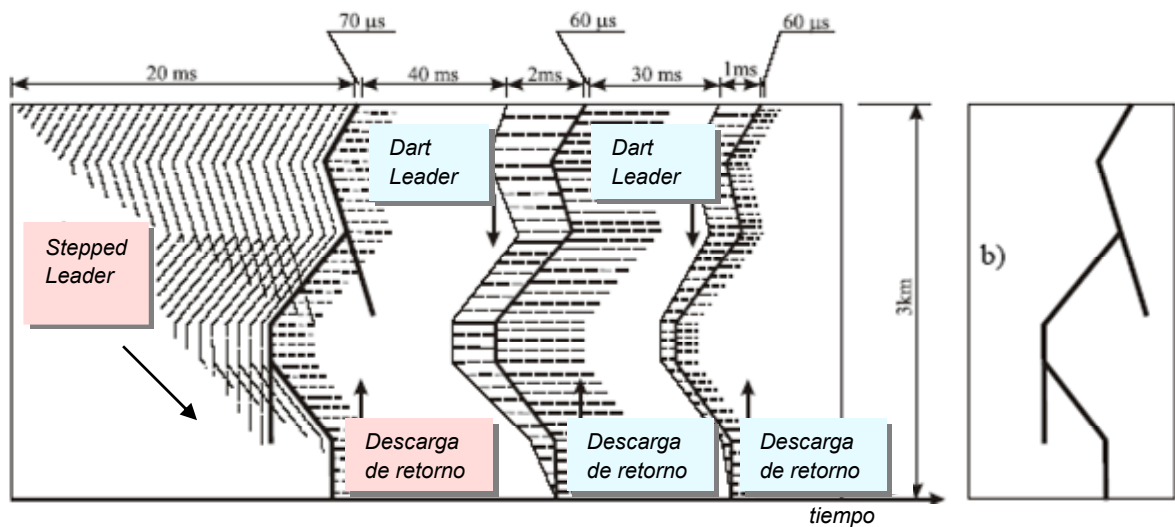


Fig. 2.7. Reproducción del proceso completo de la descarga eléctrica (adaptada de [14])

En los rayos descendentes negativos, el proceso de unión entre los líderes descendente y ascendente es fundamental para el diseño de los sistemas de protección. Se distinguen cuatro etapas:

En la primera etapa se produce, en un campo eléctrico casi estático de algunos kV/m, la iniciación del efecto corona en las estructuras en punta.

En la segunda etapa se propaga el stepped leader que desciende, provocando un rápido crecimiento del campo eléctrico, el efecto es notable cuando el líder se encuentra a unos 100 m del suelo con una relación de 10^9 (V·s/m)

En la tercera etapa, la descarga corona inicial origina un trazador que se convierte en un líder ascendente (upward leader). En algunos casos y en ausencia de estructuras que sobresalgan del terreno, algunos líderes ascendentes pueden crecer desde el suelo.

En la cuarta y última etapa, el líder ascendente continúa su propagación con la condición que se mantenga un valor de campo eléctrico mínimo, hasta que enlaza con el líder descendente.

Como ya se ha comentado, cuando el *stepped leader* descendente se acerca aumenta el campo eléctrico en la proximidad de los objetos conectados a tierra. Este campo alcanza un valor crítico y o bien se produce un último “salto” o bien puede iniciarse un líder ascendente en dirección al líder descendente que puede llegar a conectar con él, provocando el impacto. La distancia entre la estructura a tierra y la punta del líder

descendente, cuando se inicia el líder ascendente (*striking distance*, R_s) depende del campo eléctrico generado por el *stepped leader* y por tanto es función de la distribución de carga en el canal.

Sobre el canal abierto de esta forma, se producirá la primera descarga de retorno, transportando la carga acumulada en el canal y provocando un valor muy grande de corriente. Esta corriente alcanza su valor máximo I_{Pf} en unos pocos microsegundos. En el estudio de la protección contra el rayo es necesario describir los criterios de inicio del líder ascendente y las relaciones entre el campo eléctrico con la carga eléctrica total Q_l del líder (o carga por unidad de longitud, ρ), la corriente de pico I_{Pf} de la primera descarga de retorno y la velocidad v a la que se desplaza esta.

Tabla 2.4. Velocidades del líder escalonado, por diversos autores (adaptada de [43])

Autor	Tamaño de la muestra	Velocidades [m/s]
Schonland (1956) Sur África	60	$0,8 \times 10^5 - 8 \times 10^5$ en la zona de 2 a 3 km de altura
	82 %	$0,8 \times 10^5 - 4 \times 10^5$
	45 %	$0,8 \times 10^5 - 2 \times 10^5$
		Mínima velocidad tridimensional 1×10^5
Isikawa (1961) Japón	13	Mediana $3,1 \times 10^5$
Berger y Vogelsanger (1966) Suiza	14 rayos al suelo	$0,9 \times 10^5 - 4,4 \times 10^5$ en la zona de 1,3 km de altura
	3 rayos sobre torre	$1,9 \times 10^5 - 2,2 \times 10^5$ por encima de los 100 m de altura
Orville y Idone (1982) Florida	2	15×10^5 sobre los 166 m $5,9 \times 10^5$ sobre los 188 m 11×10^5 sobre los 45 m
Nagai et al. (1982) Japón	1	$1,7 \times 10^5 - 4,7 \times 10^5$ para la base de la nube hasta 1 km de altura. El líder es gradualmente acelerado a medida que desciende.
Beasley et. al. (1983) Florida	3	$0,8 \times 10^6 - 3,9 \times 10^6$ para alturas inferiores a 100 m.
Thomsom et. al (1985) Florida	10	$1,3 \times 10^5 - 19 \times 10^5$ (media $5,7 \times 10^5$) para las alturas entre 600 m y 2 km.
Proctor et. al (1988) Sur África	66	$3 \times 10^4 - 4,2 \times 10^5$ mediana $1,3 \times 10^5$
Rakov y Uman (1990)		Media 2×10^5 . Duración media 35 ms.
Shao et al.(1995) Florida		Velocidad inicial típica 2×10^5
Chen et al.(1999) Australia y China	2	El primero: $4,5 \times 10^5 - 11 \times 10^5$ para alturas entre 367 y 1620 m El segundo: $4,9 \times 10^5 - 5,8 \times 10^5$ para alturas entre 33 y 102 m

2.3.2. Carga total en el canal

Admitiendo que la primera descarga de retorno neutraliza toda la carga en el canal de líder, en los estudios teóricos realizados sobre la *striking distance* por Golde [26], se proponen diferentes relaciones básicas entre la carga Q_l (C) y la corriente de pico I_{Pf} (kA). En ellos se acepta que la carga por unidad de longitud ρ_l (C/m), la velocidad v (m/s) de la primera descarga de retorno y la corriente de pico I_{Pf} están vinculadas por las ecuaciones:

$$I_p = \rho \cdot v \quad (2.1)$$

$$Q_l = \rho \cdot L \quad (2.2)$$

Esto es válido si aceptamos que la descarga de retorno se comporta como una función escalón y transporta la carga del líder de forma instantánea hacia tierra, que la ρ es la misma a lo largo de todo el canal y donde L (m) será la *longitud efectiva* del líder.

En la literatura científica encontramos diversas propuestas obtenidas de promediar los valores obtenidos a partir de integrar la forma de onda de la corriente del primer retorno. Como base para sus cálculos la mayoría de los autores utilizan las medidas realizadas por Berger en el observatorio del Monte Salvatore en Suiza [51].

K. Berger, propone

$$I_{Pf} = 10,6 \cdot Q_l^{0,7} \quad (2.3)$$

donde, al igual que en el resto de expresiones que siguen, Q_l está dado en Coulombs y la I_{Pf} en kA. A partir de la ecuación anterior obtenemos una relación entre la carga total transportada en el proceso de desplazamiento del *stepped leader* desde su punto de inicio hasta su contacto con tierra.

$$Q_l = 33,8 \times 10^{-3} I_{Pf}^{1,43} \quad (2.4)$$

En sus estudios Hutzler [52] utiliza otra relación experimental desarrollada por Berger [19, 20] para longitudes de 7500 m.

$$Q_l = \frac{I_{pf}}{15} \quad (2.5)$$

Que es similar a la propuesta de Golde [53], realizada a partir de sus propias observaciones

$$Q_l = \frac{I_{pf}}{20} \quad (2.6)$$

Como ya se ha mencionado, utilizando los mismos datos publicados por Berger, pero considerando diferentes criterios de longitud y modificando las condiciones del periodo de integración se elaboran otras relaciones:

Eriksson en 1979 [54]

$$I_{pf} = 29,4Q_l^{0,7} \quad (2.7)$$

$$Q_l = 7,95 \times 10^{-3} I_{pf}^{1,43} \quad (2.8)$$

Cooray y Lundquist en 1985 proponen [55] unos intervalos de valores, en lugar de un valor promedio

$$I_{pf} = (10 \sim 20)Q_l^{(0,6 \sim 0,7)} \quad (2.9)$$

$$Q_l = (6,7 \sim 21,4) \times 10^{-3} I_{pf}^{(1,43 \sim 1,67)} \quad (2.10)$$

Dellera [4] en 1990

$$Q_l = 76 I_{pf}^{0,68} \times 10^{-3} \quad (2.11)$$

Cooray et al. [56] en 2004

$$Q_l = 0,0298 I_{pf} \quad (2.12)$$

Esta última relación es utilizada en 2006 por Vargas en su trabajo sobre un nuevo modelo bí-lider del canal de la descarga eléctrica atmosférica [57].

En la Tabla 2.5 se presenta, a partir de las diferentes propuestas, un resumen y una comparación para determinados valores de Intensidad.

Tabla 2.5. Diversas relaciones entre I_{pf} y Q total en el líder

I_{pf} (kA)		14	20	30	80
Q (en C)					
Berger (1972)	$Q_l = 33,8 \times 10^{-3} I_{pf}^{1,43}$	1,47	2,45	4,37	17,8
Hutzler-Berger (1988)	$Q_l = \frac{I_{pf}}{15}$	0,93	1,33	2	5,33
Golde (1977)	$Q_l = \frac{I_{pf}}{20}$	0,7	1	1,5	4
Eriksson (1979)	$Q_l = 7,95 \times 10^{-3} I_{pf}^{1,43}$	0,35	0,58	1,03	4,18
Cooray y Lundquist (1985)	$Q_l = (6,7 \sim 21,4) \times 10^{-3} I_{pf}^{(1,43 \sim 1,67)}$	0,29 1,75	0,49 3,18	0,87 6,27	3,53 32,25
Dellera et al.(1990)	$Q_l = 76 I_{pf}^{0,68} \times 10^{-3}$	0,46	0,58	0,77	1,49
Cooray y Rakov (2004)	$Q_l = 0,0298 I_{pf}$	0,42	0,59	0,89	2,38

Se pueden observar que algunas propuestas difieren en forma significativa del resto (Fig. 2.8), el principal motivo es la longitud total considerada y la velocidad de avance del líder que se ha supuesto en los diferentes estudios teóricos

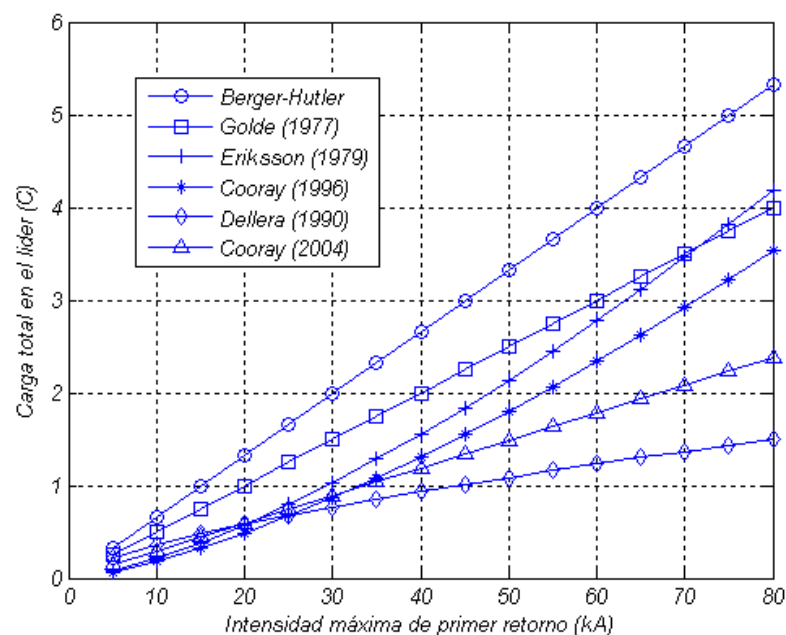


Fig. 2.8. Comparativa de algunas de las propuestas de relación entre la carga total transportada por el *stepped leader* y la I_{pf} .

2.3.3. Distribución de carga a lo largo del canal

Al estudiar cómo se distribuye la carga total transportada Q_l a lo largo del canal vertical del líder negativo descendente, en la literatura científica se encuentran propuestas en base a:

- carga uniforme
- carga lineal
- carga uniforme y una carga puntual en el extremo de líder
- distribución variable tipo exponencial

La opción más simple es suponer carga uniforme en todo el canal, de forma que:

$$\rho_l = \frac{Q_l}{L} \quad (2.13)$$

Esta relación es utilizada (como se verá más adelante) en la aproximación electrostática al cálculo del incremento de campo eléctrico sobre el suelo, o una estructura, al avanzar un líder descendente vertical.

La tercera posibilidad supone una carga uniforme a lo largo del líder, excepto en su parte final, en la cual se aumenta la densidad de carga con respecto al resto. Existen dos alternativas, suponer la mayor densidad de carga concentrada sobre una carga puntual en el extremo del *stepped leader*, o bien sobre su último tramo de algunas decenas de metros de longitud.

En la mayoría de las propuestas que se presentan a continuación se supone el líder en su etapa final, contactando con tierra y por otra parte I_{pf} está en kA y ρ_l en C/m.

Eriksson [54] determina el valor de ρ_l en la parte final del líder.

$$\rho_{l0} = 3,2 \times 10^{-6} I_{pf}^{1,43} \quad (2.14)$$

Ecuación obtenida suponiendo que la distribución en el líder es lineal sobre un canal de 5 km de longitud.

Cooray y Lundquist [55], a partir de la relación entre los valores de pico de campo eléctrico vertical producidos por el *stepped leader* y la corriente de primer retorno, establece el valor de ρ_l en la parte final del líder próxima a tierra. La cual, considerando una longitud del líder comprendida entre 5 km y 7 km y suponiendo diferentes tipos de distribución de carga, permite deducir la ecuación (2.10).

$$\rho_{l0} = 2,11 \times 10^{-6} I_{pf}^{1,55} \quad (2.15)$$

También Cooray [58] a partir de los modelos para la corriente de primer retorno, relacionando sus valores de pico, velocidad y campos electromagnéticos, calcula otra relación para la carga en los últimos metros del *stepped leader*. El resto del canal completa la Q_l .

$$\rho_{l0} = 2,28 \times 10^{-6} + 1,46 \times 10^{-5} I_{pf} + 1 \times 10^{-7} I_{pf}^2 \quad (2.16)$$

Por otra parte Hutzler [52] trabaja con una distribución uniforme ρ_l y una carga puntual en el extremo función de la altura a la que se encuentra el extremo del líder, donde Q_l se determina a partir de la ecuación (2.5).

$$\rho_l = \frac{0,9 Q_l}{H} \quad (2.17)$$

Supone que en la etapa final del líder, de contacto con el suelo, la carga puntual es el 10% de la carga total transportada.

$$q_0 = 0,1 Q_l \left(1 - \frac{z}{H} \right) \quad (2.18)$$

Dellera et al. [4], a partir de los datos obtenidos por Berger y de observaciones propias en laboratorio, asumiendo una longitud del canal de 2 km proponen un modelo basado en una distribución uniforme, a partir de las ecuaciones (2.11) y (2.2).

$$\rho_l = 3,8 \times 10^{-5} I_{pf}^{0,68} \quad (2.19)$$

Además en la parte inferior del líder, últimas decenas de metros (independientemente de la altura a la que se encuentre la punta del líder), se considera una carga negativa uniforme de 100 μC . Estos valores son utilizados en su modelo de progresión de avance del líder (*LPM*).

La cuarta opción, es la más aproximada a la complejidad del fenómeno real, y por tanto la más complicada de estudiar. En este caso se admite que la mayor concentración de carga está localizada en la parte final del canal del líder descendente, independientemente de la altura a la que se encuentre, aunque evidentemente cuanto más cerca del suelo se encuentre mayor será dicha concentración de carga. Las propuestas responden a variaciones de tipo exponencial que nos permiten determinar el crecimiento de la carga en el canal.

Golde [26, 59] establece una relación entre el valor de la carga en función de la altura y la densidad de carga en el extremo del canal para $z = 0$ (cuando toca al suelo).

$$\rho_l = \rho_{l0} e^{-z/\lambda} \quad (2.20)$$

Donde z (m) es la altura sobre el plano de tierra, λ es una constante de decrecimiento de la altura, ρ_{l0} es el valor de la densidad de carga en el instante del contacto entre el líder y tierra, ρ_{l0} está relacionada con la I_{pf} , y por tanto con la carga total transportada, a través de la expresión:

$$\rho_{l0} = \left[\frac{I_{pf}}{k\lambda \left(1 - e^{-H/\lambda}\right)} \right] \quad (2.21)$$

siendo H la altura de la nube (longitud total del canal). En sus trabajos Golde utiliza una altura del punto de inicio (H) de 2.500 m y un valor de λ de 1000 m y $k = 20\text{kA/C}$.

Hutzler en [52] estudia una distribución exponencial similar para ρ_l , donde las variables tienen el mismo significado que en la fórmula de Golde. Hutzler utiliza diferentes valores de λ (500 m, 1000 m y 1500 m).

$$\rho_l = \frac{I_{pf} e^{-z/\lambda}}{15\lambda \left(1 - e^{-H/\lambda}\right)} \quad (2.22)$$

A continuación se presenta una gráfica (Fig. 2.9) comparativa de los valores de carga en la parte final del líder (tocando a tierra) donde se observa una gran diferencia entre la propuesta realizada por Golde y las otras tres (muy similares entre sí). El motivo principal radica en que la relación de Golde determina una carga puntual cuando el líder

toca tierra en tanto que las otras propuestas determinan un valor promedio de distribución de carga en la última decena de metros.

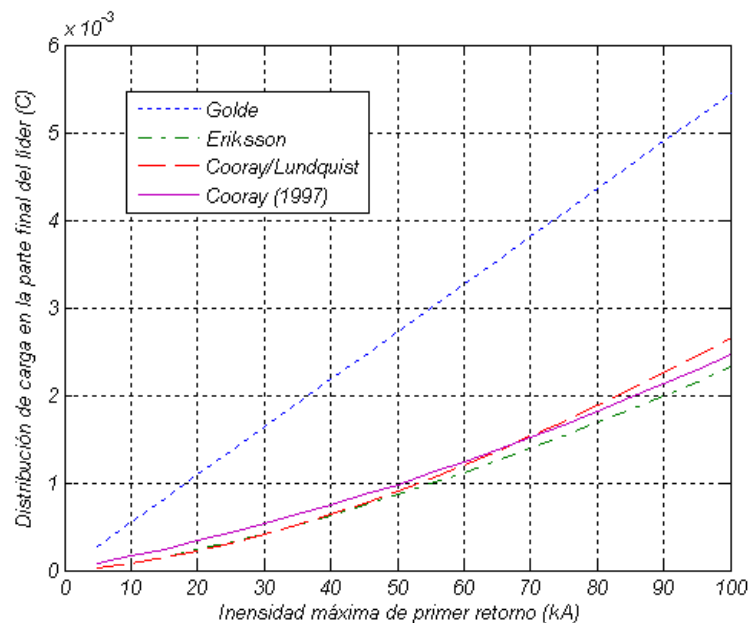
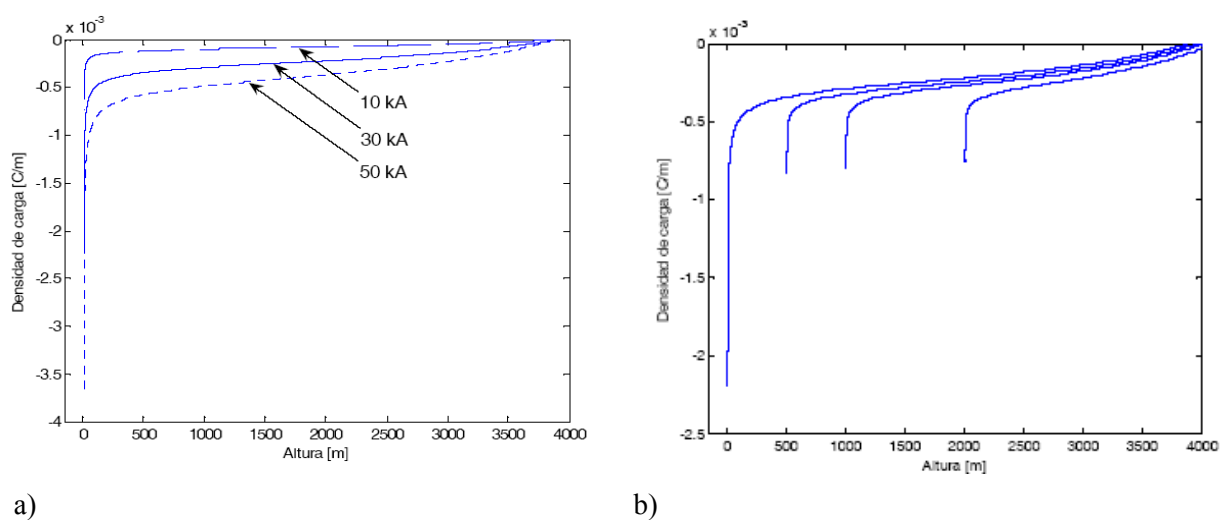


Fig. 2.9. Valores de carga en la parte final del líder

Vargas en sus trabajos sobre un nuevo modelo integral del canal de la descarga eléctrica atmosférica utilizando el método de simulación de cargas (*MSC*) sobre un modelo bilíder [57] obtuvo los resultados que se muestran en la Fig. 2.10.a para el líder totalmente extendido.



a) b)
Fig. 2.10. a) Distribución de carga (ρ_l) para distintos valores de I_{Pf} . b) ρ_l para $I_{Pf}=30$ kA y diferentes alturas del extremo del líder (reproducidas de [57])

Observándose que la distribución de carga es prácticamente lineal excepto en el tramo final de las últimas decenas de metros. Igualmente, y también mediante el *MSC* se presentan resultados sobre la distribución de carga para diferentes puntos de la progresión de un líder para $I_{pf} = 30$ kA y donde se produce un notable incremento al aproximarse este al suelo.

Finalmente la propuesta de Cooray et al. [60], en la que a partir de las observaciones de Berger, de otros autores y diversas consideraciones, establece la siguiente relación para la densidad de carga en el líder:

$$\rho(l) = a_0 \left(1 - \frac{l}{H-z}\right) G(z) I_{pf} + \frac{I_{pf}(a+b \cdot l)}{1+c \cdot l+d \cdot l^2} H(z) \quad (2.23)$$

Siendo

$$G(z) = 1 - z/H \quad (2.24)$$

$$H(z) = 0.3\alpha + 0.7\beta \quad (2.25)$$

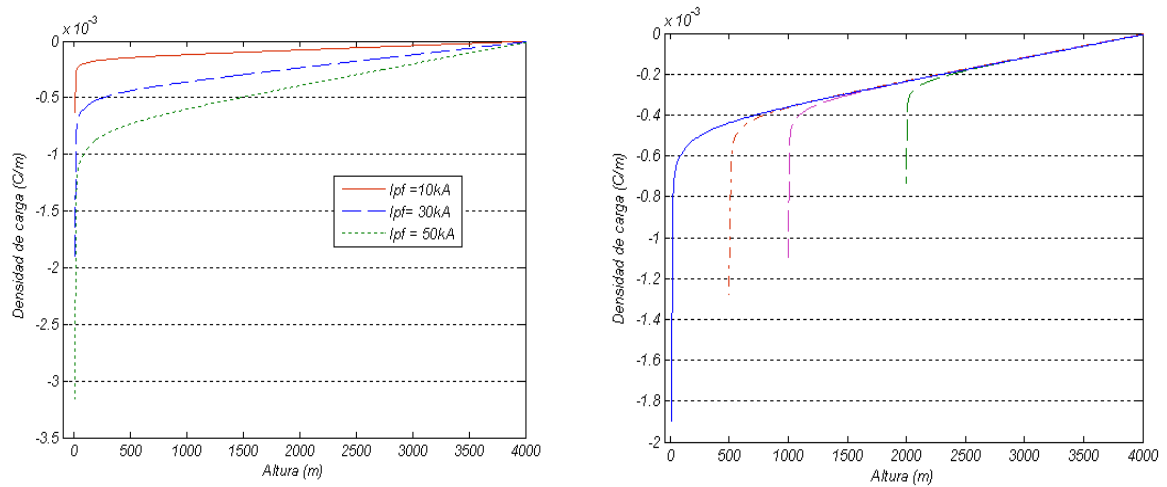
$$\alpha = e^{-(z-10)/75} \quad (2.26)$$

$$\beta = 1 - z/H \quad (2.27)$$

Donde z es la altura del extremo del líder respecto al suelo (debe ser mayor de 10 m), ρ_l es la carga por unidad de longitud (C/m), H es la altura de la nube y por tanto la longitud máxima del líder en metros (que debe ser mayor de 3000 m), l sería el punto sobre el canal para el que se determina la ρ_l (siendo $l = 0$ para la punta del líder) y las constantes toman los siguientes valores

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

A efectos de realizar una comparación, se aplica la ecuación (2.23) a los mismos casos estudiados por Mauricio Vargas por el método *MSC* con modelo bilider, obteniendo los resultados que se muestran en la Fig. 2.11.



a) b)
Fig. 2.11. a) Distribución de carga (ρ_l) para distintos valores de I_{Pf} . b) ρ_l para $I_{Pf}=30$ kA y diferentes alturas del extremo del líder

Observando los resultados obtenidos, hay dos diferencias que merecen un comentario. En el modelo de Cooray la densidad de carga en el extremo del líder, en altura, va aumentando de una forma más progresiva a medida que este se acerca al suelo. De otra parte, los valores de carga en el extremo del líder cuando este está totalmente extendido son ligeramente diferentes, el motivo es que el modelo de Cooray es válido hasta una altura mínima del extremo del líder de 10 m (no llega al suelo).

Sobre la primera cuestión, parecen más coherentes con el proceso natural estudiado los resultados obtenidos mediante la ecuación (2.23). En cuanto al segundo punto de divergencia y el límite que presenta la propuesta de Cooray en cuanto a la altura mínima del extremo del líder, este es un aspecto a tener en consideración al validar modelos y comparar los resultados de las diferentes propuestas, pero que no debe influir en nuestros estudios sobre la *striking distance* ya que esta debe ser superior al límite de 10 m que presenta la ecuación (2.23).

2.4. Campo eléctrico y stepped leader

El campo eléctrico en el suelo viene determinado por la carga eléctrica de la nube y por el avance del stepped leader, pero en una visión más precisa deberían considerarse otros factores entre los cuales cabría citar condiciones ambientales como la presión atmosférica, características del viento, la humedad, temperatura o composición del

propio suelo (o estructura). No obstante la mayoría de estudios teóricos se centran en la estructura eléctrica de la nube y las características del líder.

2.4.1. Evaluación del campo eléctrico

A partir de medidas realizadas mediante globos y desde aviones, se ha aproximado la distribución y localización de cargas en la nube (con buen y mal tiempo) y su relación con las isotermas (Fig. 2.4). En la práctica se simplifica a modelos en los que se establecen centros de carga (supuestos puntuales) situados a determinadas alturas.

Un modelo simple, pero bastante ajustado a la realidad física de comportamiento eléctrico de la nube y generalmente aceptado, es el propuesto por Williams [17] que dispone de tres centros de carga distribuidos en la nube (Fig. 2.12.a).

Por otra parte, se puede determinar el campo eléctrico (E_0) producido por una carga eléctrica Q situada sobre una superficie supuesta como un plano conductor perfecto [61], con el método de la carga imagen (Fig. 2.13.a).

$$E = \frac{2QH}{4\pi\epsilon_0(D^2 + H^2)^{3/2}} \quad (2.28)$$

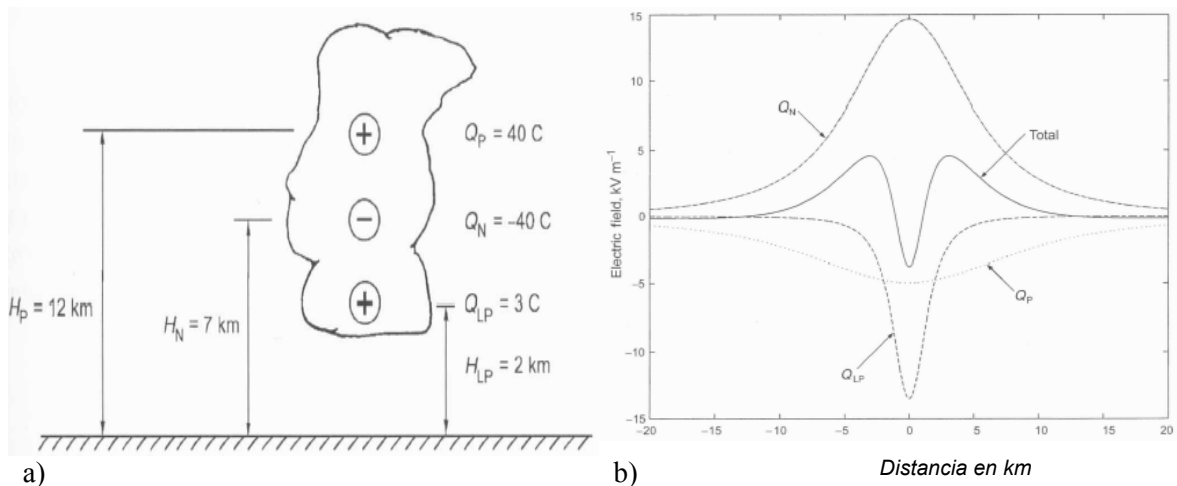


Fig. 2.12. a) Ejemplo de distribución tripolar en la nube. b) Campo eléctrico individual y total provocado por los centros de carga (adaptada de [43])

En la Fig. 2.12.b, a partir de datos disponibles de la distribución de carga en la nube se muestra el efecto sobre el campo eléctrico en tierra provocado por la distribución de carga tripolar, calculado aplicando la ecuación (2.28) y superposición de efectos.

La aproximación de suponer un solo centro de carga negativo (que será el origen del *stepped leader*) es la más simple y facilita el cálculo. Los resultados mostrados en la Fig. 2.13.b son coherentes con los valores de campo eléctrico medidos en condiciones de tormenta.

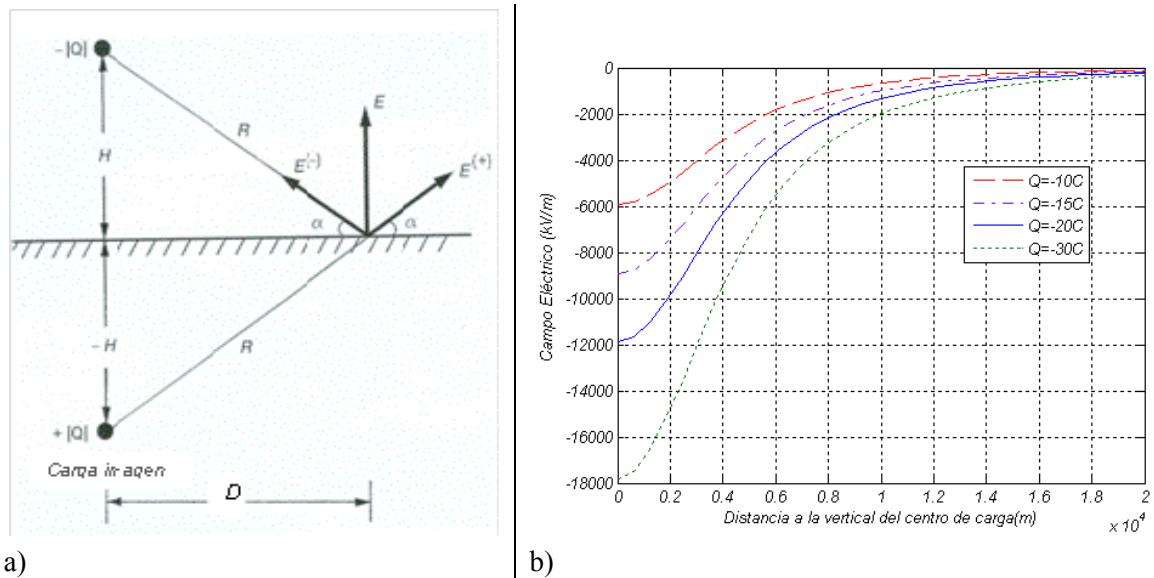
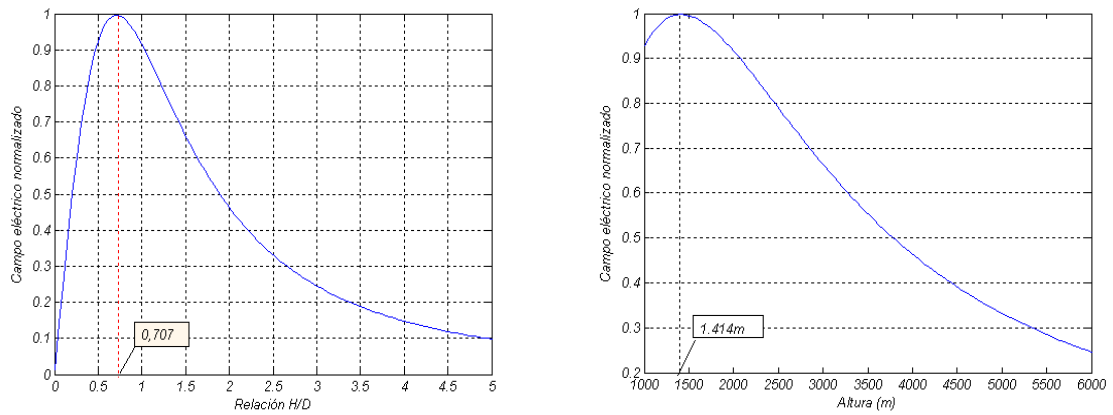


Fig. 2.13. a) Diagrama para el cálculo del campo eléctrico a nivel suelo (adaptado de [43]).
b) E para diferentes valores de carga y distancias a la vertical del centro de carga.

A fin de validar las medidas de campo que podamos realizar y relacionarlas con los cálculos teóricos y modelos, es interesante analizar la influencia de variación de la altura considerada para el centro de cargas con respecto a la posición del punto de observación a la vertical. Así, para un punto de observación determinado vemos el efecto de tomar diferentes valores de altura para el centro de carga, obteniéndose el máximo valor de E para una relación $H/D = 0,707$. En la Fig. 2.14.a se aprecia que existe una gran diferencia en el valor de campo eléctrico dependiendo de la altura considerada.

En la práctica los valores de altura para el centro de carga negativo no varían en un rango demasiado amplio, ya que los datos utilizados normalmente por los investigadores para el modelo unipolar van desde 2000 m (como valor mínimo) hasta 6000 m. En la Fig. 2.14.b se ve la aplicación para un punto de observación situado a una distancia $D = 2000$ m y variando la altura H del centro de cargas entre 6000 m y 1000 m con respecto al plano de tierra, se observa que tenemos el mayor valor de campo eléctrico en el punto de observación para una altura del centro de cargas de 1.414 m



a) **Fig. 2.14.** a) E/E_{max} en relación a H/D . b) E/E_{max} en relación a la altura del líder.

2.4.2. El campo eléctrico en presencia de líder

Para un líder con progresión totalmente vertical y cuyo extremo está situado a una altura z sobre el suelo, la variación de campo eléctrico (ΔE) producida en un punto P , situado sobre un plano horizontal y conductor perfecto a una distancia D de dicha vertical, se determina a partir de la Fig. 2.15 [62, 63].

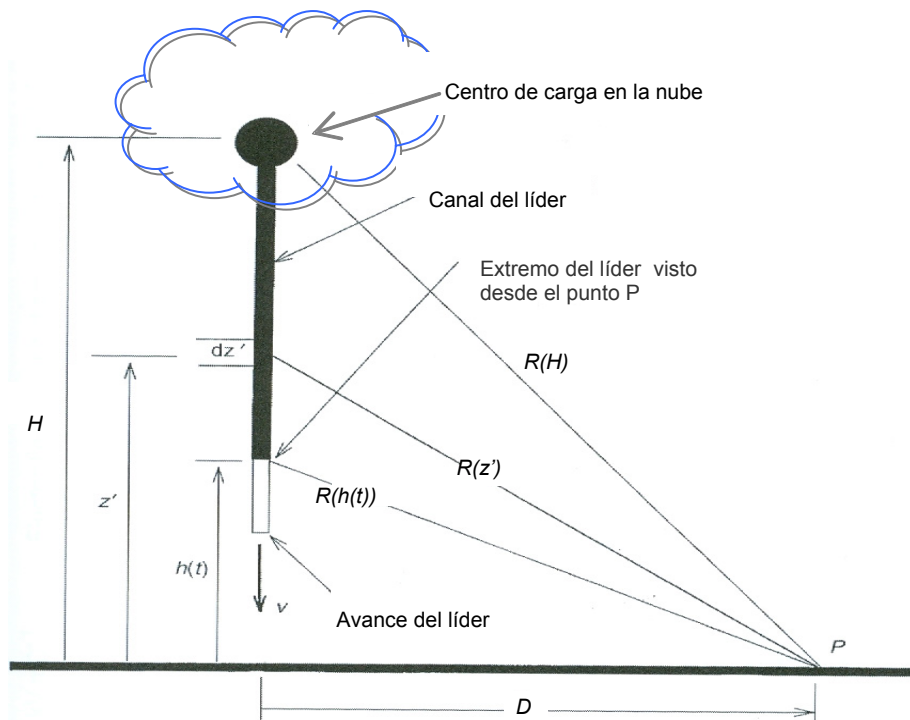


Fig. 2.15. Geometría para deducir el valor de E en un punto P (adaptado de [43])

De forma que

$$\Delta E(D, t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\int_{h(t)}^H \frac{z'}{R^3(z')} \rho_l(z', t - \frac{R(z')}{c}) dz' - \frac{H}{R^3(H)} \int_{h(t)}^H \rho_l(z', t - \frac{R(z')}{c}) dz' \right] \quad (2.29)$$

de la misma Fig. 2.15:

$$R(H) = (H^2 + D^2)^{1/2} \quad (2.30)$$

y por otra parte, si asumimos que el total de la carga desplazada en el canal del líder proviene del centro de carga origen considerado (en la nube), lo cual equivale a decir que la carga total del conjunto no varía, siendo $z = H - vt$ la altura de la punta del líder para un instante t , y suponiendo constante la velocidad de propagación del líder (v), podemos escribir:

$$\Delta E(D, t) = \frac{-1}{2\pi\epsilon_0} \int_H^z \left(\frac{z'}{R^3(z')} - \frac{H}{(H^2 + D^2)^{3/2}} \right) \rho_l(z', t - \frac{R(z')}{c}) dz' \quad (2.31)$$

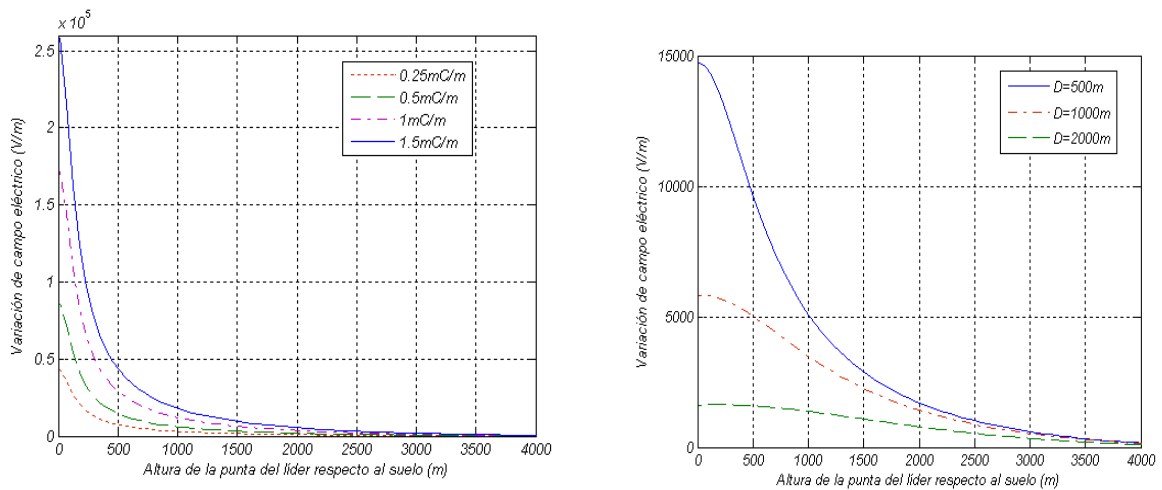
Finalmente, siendo l la longitud del líder, integrando la ecuación anterior y admitiendo una distribución de carga uniforme para el canal [64], se obtiene:

$$\Delta E(l) = \frac{\rho_l}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{[(H-l)^2 + D^2]^{1/2}} - \frac{1}{(H^2 + D^2)^{1/2}} - \frac{lH}{(H^2 + D^2)^{3/2}} \right\} \quad (2.32)$$

En condiciones de velocidad de propagación constante y distribución de carga uniforme, si además el punto de medida ($r = D$) está cercano al canal vertical del leader ($H^2 \gg r^2$) y se cumple que el leader está tocando ($z=0$) o muy próximo a tocar tierra, es decir $z^2 \ll r^2$ y $z \ll H$, podemos aproximar:

$$\Delta E_L = \rho_l / (2\pi\epsilon_0 r) \quad (2.33)$$

Se muestra la variación de campo eléctrico para el avance del líder con diferentes valores de carga para un punto de observación situado a 100 m de la vertical (Fig. 2.16.a), y el resultado obtenido para un valor ρ_l de 0,5 mC/m y diferentes distancias del punto de observación (Fig. 2.16.b).



a) b)
Fig. 2.16. Variación de E a nivel de suelo para: a) un punto a 100 m de la vertical y diferentes valores de carga en el líder y b) para $\rho_l = 0,5 \text{ mC}$ y diferentes distancias a la vertical

Diversos autores han realizado medidas del campo eléctrico provocado por el *stepped leader*, un referente son las medida realizadas por Beasley [65], obteniendo el incremento de campo eléctrico generado por el líder para diferentes distancias. Estos datos son de utilidad para validar los modelos teóricos. Así a partir de la Fig. 2.15 y considerando una longitud $l = 5499 \text{ m}$ y $H = 5500 \text{ m}$ se utiliza la ecuación (2.32) para determinar ΔE a partir de una distribución de carga de acuerdo a la propuesta de Cooray, ecuación (2.16), supuesta uniforme para diferentes distancias y valores I_{pf} .

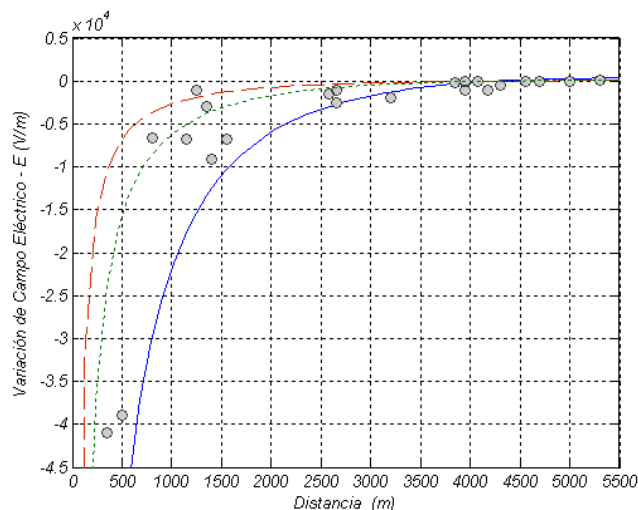


Fig. 2.17. ΔE para $I_{pf} = 14\text{kA}$ (discontinua), 30kA (puntos), 80kA (continua), Beasley (círculos)

En la Fig. 2.17 se observa que casi todas las medidas efectuadas por Beasley están dentro del intervalo definido por las curvas de ΔE correspondientes a los valores de I_{pf}

de 14kA y 80kA lo cual significaría el 90% de las descargas. También se ha representado ΔE para $I_{pf}=30\text{kA}$ a modo de referencia de un valor habitual en la zona mediterránea.

Puede ser de interés modificar la ecuación (2.32) con el objeto de estudiar cómo afectan a los resultados las relaciones entre la distancia (D) del punto de observación a la vertical del líder y de la altura del extremo del mismo (z), que a su vez depende de la altura (H) supuesta para el centro de carga negativo y la longitud del líder [14].

$$\Delta E(D) = \frac{\rho_l}{2\pi\epsilon_0 D} \left[\frac{1}{(1+z^2/D^2)^{1/2}} - \frac{1}{(1+H^2/D^2)^{1/2}} - \frac{(H-z)H}{D^2(1+H^2/D^2)^{3/2}} \right] \quad (2.34)$$

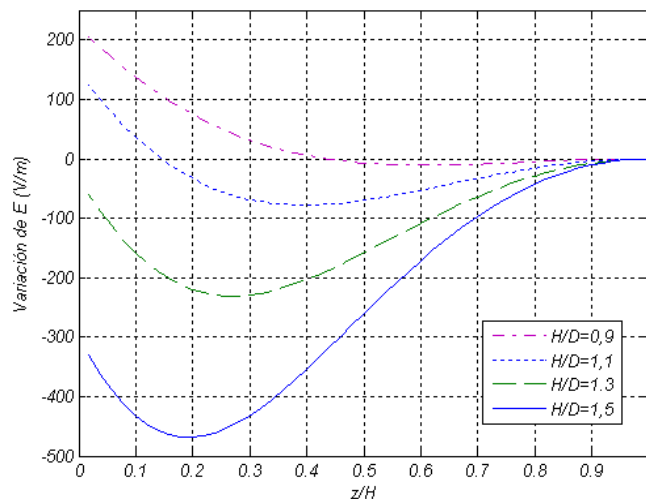


Fig. 2.18. Cambio de signo en ΔE en función de los valores de H , D y z

Lo anterior tiene especial importancia para puntos de observación situados a distancias similares a la longitud del líder, en la figura se muestran las gráficas obtenidas de variación del campo eléctrico a nivel de suelo para diferentes alturas del líder y en función de la distancia del punto de medida (relaciones entre H/D y z/H), pudiéndose apreciar, en la Fig. 2.18, que para determinados valores se produce un cambio de polaridad [66].

Por su parte Hutzler [52] a partir del valor de Q_l , calculado utilizando la ecuación (2.5), propone dos expresiones que facilitan el cálculo del campo eléctrico en el suelo justo bajo la vertical (para $D=0$), para diferentes alturas del líder. La primera, ecuación

(2.35), admitiendo una distribución de carga uniforme y la segunda, ecuación (2.36) de acuerdo a una distribución uniforme más una carga puntual en el extremo:

$$\Delta E(z) = \frac{Q_l}{2\pi\epsilon_0 H} \left[\frac{1}{z} - \frac{1}{H} \right] \quad (2.35)$$

$$\Delta E(z) = \frac{0,9 \cdot Q_l}{2\pi\epsilon_0 H} \left[\frac{1}{z} - \frac{1}{H} + \frac{H-z}{9z^2} \right] \quad (2.36)$$

2.4.3. Striking distance y radio de atracción

Es el aumento del campo eléctrico en el suelo, o estructuras sobre él, lo que provoca las condiciones para que una descarga atmosférica impacte en un punto determinado, los efectos del avance de la descarga se manifiestan en tres etapas [67, 68]. En una primera etapa, se produce la ionización en uno o varios puntos, como un paso previo a la formación de un canal ionizado que tiene posibilidades de crecer. Una segunda etapa, en la que el avance de las descargas establece un canal ionizado y una tercera etapa en la que se establece unas descargas (descendente y ascendente) automantenidas, que finalmente se unen mediante un último salto.

Como ya se mencionó anteriormente, un concepto básico en el diseño de los sistemas de protección contra el rayo es el de la distancia de cebado (*striking distance*) que se centra en la tercera etapa del proceso y se define como la distancia entre el extremo del líder descendente y el suelo o la estructura a tierra en el instante en que se inicia el líder ascendente (*upward leader*) estable, es decir, aquella distancia para la cual el valor del gradiente de potencial medio entre el extremo del líder y tierra (o estructura) alcanza el valor crítico de ruptura. Golde en [26] establece para este campo eléctrico crítico de ruptura los valores de 300 kV/m en el caso de líder positivo y 500kV/m para líder negativo.

Este concepto de distancia de cebado asume una simplificación del problema ya que considera un desarrollo vertical del *stepped leader* sobre el suelo o la estructura y no contempla factores como la altura de la estructura al suelo, las condiciones de evolución del líder descendente (-) y ascendente (+) ni los efectos sobre el campo eléctrico provocados por la posible presencia de otras estructuras.

Golde [26, 53, 69] asume la simplificación de que para provocar el líder ascendente positivo, el *stepped leader* debe inducir en el suelo o la estructura un valor ≥ 300 kV/m (500 kV/m para el caso de líneas de transmisión) y establece una ecuación general

$$R_S = k I_{pf}^a \quad (2.37)$$

Al igual que en todas las expresiones que siguen, la intensidad I_{pf} esta expresada en kA y las distancia en metros.

Basándose en lo anterior y para diferentes distribuciones de carga en el líder, el IEEE WG establece la ecuación (2.37, que es recomendada por Cigre y utilizada en el método de la esfera rodante (*MER*) [70-72].

$$R_S = 10 I_{pf}^{2/3} \quad (2.38)$$

Cooray y Rakov en [60] determina la *striking distance* asumiendo que es la distancia entre la punta del *stepped leader* y tierra cuando el valor medio del gradiente de potencial en la distancia considerada es de 500 kV/m.

$$R_S = 1,9 I_{pf}^{0,9} \quad (2.39)$$

Vargas et al. en [57], utilizando un modelo bilíder y considerando que el gradiente de potencial entre la punta del líder y tierra es de 750 kV/m, que es el mínimo necesario para la propagación del líder descendente y se produzca el salto final, propone la ecuación (2.40) para terreno plano y sin estructuras.

$$R_S = 3,9472 I_{pf}^{0,7851} \quad (2.40)$$

En la Fig. 2.19 se presentan los resultados para las propuestas que no contemplan la presencia de estructuras y se especifica el valor de R_S para $I_{pf} = 20$ kA al objeto de comparar los resultado con los mostrados en la Fig. 2.20.

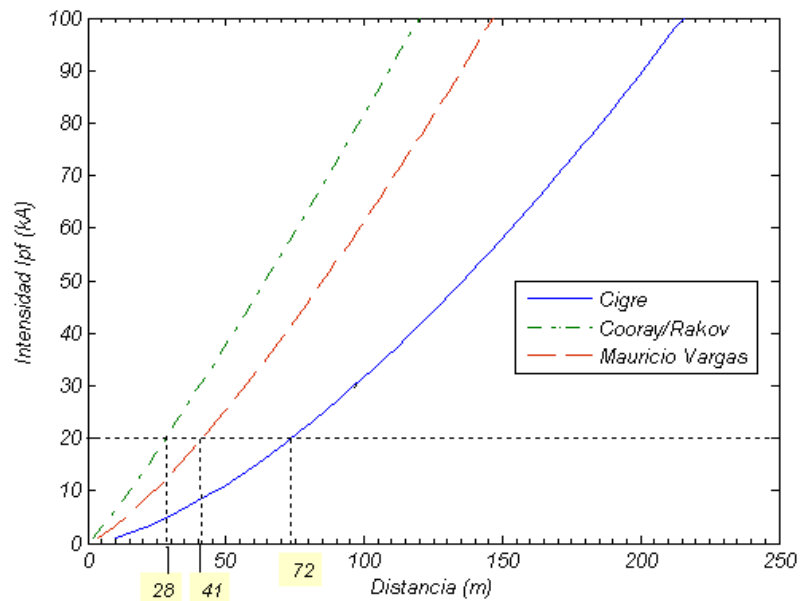


Fig. 2.19. Distancia de cebado sobre el suelo (terreno plano)

En la Fig. 2.20 se presenta una estimación gráfica de la distancia de cebado según la propuesta, ya comentada, de Hutzler, sobre distribución de carga uniforme en el líder. Las gráficas se han obtenido para una longitud del líder de 2 km, $I_{pf} = 20$ kA, $Q_l = 1,33$ C (ya que $Q_l = I_{pf}/15$) y $\rho_l = 6,67 \times 10^{-4}$ C/m ($\rho_l = Q_l/H$).

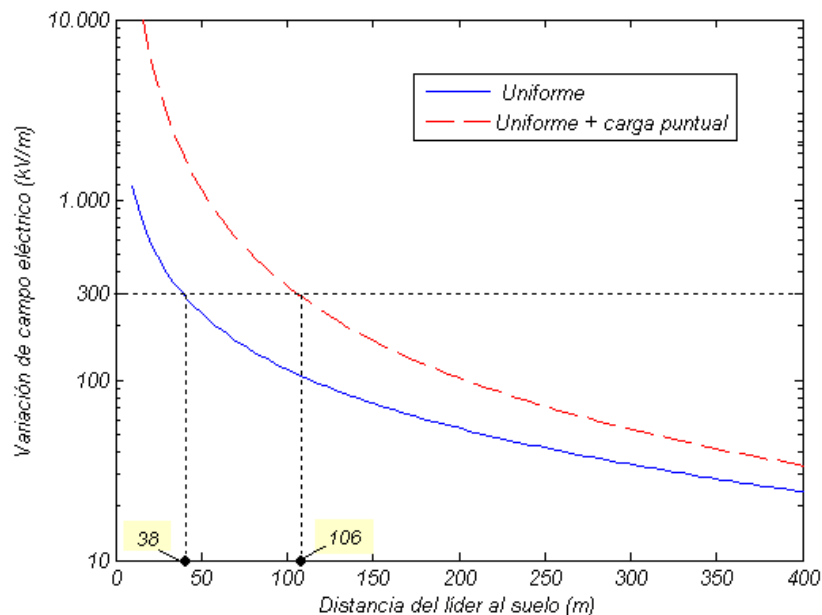


Fig. 2.20. Incremento de E a nivel de suelo en función de la altura de la punta del líder

La propuesta formada por una distribución uniforme más una carga puntual en el extremos del líder provoca un campo eléctrico más grande, debido al efecto de la mayor

carga en el extremo, aumentado la distancia de cebado. Por otra parte se puede observar que los resultados son coherentes, ya que si en lugar de cortar las gráficas de E con una recta a 300 kV/m , se hace con una situada a 500 kV/m , los resultados obtenidos para la distancia de cebado son más parecidos a los obtenidos por Cooray y Rakov en [60] (ecuación (2.39)).

Un concepto más ajustado al proceso físico y más restrictivo, es el de radio de atracción que supone una mejora sobre el de distancia de cebado. También se determina sobre la tercera etapa del proceso de descarga y se define como la máxima distancia desde la estructura para la cual un líder descendente con una carga definida es atraído por la misma estructura directamente, teniendo en consideración la altura.

Eriksson [29, 30] propone una mejora sobre el modelo electrogeométrico (*EGM*) en la que tiene en consideración la altura de la estructura sobre el suelo para valores comprendidos entre 10 m y 100 m.

$$\begin{aligned} R_a &= I_{pf}^a 0,84h^{0,6} \\ a &= 0,7h^{0,02} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Petrov y Waters en [73], considerando un líder negativo con distribución lineal, más una carga puntual en su extremo y estableciendo la distancia de cebado basándose en términos de la energía crítica necesaria para cebar un líder positivo, propone:

$$R_a = 0,8 \left[(h+15) I_{pf} \right]^{2/3} \quad (2.42)$$

Rizk en [74, 75] a partir de un modelo iterativo (se explica en el apartado 2.4.4.2) y para un valor de $I_{pf}=31 \text{ kA}$ (tomado como valor medio de las descargas), establece una ecuación en función de la altura y que es aplicable en el rango de 10 m a 200 m.

$$R_a = 25,9 h^{0,48} \quad (2.43)$$

La Fig. 2.21 presenta los resultados para las propuestas que contemplan la presencia de estructuras de altura h sobre el suelo, en la gráfica se estudia la dependencia de R_a con la altura, para un valor de intensidad de pico determinado y se realiza una comparación para el valor de $I_{pf}=31 \text{ kA}$ (aprox. 50% de las descargas).

En aplicaciones prácticas se asume la aproximación de usar la distancia de cebado (*striking distance*) en lugar del radio de atracción (*attractive radius*), ya que en general R_S es mayor que R_a , lo que supone trabajar con unas condiciones más desfavorables [76].

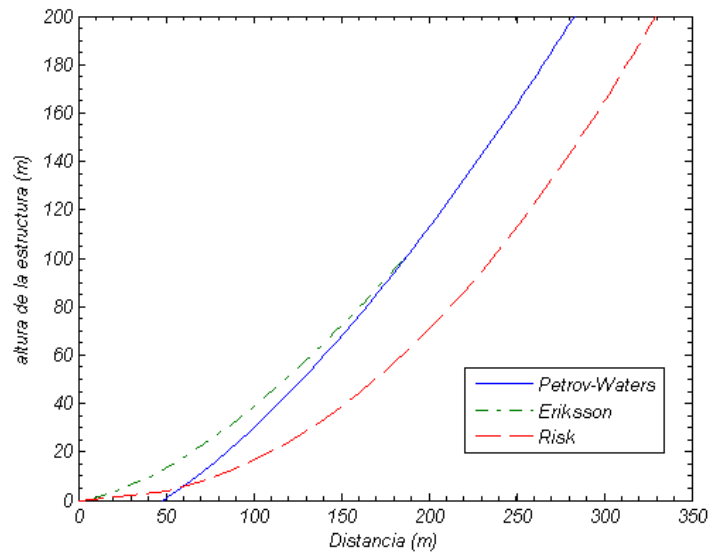


Fig. 2.21. R_a en función de la altura de la estructura para un valor de $I_{pf} = 31 \text{ kA}$

Otros autores se han centrado en el estudio de las variaciones sobre las distribuciones espaciales de carga en el extremo del *stepped leader* y en torno a la estructura, provocadas por el avance del líder y sus repercusiones sobre el proceso de cebado. Así, Lalande en [39] define el concepto de campo de estabilización (E_{est}) como un nuevo criterio para el cebado de una descarga positiva y su propagación estable a grandes distancias, determina el campo eléctrico mínimo ambiente para que se produzca el líder positivo ascendente y se propague de una forma estable desde la estructura. Establece que para una estructura semi-elíptica de altura H (en m) y un radio de curvatura de 1 cm viene dado por la expresión

$$E_{est} = \left(\frac{240}{1 + \frac{H}{10}} + 12 \right) \cdot \delta \quad (2.44)$$

siendo δ la densidad relativa del aire ($\delta=1$ a nivel el mar), de forma que

$$\delta = \frac{P \cdot T_0}{P_0 \cdot T} \quad (2.45)$$

P y T son la presión y temperatura para una determinada altura sobre el nivel del mar
 P_0 y T_0 son la presión y temperatura a nivel del mar

De forma general, el campo eléctrico E , de acuerdo con la ecuación (2.44), generado por un estructura semielíptica de altura H (en m), con radio de curvatura R (en m) y que se encuentra en un campo eléctrico uniforme E_0 , se determina teniendo en cuenta el denominado factor de amplificación (k_{amp}), debido a la geometría de la estructura.

$$E = k_{amp} \cdot E_0 \quad (2.46)$$

$$k_{amp} = \frac{1}{\mu(\mu^2 - 1) \cdot \left[\frac{1}{\mu} - 0.5 \ln \left(\frac{\mu + 1}{\mu - 1} \right) \right]} \quad (2.47)$$

Siendo

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{R}{H}}} \quad (2.48)$$

Si el valor de campo eléctrico E es igual al valor de E_{peek} , se produce la descarga corona, donde E_{peek} es una relación experimental establecida por F.Peek en 1929.

$$E_{peek} = 3100\delta \cdot \left(1 + \frac{0,0436}{\sqrt{R \cdot \delta}} \right) \text{ kV/m} \quad (2.49)$$

- Si $E < E_{peek}$ no se inicia la descarga ascendente estable
- Si $E \geq E_{peek}$ se produce una descarga ascendente estable, cuando $E_0 = E_{est}$

El radio de curvatura, para que se cumpla la ecuación (2.49), se denomina radio crítico, ya que para valores menores se puede producir una descarga ascendente estable de forma espontánea.

$$E = k_{amp} \cdot E_{est} = E_{peek} \quad (2.50)$$

- Si $R > R_c$ no hay descargas espontáneas.
- Si $R \leq R_c$ hay riesgo de que se produzcan descargas ascendentes espontáneas

Así pues, el radio crítico es un factor a tener en consideración al realizar estudios sobre el comportamiento de estructuras.

Por otra parte, merece ser destacada el trabajo de Mazur y Ruhnke [40, 77], que a partir de un modelo bilíder y de datos de campo obtenidos de varias series de medidas proponen una relación entre el potencial del líder descendente negativo y la *striking distance*, que es una alternativa a la mayoría de propuestas que son función de la corriente de primer retorno (I_{pf}).

El potencial del líder (ϕ) se calcula con la ecuación (2.51), donde q es la carga por unidad de longitud (C/m) y L es la longitud el líder (m).

$$\phi = -\frac{q}{2\pi\epsilon} \ln \frac{3 \times 10^6 \pi \epsilon L}{q} \quad (\text{kV/m}) \quad (2.51)$$

La longitud estimada (l_{st}) para el último salto del *stepped leader* es función del potencial del líder y de la condición de que el campo eléctrico mínimo necesario para la propagación de penachos negativos es de 750kV/m [78].

$$l_{st} = \frac{\phi}{750} \quad (\text{m}) \quad (2.52)$$

La distancia l_{st} , así calculada, es mayor o igual que la *striking distance* a la estructura o a un líder positivo ascendente que provenga de ella. Por tanto es una buena aproximación considerar que $l_{st} = R_s$, asumiendo que la trayectoria de un *upward leader* originado en una estructura a tierra no se desviará en forma sensible de la vertical en su avance hacia el líder descendente.

2.4.4. Modelos propagativos

Estos modelos se ajustan de forma más real a lo que ocurre en una descarga eléctrica atmosférica natural y permiten estudiar la tortuosidad del rayo, es decir, el camino que sigue el rayo desde su inicio desde la nube hasta que impacta en el terreno o en una estructura. Si bien se resuelven como procesos iterativos, este tipo de modelos se interpretan como una descripción dinámica del proceso de la descarga y prestan especial atención a los fenómenos implicados principalmente con la propagación de los líderes negativos descendentes desde las nubes y el inicio y propagación de los líderes ascendentes desde estructuras elevadas o la superficie terrestre.

La teoría de los modelos propagativos se fundamenta en los estudios sobre la física de descargas eléctricas en grandes intervalos de aire y en los ensayos realizados sobre la propagación y desarrollo de descargas eléctricas realizados en laboratorios de alta tensión, encontrándose muchas similitudes entre el proceso observado en el laboratorio y el proceso real que se pretende describir. Contrastando y validando los resultados obtenidos con observaciones y medidas de campo.

2.4.4.1. Modelo de progresión de líder (*LPM*)

Dellera y Garbagnati en [4] desarrollan el modelo de progresión del líder (*Leader Progression Model*), posteriormente mejorado por Bernardi en [35]. Su aplicación permite determinar la variación del campo eléctrico a medida que el *stepped leader* va progresando en su camino hacia la superficie terrestre, de forma que se puede establecer la trayectoria que sigue en su descenso, más ajustada al fenómeno natural que se pretende estudiar y que normalmente no será en línea recta.

El modelo permite evaluar la distancia máxima de captura del rayo en estructuras situadas en diversas situaciones orográficas como pueden ser en terrenos planos, en montañas o valles y solamente considera el caso de que el fenómeno del rayo es debido a una descarga descendente que llega a ser captada por alguna descarga ascendente iniciada tanto en una estructura como en el propio terreno, descartando las descargas descendentes que se extinguen en el aire y no llegan a impactar con alguna superficie de la tierra.

En el modelo se define la nube como una carga unipolar distribuida en forma de cuatro anillos equidistantes con densidad de carga uniforme en toda la superficie de la

nube, ocupando una extensión de 10 km. y cuya base (donde está distribuida la carga) se sitúa a 2 km. de altura.

El líder negativo descendente, se toma como un canal único, sin ramificaciones. En la parte superior del canal equivalente se dispone, para cada instante, de una carga por unidad de longitud cuyo cálculo se basa en la ecuación (2.53) y considerando una longitud máxima igual a la altura de la base de la nube (2000 m). En la parte inferior, más concretamente en los últimos diez metros, el modelo incorpora una carga negativa de 100 $\mu\text{C}/\text{m}$ (+50 $\mu\text{C}/\text{m}$ en el caso de descarga descendente positiva), para simular el avance de la más elemental de las ramificaciones del canal descendente.

$$\rho_l = 38 I_{pf}^{0,68} \times 10^{-3} \quad (2.53)$$

La descarga ascendente positiva es iniciada desde una estructura que sobresalga del suelo o desde la propia superficie terrestre. A falta de otros datos y en base a resultados obtenidos en laboratorios se modela como una carga uniforme de 50 $\mu\text{C}/\text{m}$ (-100 $\mu\text{C}/\text{m}$ en el caso de descarga ascendente negativa).

En cuanto a la velocidad de ambos líderes, esta se incrementa con las longitudes de los mismos, empezando por valores no demasiado lejanos de los encontrados con las experiencias en el laboratorio. El modelo únicamente necesita el ratio entre la velocidad del líder descendente y la del ascendente. Para rayos negativos la relación de 4/1 ha sido demostrada en el comienzo de un líder ascendente típico en los laboratorios o en las medidas tomadas en campo. Por otra parte, el ratio va cambiando durante el desarrollo del rayo, llegando a valores de 1/1 justo en el momento de conexión de los dos líderes.

Por otra parte se define como radio crítico, el mínimo valor del radio de un electrodo (o extremo de una estructura) para el cual se produce el inicio de líder ascendente, sin la presencia previa del efecto corona. A partir de ensayos en laboratorio, se comprobó que el radio crítico se incrementaba con el espacio entre electrodos, tendiendo a saturar alrededor de 35 cm para electrodos caracterizados por la simetría esférica.

El método propuesto en el *LPM* (Fig. 2.22) se inicia con la descarga descendente desde la nube, este primer tramo se sitúa a una distancia cualquiera de la estructura situada en la tierra. Iniciado el primer tramo de descarga, el proceso se puede resumir a partir de los siguientes puntos:

- Si en la estructura (o en el suelo) $E \geq$ valor de campo eléctrico crítico de ruptura, la descarga ascendente ya puede iniciarse. El valor de $E_{critico}$ se puede establecer en 500 kV/m (dependerá de la estructura) y el proceso de propagación se inicia siguiendo la dirección del máximo gradiente de potencial eléctrico.
- Establecer a partir del extremo del líder descendente la “streamer zone”, cuya extensión queda definida por ser una zona en la cual el campo eléctrico será de 300 kV/m, a partir del cual se considera que el líder se puede propagar.
- La dirección de propagación para el líder negativo descendente se establece a partir del máximo gradiente de potencial identificado entre la punta del líder y el dominio definido por la “streamer zone”.
- La dirección de propagación para el líder positivo ascendente se establece de forma similar a la definida para el líder negativo descendente

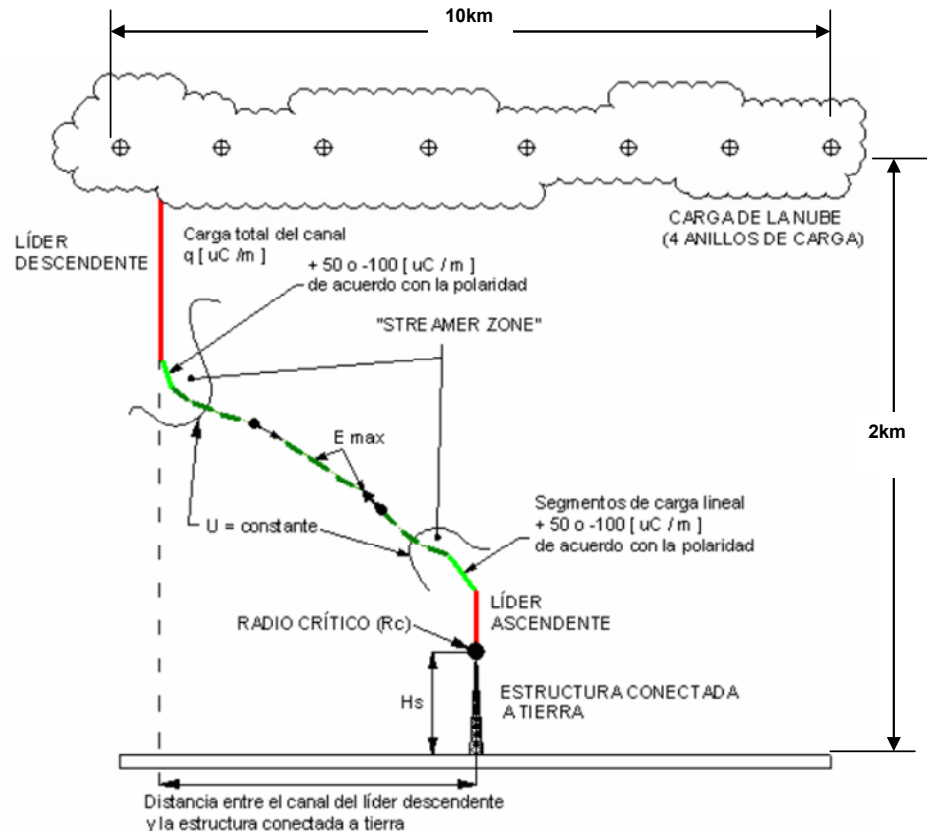


Fig. 2.22. Esquema de la geometría del modelo y progresión paso a paso de la descarga del rayo utilizando el “Leader Progression Model” para su simulación (adaptada de [4])

El proceso que se ha comentado en los puntos anteriores se continúa iterando hasta que se llega al punto de unión de los dos líderes, llamado el salto final. Momento en el cual el rayo transfiere la carga eléctrica desde la nube hacia la tierra, en el caso de un rayo nube-tierra (CG).

Una vez se han unido los dos líderes, el descendente con el ascendente, se produce la descarga de retorno, fenómeno comentado anteriormente y que da lugar a la I_{pf} . Puede pasar que no siempre los dos líderes terminan interaccionando, dependiendo de la distancia lateral desde donde se ha iniciado el líder descendente hasta la torre y de la relación entre las velocidades de los líderes (descendente y ascendente), y por lo tanto el rayo termine impactando en el terreno.

En la Fig. 2.22 se define como “*streamer zone*” la zona cuya extensión es función de los valores de campo eléctrico necesario para que se produzca la ionización del aire o el efecto corona, a partir del cual la descarga prosigue su camino de propagación.

2.4.4.2. Modelo de Rizk

Rizk, en [37], establece un modelo para el líder negativo mediante una línea con carga uniforme, con la misma relación carga/corriente que la utilizada en el *LPM* por Deller, ecuación (2.11), que se propaga de forma vertical provocando el cebado de la descarga positiva ascendente cuando el potencial para una estructura de altura H (m) sobre el terreno sobrepasa un valor V (kV) dado por la ecuación:

$$V = \frac{1556}{1 + \frac{3,89}{H}} \quad (2.54)$$

El avance del líder descendente es vertical y no se ve afectado (no se desvía) por la influencia del líder positivo ascendente. Por su parte el líder positivo es modelado mediante segmentos de carga uniforme de $50 \mu\text{C}/\text{m}$ y en todo momento se propaga en dirección al extremo del líder descendente negativo. En este modelo se asume que las velocidades de los líderes son iguales y su unión (último salto) se produce siguiendo el criterio general de que el campo medio entre los dos líderes alcanza el valor de $500 \text{ kV}/\text{m}$.

2.5. Conclusiones

Se han revisado las propuestas y los modelos teóricos más representativos sobre los parámetros necesarios para el estudio del líder escalonado así como sus efectos sobre el ΔE en un punto en el suelo, provocados por el avance del líder y se han analizado las definiciones de distancia de cebado, de radio de atracción y las diferentes propuestas para su cálculo.

En cuanto al valor de la densidad de carga en el líder y la carga total depositada en el canal se determinan, en los modelos teóricos, a partir de la carga neutralizada por la corriente de primer retorno, integrando las formas de onda de la corriente. El intervalo de integración, que a su vez esta en relación con la velocidad estimada para la corriente de primer retorno y la altura considerada para el líder, es el criterio que provoca las principales discrepancias entre las propuestas estudiadas. Las diferencia que se muestran en la Fig. 2.8 para la carga total en el canal vienen determinadas en gran parte por la longitud total considerada para el líder. Por otra parte y puesto que el mayor crecimiento de ΔE se produce en el tramo final del líder, para un valor determinado de ΔE , en los modelos en los que se opta por distribución uniforme la carga total será mayor que en los que se ha optado por una mayor concentración de carga en la parte final del líder (tipo de crecimiento lineal o exponencial)

Por lo que se refiere al cálculo del campo eléctrico, se han presentado las ecuaciones que permiten resolver casos ideales en presencia de carga puntual y los provocados por el avance del líder negativo descendente. Si bien, en apartados posteriores se estudian casos en los cuales los modelos teóricos no son de aplicación, estas ecuaciones nos serán de utilidad como una primera prueba para contrastar y ajustar nuestro método sobre *FEM*.

Si bien determinados parámetros pueden ser estudiados experimentalmente, y de hecho varias de las teorías expuestas han sido elaboradas en base a trabajos de laboratorio, dada la complejidad y magnitud del fenómeno estudiado es imprescindible trabajar con medidas de campo, por otra parte difíciles de obtener. No obstante, los avances tecnológicos nos permiten mejorar la instrumentación y tener acceso a datos que antes no estaban disponibles, lo cual nos permitirá definir modelos más ajustados al fenómeno del rayo.

Las herramientas de simulación no son más que modelos teóricos y no pueden sustituir a la experimentación, no obstante, debido a la gran cantidad de factores que intervienen en el proceso y a la complejidad de los cálculos a desarrollar, es de interés el uso de modelos de simulación que facilitan plantear y resolver escenarios que quedan fuera del alcance de los modelos teóricos para situaciones ideales. Con este ánimo se plantea esta tesis.

Estudio sobre el Dart Leader

El estudio de descargas naturales es muy difícil, esencialmente debido a la imposibilidad de predecir el momento y lugar en que se producirán. A partir de la década de los sesenta se optó por empleo de cohetes para iniciar la descarga (triggered lightning) y conducir la corriente a un punto determinado, que permita su medida y el estudio de los parámetros que puedan ayudar a la caracterización del rayo.

Al no ser fácil disponer de medidas del campo eléctrico originado por el stepped leader con todos los datos y parámetros necesarios para su estudio y análisis, se ha optado por utilizar algunas de las medidas obtenidas y publicadas por diversos autores en diferentes campañas utilizando “rocket-triggered lighting” como forma de contraste y validación de la metodología utilizada.

El lanzamiento del cohete debe realizarse en unas condiciones apropiadas para que se produzca la descarga, la presencia de un campo eléctrico a nivel de tierra que debe ser de un valor de entre 4 a 10 kV/m (condiciones de tormenta) [43]. Por otra parte, y sin pretender extenderse en la materia, a lo largo de los años han evolucionado tanto la instrumentación como los procedimientos y actualmente existen dos técnicas utilizadas para provocar el rayo de forma artificial mediante el lanzamiento de cohetes:

- a) El método clásico, que es el utilizado más habitualmente y consiste en el lanzamiento de un pequeño cohete que se eleva con un cable conductor conectado a tierra. En estas descargas provocadas no aparece la etapa del stepped leader y tienen un comportamiento muy parecido a las descargas subsecuentes (dart leader) que se producen después de la primera descarga de retorno del rayo [43, 79]. En la Fig. 3.1 se presenta la secuencia de acontecimientos y más concretamente se puede apreciar la quinta etapa que se corresponde con un comportamiento similar al de un dart leader, que es el objeto de estudio para este capítulo.

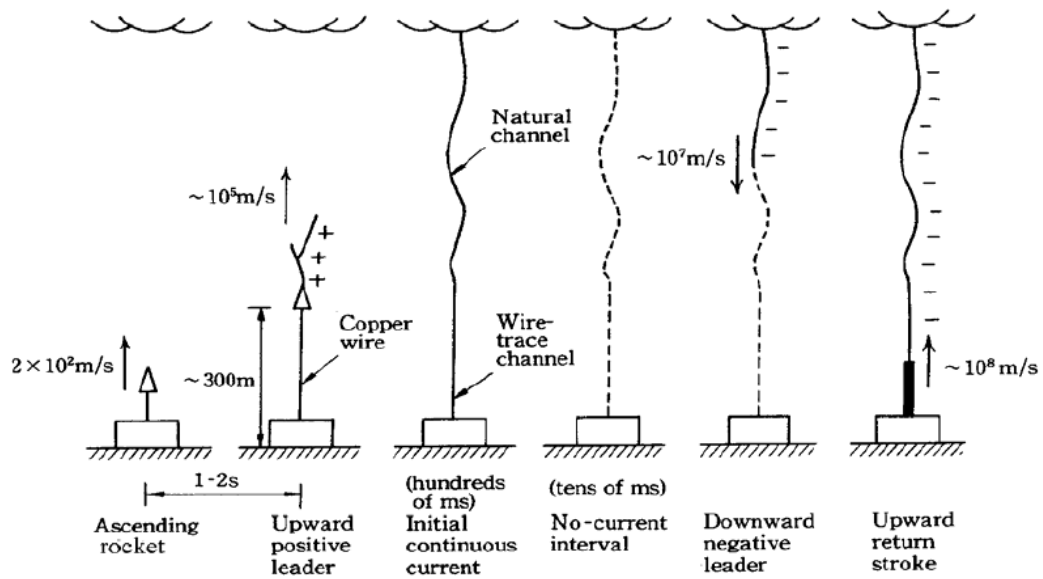


Fig. 3.1. Esquema de lanzamiento con el método clásico

b) El método del “lanzamiento en altitud”, en el cual el cable no está conectado a tierra y cuyo objetivo es obtener una situación más parecida a la descarga de primer retorno de los rayos naturales. Como se puede ver en la etapa 3 de la secuencia de la Fig. 3.2 con este procedimiento se produce una descarga bidireccional.

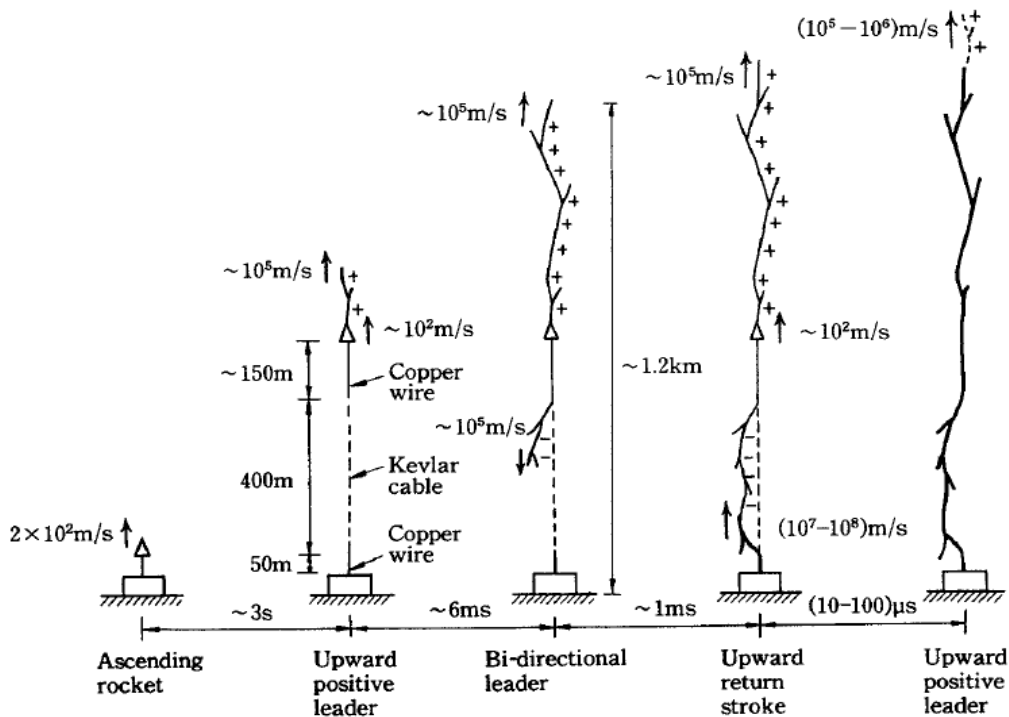


Fig. 3.2. Esquema de lanzamiento en altitud

3.1. Modelado y procedimiento de cálculo

El objetivo es obtener, a partir de nuestro modelo, datos relativos a la variación de campo eléctrico provocada por el avance del líder para distintos puntos de observación, la velocidad de avance del dart leader y tratar de establecer una relación entre la carga en el canal y la intensidad del subsiguiente retorno, contrastando los resultados obtenidos con los valores documentados en la bibliografía. Para ello nos centramos en el estudio de la quinta etapa en la Fig. 3.1, que se correspondería con el líder dardo.

Para puntos situados a distancias próximas y de hasta algunos cientos de metros del canal del líder, el campo eléctrico producido por el líder negativo descendente es principalmente electrostática [79], así para el cálculo numérico se utiliza el método de elementos finitos (*FEM*) sobre un modelo de simulación sobre software Comsol[®] y Matlab[®], lo que nos permite trabajar con geometrías 3D y aproximarnos al proceso dinámico real. En los anexos se comentan con más detalle las condiciones del modelo de simulación utilizado. El diagrama de flujo de la Fig. 3.3 presenta el esquema del proceso de cálculo.

De forma general, se dispone de medidas con los siguientes datos de interés: gráfica de la variación de campo eléctrico en tierra para distintas distancias del punto de observación (valor y tiempo), longitud considerada para el líder dardo, medida del pico del subsiguiente retorno de corriente (en la mayoría de casos) y datos sobre la estructura de la lanzadora.

A los efectos del estudio se considera que los datos utilizados son válidos, no obstante debe tenerse en consideración que estos datos pueden incluir errores de medida provocados por el layout, por la instrumentación utilizada o debido a la no verticalidad del líder dardo, lo cual puede provocar divergencias con los resultados, al margen de la bondad del modelo.

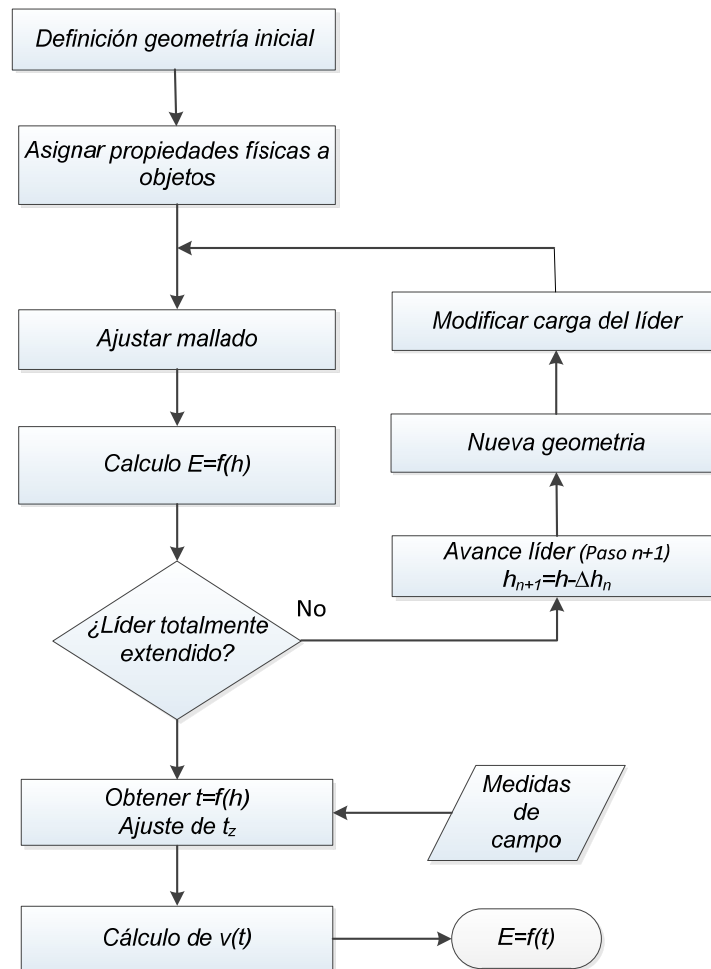


Fig. 3.3. Diagrama del proceso de cálculo

3.1.1. Geometría y mallado

De acuerdo con [43, 80, 81] la altitud del centro de carga negativo (origen de la descarga) en Florida se sitúa entre 6 y 8 km de altura, así el modelado del líder se realiza mediante una línea vertical con origen en los 7500 m de altura que avanza hacia el suelo. Siendo $h(t)$ la altura de la punta del líder respecto al suelo, en la fase inicial, para $h(t) \geq 2500$, se realizan los cálculos para puntos separados cada 200 m, para $2500 > h(t) > 500$ cada 50 m, para $500 > h(t) > 160$ cada 10 m, para $160 > h(t) > 10$ m cada 5 m y para $10 > h(t) > 1$ m cada 1 m.

La definición del mallado adecuado es fundamental para obtener buenos resultados al trabajar con *FEM*, especialmente con geometrías muy grandes como en nuestro caso [82, 83]. Un tamaño de malla pequeño puede desbordar la capacidad de cálculo del ordenador sin garantizar una mayor precisión en los resultados y por otra parte el obtener cálculos precisos para puntos concretos requiere detalle y por tanto un tamaño

de malla pequeño en esos puntos. Como solución se optó por colocar puntos concretos sobre el eje x , coincidentes con las distancias de los puntos de observación que nos interesan, en los cuales se intensifica de forma específica la malla. Lo mismo se hace para toda la línea del líder, utilizando la opción “mallado extrafino” ya definida por defecto por el software de cálculo utilizado, en la figura (Fig. 3.4) se puede ver un corte donde se muestra la intensificación de malla en las zonas del líder y puntos de observación.

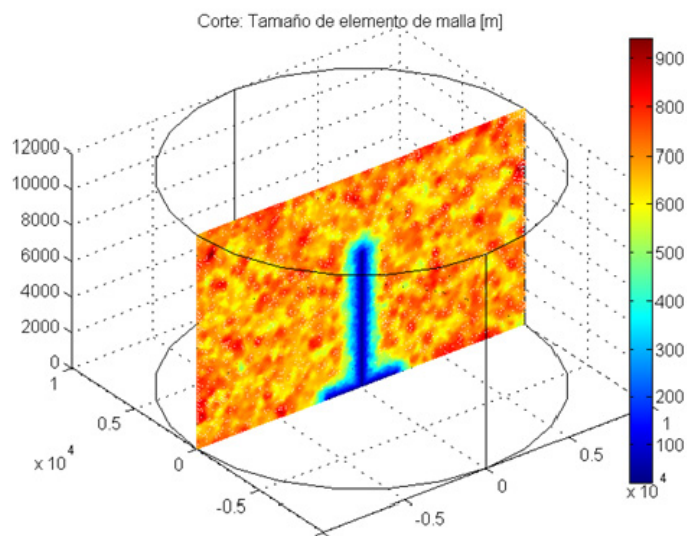


Fig. 3.4 . Tamaño de malla de la geometría utilizada

3.1.2. Densidad de carga en el canal del líder dardo

De acuerdo con las referencias utilizadas, el método más común al realizar aproximaciones teóricas en el estudio de los efectos del líder dardo consiste en asignar al canal del líder una distribución de carga uniforme de acuerdo con la ecuación (2.33), que, en determinadas condiciones, nos proporciona unos valores adecuados, dadas las características del rocket-triggered lightning, muy cercanas a la situación teórica ideal.

Por otra parte, en la mayoría de los casos se dispone de una medida de la corriente del retorno subsecuente para la descarga registrada. Siendo conocida I_{ps} , Cooray [60] propone una relación que nos permite obtener una distribución de carga de tipo exponencial para el canal del líder a partir de la ecuación (2.23) cambiando los valores de las constantes, que se proponían originalmente para el stepped leader, por los siguientes valores para el dart leader:

$$a_0 = 5,09 \times 10^{-6} \quad a = 1,325 \times 10^{-5} \quad b = 7,06 \times 10^{-6} \quad c = 2,089 \quad d = 1,492 \times 10^{-2}$$

La ecuación (2.23), tiene la limitación de que la altura final de la punta del líder con respecto al suelo debe ser ≥ 10 m, factor que se deberá tener en cuenta al procesar e interpretar los resultados. En el estudio se utilizan ambos métodos y se comparan los resultados obtenidos.

Para el cálculo del ΔE debe hacerse una corrección sobre los resultados obtenidos con el modelo *FEM*. Si tenemos en cuenta la ecuación (2.32), observamos que al calcular el ΔE producido por el avance del líder debemos restar el efecto de disminución de carga en el punto de inicio de la descarga (que provoca el campo inicial), debido a la incorporación de carga en el canal del líder. En el modelo *FEM* se incorpora este ajuste al resultado de la simulación.

3.1.3. Cálculo y ajuste de tiempos

Para la realización de los cálculos se utiliza el método de elementos finitos sobre el software Comsol[®] y la introducción y evolución de variables se realiza con Matlab[®], siguiendo el diagrama de flujo representado en la Fig. 3.3. Como primer resultado del modelo se obtiene $E=f(h)$ para cualquier distancia del punto de observación, comparando estos valores con las medidas realizadas utilizando la técnica rocket-triggered lighting se obtiene $t=f(h)$, (Fig. 3.5).

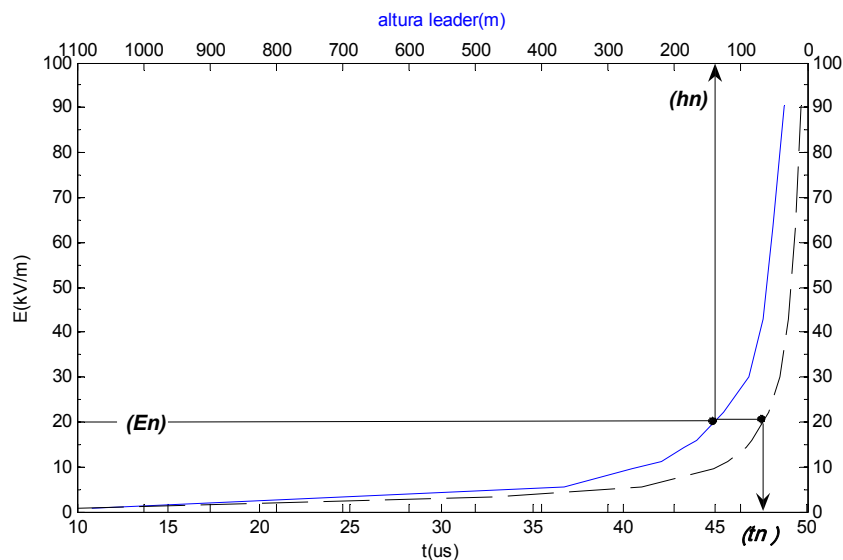


Fig. 3.5. Obtención de $t=f(h)$, en trazo discontinuo la medida registrada y en línea continua el resultado del modelo *FEM*

Para el cálculo de la velocidad de avance es necesario corregir el retraso provocada por el desplazamiento del punto de observación con respecto a la vertical que sigue el canal del líder [43, 50], así para una distancia del punto de observación $r = D$, siendo c la velocidad de propagación de la luz y v la velocidad de avance del líder, supuesta constante en el intervalo considerado, se tiene:

$$t = \frac{H - h(t)}{v} + \frac{\sqrt{h^2(t) + r^2}}{c} \quad (3.1)$$

El primer sumando se corresponde al tiempo t_z , de avance vertical en el eje z y el segundo corresponde al de propagación hasta el punto de observación situado en r , es decir en los ejes $z-x$ ($t_{z,x}$). Así la ecuación (3.1) la podemos expresar como:

$$t = t_z + t_{z,x} \quad (3.2)$$

Como para cada valor de tiempo t proporcionado por las medidas de campo, tenemos asociado un valor de E y una $h(t)$ a través de los resultados de la simulación, con la ecuación (3.3) podemos obtener el tiempo corregido t_z

$$t_z = t - \frac{\sqrt{h^2(t) + r^2}}{c} \quad (3.3)$$

En la Fig. 3.6. se muestra el error introducido, en el cálculo del tiempo, por la distancia de propagación en función de la altura para tres distancias del punto de observación (r), 10 m, 50 m y 1000 m.

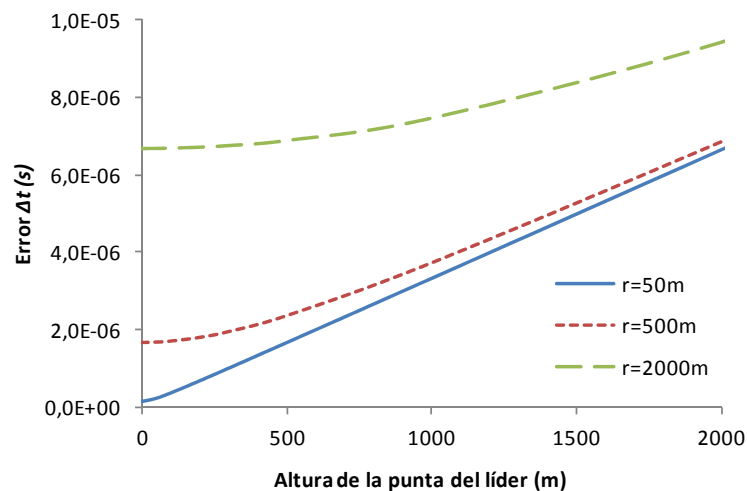


Fig. 3.6. Error debido a t de propagación

Como es lógico, para cualquier valor de r el error aumenta con la altura a la que se encuentra la punta del líder, no obstante se observa que aún siendo mayor el error para puntos alejado de la vertical, el incremento de error (con respecto al valor mínimo) es más significativo para valores de r pequeños.

Los primeros valores del eje de tiempos obtenidos a partir de $t=f(h)$ son ajustados de acuerdo con la ecuación (3.3) para obtener el valor de t_z y calcular la velocidad de avance del leader, ya sea desde el origen o por tramos, como sucede en nuestro caso.

$$v(\Delta h) = \frac{h(t_{z1}) - h(t_{z2})}{t_{z2} - t_{z1}} \quad (3.4)$$

3.2. Resultados obtenidos

Todas las simulaciones se realizan utilizando los datos ya reportados en la literatura por diversos autores, aunque los datos más utilizados son los obtenidos por Crawford en uno de los artículos más referenciados sobre el tema [79]. En varios de los casos se realiza el estudio contemplando dos propuestas para la distribución de carga en el canal del líder: carga uniforme de acuerdo con la ecuación (2.33) y utilizando una distribución de tipo exponencial de acuerdo con la ecuación (2.23) para dart leader.

3.2.1. Estudio sobre el flash S9721-1

Documentado en [50, 79] esta descarga es la que presenta más puntos de observación, con seis distancias. Se dispone de la medida de corriente de retorno y aunque en la información disponible no se hace ninguna estimación sobre la velocidad, si que se analizan otros aspectos que podrán ser objeto de comparación con nuestros resultados.

En la Fig. 3.7 se muestran las medidas realizadas por Crawford para el flash S9721-1, con $I_{ps}=11$ kA y medidas realizadas a 10, 20, 30, 50, 110 y 500 m de distancia del punto de impacto. Se observa la típica figura en “V”, siendo la parte izquierda de la figura la que corresponde al campo eléctrico producido por el avance del líder y en la parte derecha la provocada por la corriente de retorno subsecuente.

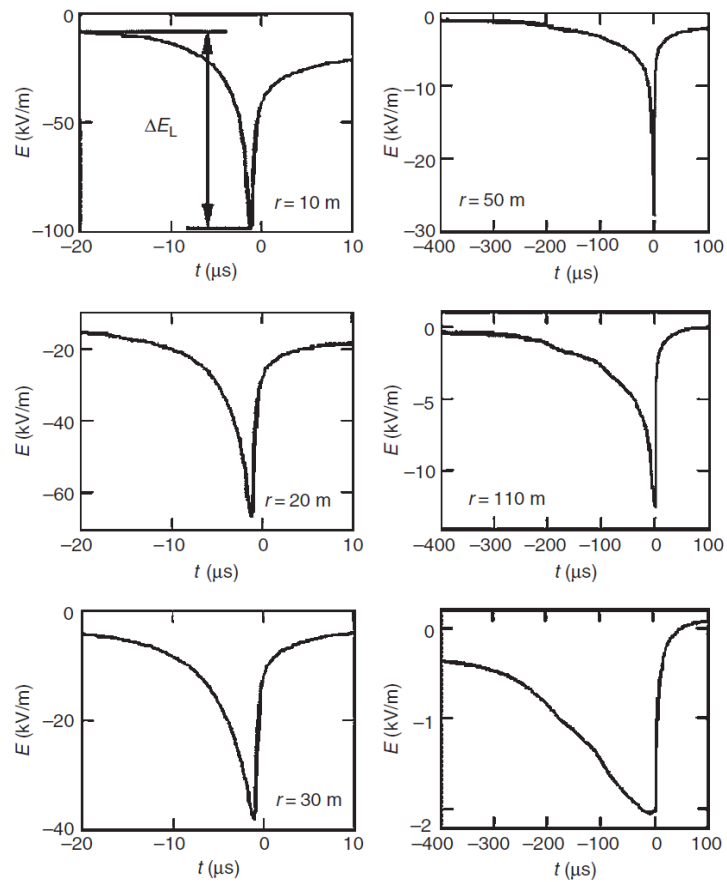


Fig. 3.7. Medidas de campo eléctrico realizadas a distancias de 10, 20, 30, 50, 110 y 500 m de la vertical del canal para un dart leader y su posterior corriente de retorno [79].

En la Fig. 3.8 se muestran las mismas medidas sobre el S9721-1 para el ΔE , agrupadas y con ventanas temporales diferentes, reportadas por Cooray [50].

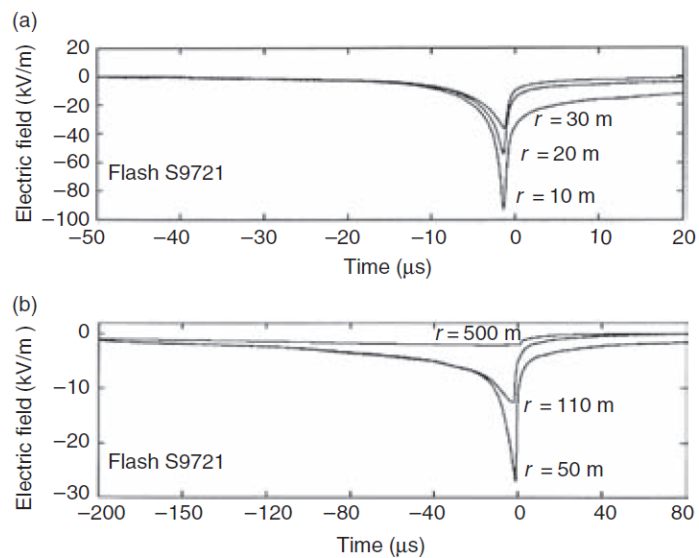


Fig. 3.8. En a) se muestran las medidas obtenidas para $r = 10, 20$ y 30 m y en b) para $r = 50, 110$ y 500 m de distancia con respecto al punto de impacto [50].

3.2.1.1. Flash S9721-1 con carga uniforme

Crawford en [79], para el S9721-1, determina que la carga negativa supuesta uniforme a lo largo del líder es $\rho_l = 7,2 \times 10^{-5} \mu\text{C/m}$. Al disponer de observaciones realizadas para distintas distancias, Crawford deduce el valor de ρ_l de acuerdo con la ecuación (2.33) y a partir de una regresión lineal, obtenida utilizando las medidas de ΔE realizadas a 10, 20, 30, 50, 110 y 500 m de distancia del canal del líder (vertical), según la cual $\Delta E_L = 1,3 \times 10^3 r^{-1}$.

$$\Delta E_L = \frac{\rho_l}{(2\pi\epsilon_0 r)} = 1,3 \times 10^3 r^{-1}$$

En esta fase del estudio sobre el flash S9721-1 se ha considerado un canal perfectamente vertical y se han tomado como datos de entrada la distribución de carga uniforme para todo el canal del leader de $\rho_l = 7,2 \times 10^{-5} \text{ C/m}$, una altura H para inicio del líder de 7500m y una altura mínima con respecto al suelo de 10 m, lo que supone una longitud máxima para el leader de 7490 m.

Se sigue el mismo criterio que el utilizado por Crawford, aunque en rigor debería utilizarse la ecuación (2.32) o descartar los valores de r más bajos (para 10 y 20 m), por no cumplir $h^2(t) \ll r^2$. Con lo cual el valor de ρ_l debería ser diferente y más adecuado a un valor de r mayor. Este punto es objeto de discusión en el apartado 3.3.1.

Los resultados obtenidos de variación de campo eléctrico en función de la altura de la punta del líder respecto al suelo y de la distancia del punto de observación se muestran en la Fig. 3.9. En el modelo utilizado sólo estudiamos el campo eléctrico debido al avance del líder y no se considera el provocado por la corriente del primer retorno (parte derecha de la Fig. 3.7 y Fig. 3.8). La carga total negativa depositada en el canal, en toda su longitud, es de 0,54 C.

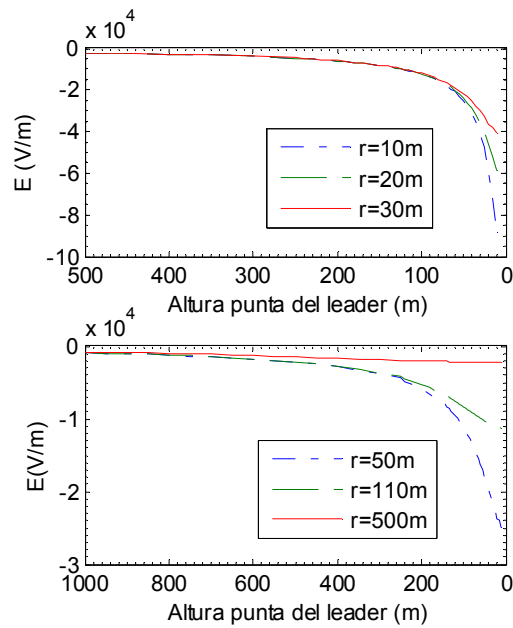


Fig. 3.9. Campo eléctrico obtenido por el modelo *FEM*, en el S9721-1, para los últimos metros de avance del líder y diversas distancias de observación.

En la Fig. 3.10. se compara sobre una escala logarítmica los resultados obtenidos en la simulación con las medidas realizadas por Crawford, así como la regresión de tipo potencial para nuestros resultados. A partir de los datos de Crawford se obtiene $\Delta E_L = 1,3 \cdot 10^3 r^{-1}$ con $R^2 = 0,99$ y para el modelo *FEM*, $\Delta E_L = 0,98 \cdot 10^3 r^{-0,96}$ con $R^2 = 0,99$. Se puede observar que existe una buena concordancia entre los resultados obtenidos por el modelo y las medidas realizadas por Crawford.

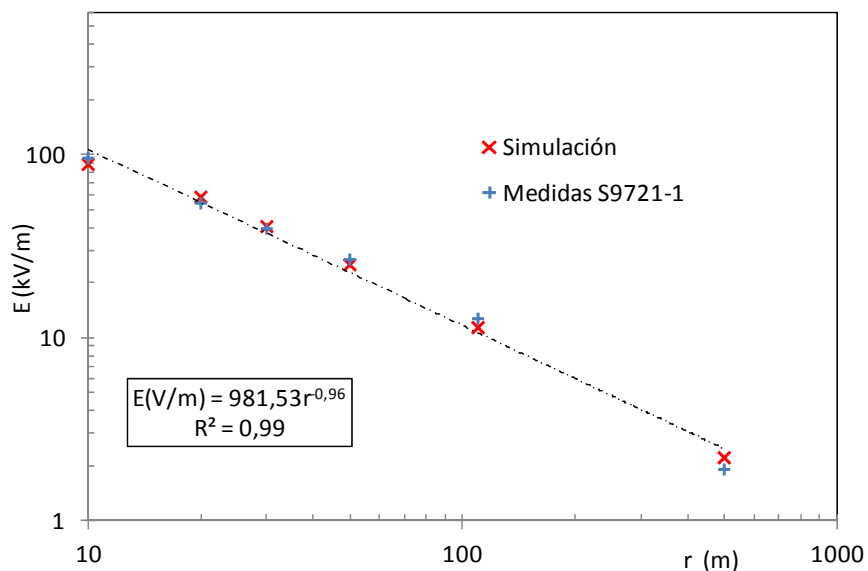


Fig. 3.10. Valor máximo de E (kV/m) (líder próximo a tocar el suelo) obtenido en las medidas de Crawford, en la simulación y recta de regresión para la simulación.

A partir de los datos de la Fig. 3.7 (o Fig. 3.8) disponemos del valor de variación de campo eléctrico en función del tiempo. Relacionando estos datos y los resultados de la primera simulación, en los que obtenemos el valor de la variación de campo eléctrico debido al avance del líder en función de la altura con respecto al suelo, se puede determinar la velocidad de avance del líder en su descenso hacia tierra, así como el valor de la variación de campo eléctrico en función del tiempo para cada uno de los puntos de observación.

En la Tabla 3.1 se muestran los resultados del modelo para la velocidad de avance de un líder vertical sobre el S9721-1 registrado por Crawford.

Tabla 3.1. S9721-1 Velocidad de avance del líder dardo con carga uniforme

<i>Intervalo</i>	<i>Velocidad (m/s)</i>
1100m>h(t)>470m	3,953x10 ⁷
470m>h(t)>140m	1,953 x10 ⁷
140m>h(t)>60m	1,553 x10 ⁷
60m>h(t)>10m	1,397 x10 ⁷
Promedio desde 1100m	2,622 x10 ⁷
Para el 90% de ΔE (desde 140m)	1,785 x10 ⁷

Aplicando los valores de velocidad de avance del líder, ajustados para cada intervalo, el modelo nos proporciona las gráficas de $E=f(t)$. En la Fig. 3.11 se muestran los resultados del modelo sobre las medidas realizadas por Crawford. En [79] no se proporciona ninguna referencia sobre los posibles valores de velocidad del líder dardo, no obstante los resultados obtenidos con el modelo están en concordancia con valores reportados en la literatura. En un apartado posterior se analizan y discuten los resultados presentados en la Tabla 3.1.

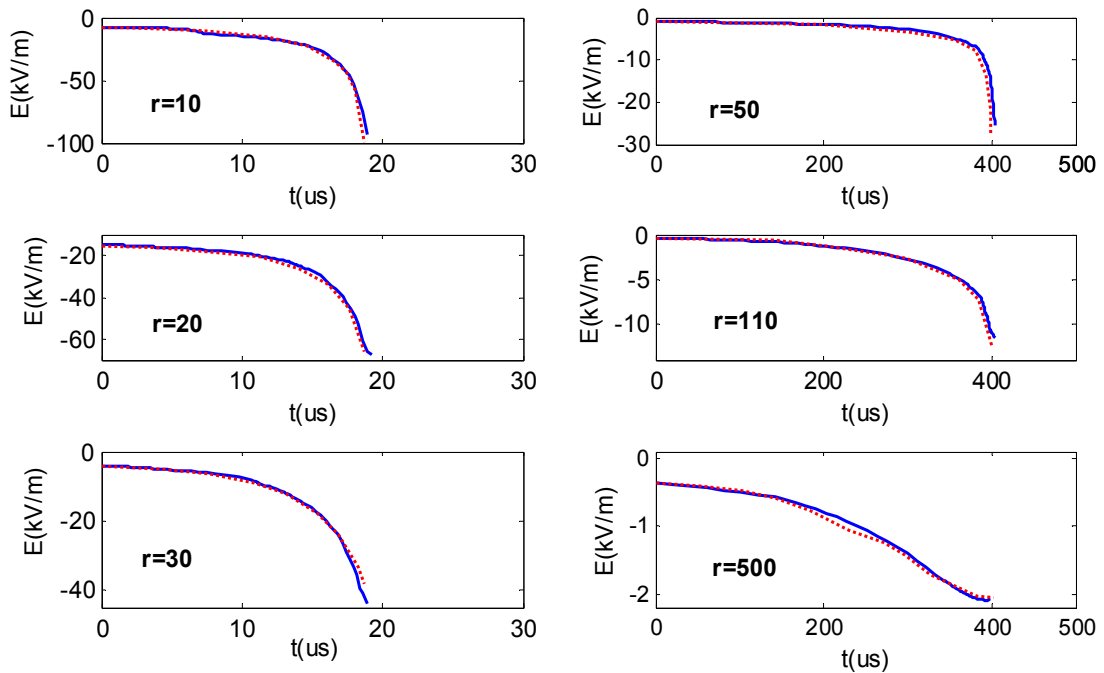


Fig. 3.11. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas a distancias de 10, 20, 30, 50, 110 y 500m de la vertical del canal para el S9721-1. En línea continua el resultado de la simulación para cada valor de r .

En la Tabla 3.2 se muestran, para el flash S9721-1, los valores calculados de $\Delta E/\Delta t$ a partir de las medidas realizadas y los obtenidos utilizando el modelo de simulación.

Tabla 3.2. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE

r	Medidas Crawford (kV/m/s)		Simulación (kV/m/s)	
	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)
10 m (1)	$-2,36 \times 10^6$	$-9,94 \times 10^6$	$-1,84 \times 10^6$	$-1,03 \times 10^7$ ($h(t) \leq 140m$)
20 m (1)	$-1,37 \times 10^6$	$-4,86 \times 10^6$	$-1,18 \times 10^6$	$-4,89 \times 10^6$ ($h(t) \leq 230m$)
30 m (1)	$-0,96 \times 10^6$	$-2,40 \times 10^6$	$-8,03 \times 10^5$	$-2,63 \times 10^6$ ($h(t) \leq 300m$)
50 m (2)	$-1,32 \times 10^5$	$-2,44 \times 10^5$	$-1,24 \times 10^5$	$-2,80 \times 10^5$ ($h(t) \leq 410m$)
110 m (2)	$-5,72 \times 10^4$	$-6,39 \times 10^4$	$-5,39 \times 10^4$	$-7,15 \times 10^4$ ($h(t) \leq 800m$)
500 m (2)	$-6,79 \times 10^3$	$> -6,79 \times 10^3$	$-7,38 \times 10^3$	$-5,03 \times 10^2$ ($h(t) \leq 2200m$)

Se presentan los valores referidos al total de datos de acuerdo con la ventana temporal de la medida en campo y los valores obtenidos para un incremento del 90% de campo eléctrico en los puntos de medida. Los valores de $\Delta E/\Delta t$ de las medidas reales son procesados para las ventanas temporales completas de las gráficas disponibles y que de acuerdo con los valores obtenidos en la simulación se corresponden con un valor de $h(t) \leq 1100 \text{ m}$. Por otra parte en la Tabla 3.2 se especifica para cada punto de observación el valor de $h(t)$ a partir del cual se produce el 90% de ΔE .

3.2.1.2. Flash S9721-1 con carga exponencial

A continuación se repite el estudio considerando una distribución de carga exponencial en el canal del líder, de acuerdo con la propuesta de Cooray y la ecuación (2.23) para $I_{ps}=11 \text{ kA}$. En la Fig. 3.12 se muestra la distribución de carga asignada para los últimos 1500 m con el líder totalmente extendido. Integrando se obtiene que la carga total negativa depositada en el canal, en toda su longitud, es de 0,23 C

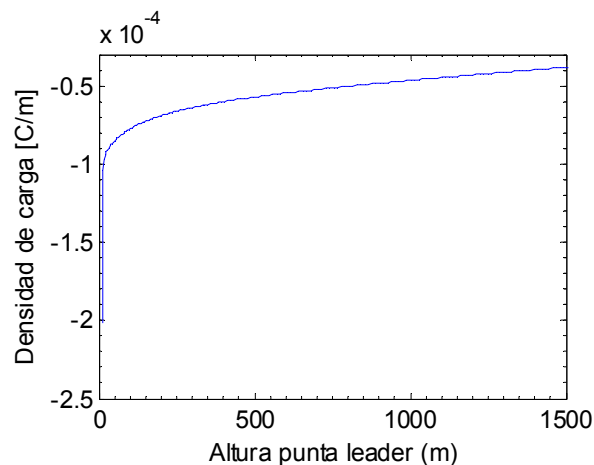


Fig. 3.12. Densidad de carga en los últimos 1500 m del S9721-1 (ecuación 1.23)

Los resultados obtenidos de variación de campo eléctrico, provocado por el líder dardo, en función de la altura de la punta del líder respecto al suelo y de la distancia del punto de observación se muestran en la Fig. 3.13.

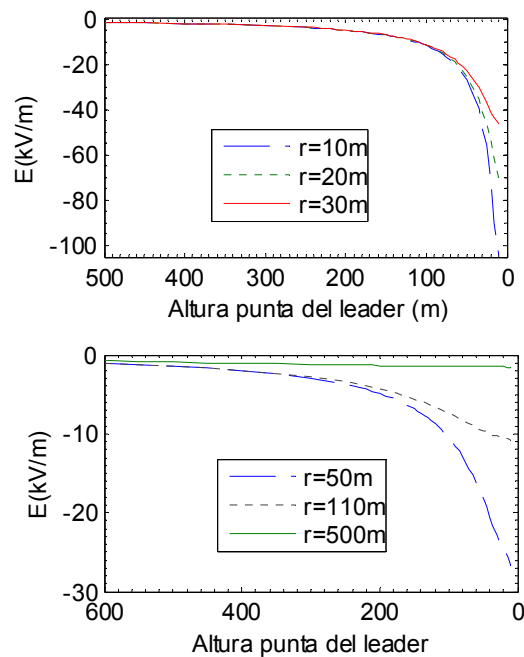


Fig. 3.13. Campo eléctrico en función del avance del líder para puntos de observación situados a 10, 20, 30, 50, 110 y 500m de la vertical.

En la Fig. 3.14 se comparan, sobre una escala logarítmica, los resultados obtenidos en la simulación con las medidas realizadas por Crawford, así como la regresión de tipo potencial para nuestros resultados. En este caso, para la simulación se obtiene $\Delta E_L = 0,98 \cdot 10^3 r^{-0,96}$ con $R^2 = 0,99$. Se puede observar que existe una buena concordancia con la regresión obtenida para carga uniforme y que el mejor resultado se ha obtenido para $r=50m$.

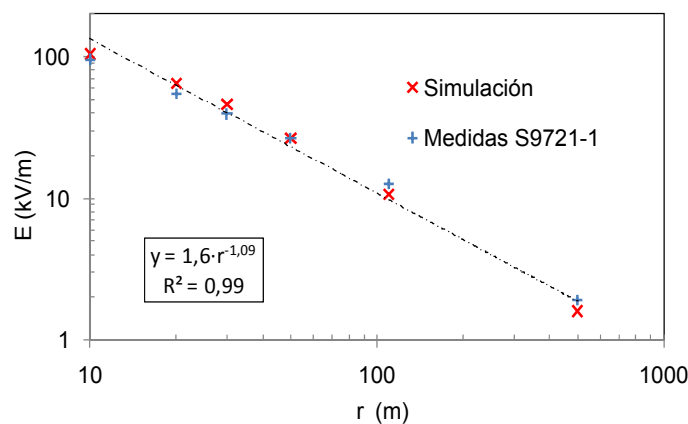


Fig. 3.14. Valores máx. de $E(kV/m)$ (líder próximo a tocar el suelo) obtenidos en las medidas de Crawford, en la simulación y recta de regresión para la simulación con ρ_l exponencial

En la Tabla 3.3 se muestran los resultados obtenidos para el S9721-1 con un líder vertical y distribución de carga de tipo exponencial.

Tabla 3.3. S9721-1, velocidad de avance del líder dardo con carga exponencial

<i>Intervalo</i>	<i>Velocidad (m/s)</i>
750m>h(t)>290m	2,993x10 ⁷
290m>h(t)>120m	1,042 x10 ⁷
120m>h(t)>80m	1,109 x10 ⁷
80m>h(t)>35m	1,119 x10 ⁷
35m>h(t)>10m	1,976 x10 ⁷
Promedio desde 750m	1,832 x10 ⁷
Para el 90% de ΔE (desde 130m)	1,496 x10 ⁷

Aplicando los valores de velocidad de avance del líder, ajustados para cada intervalo, el modelo nos proporciona las gráficas de $E=f(t)$. En la Fig. 3.15 se muestran el resultado del modelo para $r = 50$ m, que como se aprecia es el que presenta una mayor concordancia entre los valores medidos y los calculados.

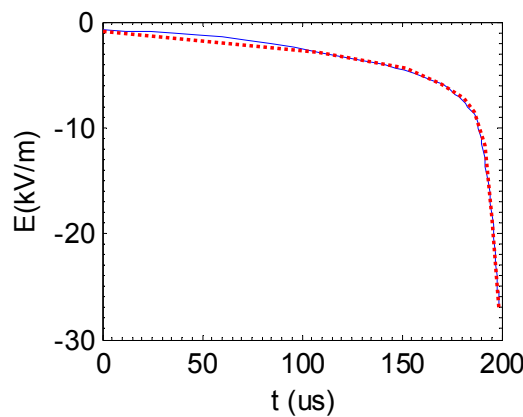


Fig. 3.15. En traza de puntos, las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 50m de la vertical del canal para el S9721-1. En línea continua el resultado de la simulación.

En la Tabla 3.4, para el flash S9721-1, a partir de las medidas realizadas y los resultados obtenidos utilizando el modelo de simulación, se presentan los valores referidos al total de datos de acuerdo con la ventana temporal de la medida en campo y los valores obtenidos para un incremento del 90% de campo eléctrico en los puntos de medida.

Tabla 3.4. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE

r	Medidas Crawford (kV/m/s)		Simulación expon. (kV/m/s)	
	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)
10 m (1)	$-2,36 \times 10^6$	$-9,94 \times 10^6$	$-2,71 \times 10^6$	$-9,29 \times 10^6$ ($h(t) \leq 130m$)
20 m (1)	$-1,37 \times 10^6$	$-4,86 \times 10^6$	$-1,80 \times 10^6$	$-4,34 \times 10^6$ ($h(t) \leq 190m$)
30 m (1)	$-0,96 \times 10^6$	$-2,40 \times 10^6$	$-1,17 \times 10^6$	$-2,39 \times 10^6$ ($h(t) \leq 251m$)
50 m (2)	$-1,32 \times 10^5$	$-2,44 \times 10^5$	$-1,30 \times 10^5$	$-2,38 \times 10^5$ ($h(t) \leq 350m$)
110 m (2)	$-5,72 \times 10^4$	$-6,39 \times 10^4$	$-4,92 \times 10^4$	$-6,98 \times 10^4$ ($h(t) \leq 550m$)
500 m (2)	$-6,79 \times 10^3$	$> -6,79 \times 10^3$	$-3,92 \times 10^3$	$-4,74 \times 10^2$ ($h(t) \leq 1350m$)

Los valores de $\Delta E/\Delta t$ de las medidas reales son procesados para las ventanas temporales completas de las gráficas disponibles y que de acuerdo con los valores obtenidos en la simulación se corresponden con un valor de $h(t) \leq 750m$. Por otra parte, se especifica para cada punto de observación el valor de $h(t)$ a partir del cual se produce el 90% de ΔE .

3.2.2. Estudio sobre el flash S9918-2

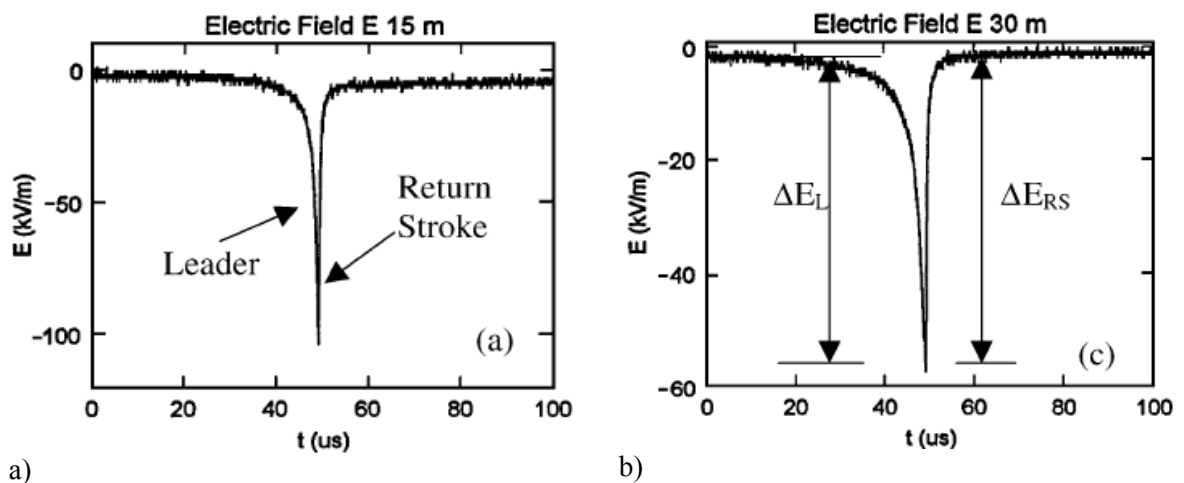


Fig. 3.16. Medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 15 m (a) y 30 m (b) de la vertical del canal para el S9918-2 [81].

En la Fig. 3.16 se muestran las medidas disponibles para el flash S9918-2, documentado en [81, 84] esta descarga presenta datos referidos a dos puntos de observación situados a 15 y 30 m de distancia de la vertical, con medidas de ΔE_{max} de 102 y 56 kV/m respectivamente.

3.2.2.1. Flash S9918-2 con carga uniforme

Para el flash S9918-2 considerando distribución de carga uniforme en el líder, utilizando la ecuación (2.33) se obtiene un valor de $90,2 \mu\text{C/m}$. Por otra parte, de acuerdo con [81] en la experiencia se utilizó como captador un varilla metálica que sobresalía 1m del suelo, en el modelo se ha considerado altura mínima $h_{min}(t)$ de 2 m con respecto al suelo. Los resultados obtenidos de variación de campo eléctrico se muestran en la Fig. 3.17.

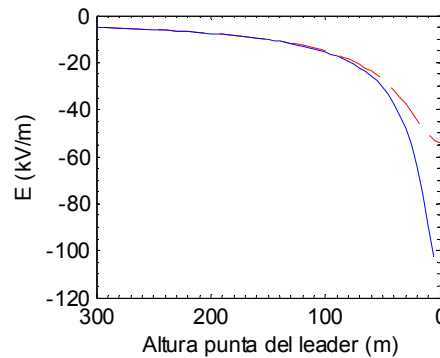


Fig. 3.17. Campo eléctrico en función del avance del líder, últimos 300 m, para puntos de observación situados a 15 m (línea continua) y 30 m (discontinua) de la vertical.

Tabla 3.5. S9918-2, velocidad calculada de avance del líder dardo con ρ_l uniforme.

<i>Intervalo</i>	<i>Velocidad (m/s)</i>
1000m>h(t)>775m	$5,15 \times 10^7$
775m>h(t)>530m	$1,21 \times 10^7$
530m>h(t)>295m	$2,30 \times 10^7$
295m>h(t)>119m	$2,79 \times 10^7$
119m>h(t)>53m	$2,37 \times 10^7$
53m>h(t)>22m	$2,49 \times 10^7$
22m>h(t)>2m	$2,59 \times 10^7$
Promedio desde 1000m	$2,17 \times 10^7$
Para el 90% de ΔE (desde 160m)	$2,95 \times 10^7$

En la Tabla 3.5 se muestran los resultados del modelo sobre el S9918-2 para la velocidad de avance de un líder vertical. Se calcula que la carga total negativa depositada en el canal para el líder totalmente extendido es de 0,68 C, y utilizando los valores de velocidad de avance del líder ajustados para cada intervalo, el modelo nos proporciona las gráficas de $E=f(t)$ de la Fig. 3.18 a) y b) para las observaciones realizadas a 15 y 30 m, respectivamente.

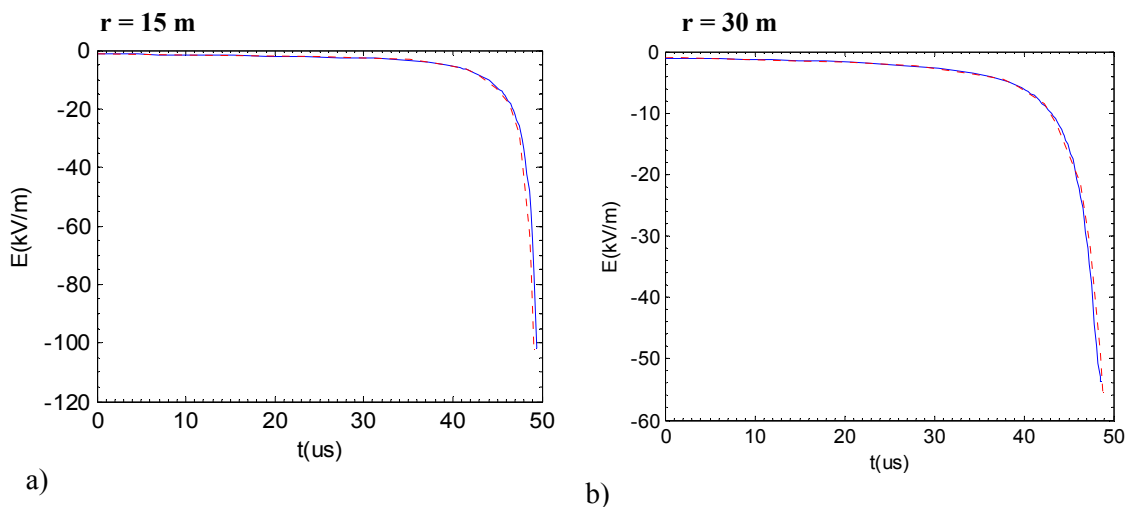


Fig. 3.18. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas para el S9918-2 y en línea continúa el resultado de la simulación para $r = 15$ y 30 m .

Los valores de $\Delta E/\Delta t$ de las medidas reales son procesadas para la ventana temporal de las gráficas disponible y que de acuerdo con los valores obtenidos en la simulación se corresponden con un valor de $h(t) \leq 1100\text{ m}$, (Tabla 3.6).

Tabla 3.6. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE

r	Medidas Crawford (kV/m/s)		Simulación (kV/m/s)	
	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)
15 m (I)	$-2,05 \times 10^6$	$-1,69 \times 10^7$	$-2,04 \times 10^6$	$-1,73 \times 10^7$ ($h(t) \leq 150\text{ m}$)
30 m (I)	$-1,12 \times 10^6$	$-4,28 \times 10^6$	$-1,08 \times 10^6$	$-4,69 \times 10^6$ ($h(t) \leq 300\text{ m}$)

3.2.2.2. Flash S9918-2 con carga exponencial

Para el flash S9918-2 en [84] se dispone de datos de corriente, calculados a partir de medidas del campo magnético y la ley de Ampere efectuadas a las distancias de 15 y 30 m, con valores de 15 y 14 kA respectivamente. En el apartado 3.3.1 se establecerán relaciones entre los valores de ρ_l para carga uniforme, I_{ps} para distribución de carga variable y el valor de ΔE_{max} inducido en tierra, utilizando la ecuación (3.10) se puede calcular que para un $\Delta E = 56$ kV/m la equivalencia sería $I_p = 13,42$ kA, valor coherente con las medidas proporcionadas por Schoene en [84]. Los resultados obtenidos de variación de campo eléctrico en función de la altura de la punta del líder respecto al suelo se muestran en la Fig. 3.19.

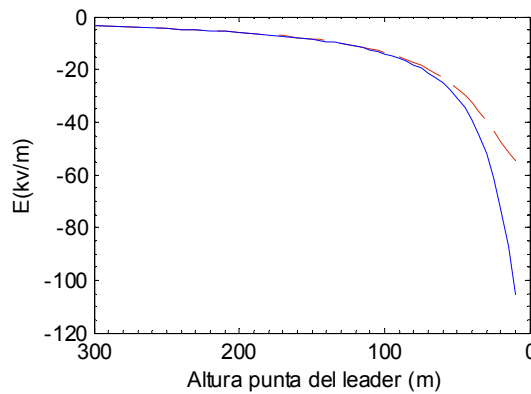


Fig. 3.19. Campo eléctrico en función del avance del líder, últimos 300m, para puntos de observación situados a 15m (línea continua) y 30m de la vertical (línea discontinua).

Tabla 3.7. Velocidad calculada de avance del líder dardo S9918-2.

Intervalo	Velocidad (m/s)
650m > h(t) > 445m	9,54 x 10 ⁶
445m > h(t) > 340m	1,01 x 10 ⁷
340m > h(t) > 230m	2,52 x 10 ⁷
230m > h(t) > 106m	2,03 x 10 ⁷
106m > h(t) > 54m	1,9 x 10 ⁷
54m > h(t) > 24m	2,42 x 10 ⁷
22m > h(t) > 10m	2,29 x 10 ⁷
Promedio desde 650m	1,37 x 10 ⁷
Para el 90% de ΔE (desde 140m)	1,78 x 10 ⁷

De acuerdo con la ecuación (2.23) y utilizando el valor de $I_{ps} = 13,42$ kA, en nuestro modelo se obtienen los resultados que se presentan en la Tabla 3.7. Se calcula que la carga negativa depositada en el canal para el líder totalmente extendido es de 0,27 C y utilizando los valores de velocidad de avance del líder, ajustados para cada intervalo, el modelo nos proporciona las gráficas de $E=f(t)$ de la Fig. 3.20 para las observaciones realizadas a 15 y 30 m

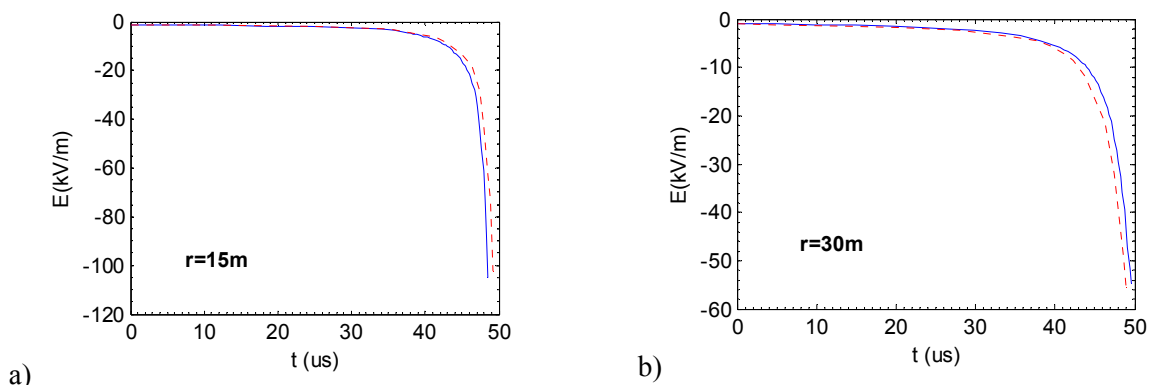


Fig. 3.20. En traza de puntos, las medidas de campo eléctrico realizadas para la descarga S9918-2 y en línea continúa el resultado de la simulación.

En la Tabla 3.8 se especifica, para cada punto de observación, el valor de $h(t)$ a partir del cual se produce el 90% de ΔE .

Tabla 3.8. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE

r	Medidas Crawford (kV/m/s)		Simulación (kV/m/s)	
	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)
15 m (l)	$-2,05 \times 10^6$	$-1,63 \times 10^7$	$-2,13 \times 10^6$	$-1,43 \times 10^7$ ($h(t) \leq 130m$)
30 m (l)	$-1,12 \times 10^6$	$-5,28 \times 10^6$	$-1,08 \times 10^6$	$-5,35 \times 10^6$ ($h(t) \leq 300m$)

3.2.3. Estudio sobre el flash S9934-3

Los datos relativos al flash S9934-3 están documentado por Schoene en [84] con un valor registrado de $I_{ps} = 18$ kA, la gráfica de $\Delta E(t)$ para una distancia de 15 m y dos

medidas de ΔE_{max} realizadas, a 15 m (139 kV/m) y a 30 m (71 kV/m) de distancia del punto de impacto.

3.2.3.1. Flash S9934-3 con carga exponencial

De acuerdo con la propuesta de Cooray, ecuación (2.23), se efectúa una primera simulación utilizando una distribución exponencial. Integrando se calcula que la carga negativa total depositada en el canal, para el líder totalmente extendido (7490 m) es de 0,38 C. La medida y los resultados de la simulación para el punto de observación situado a 15 m se muestran en la Fig. 3.21 a) y b) respectivamente.

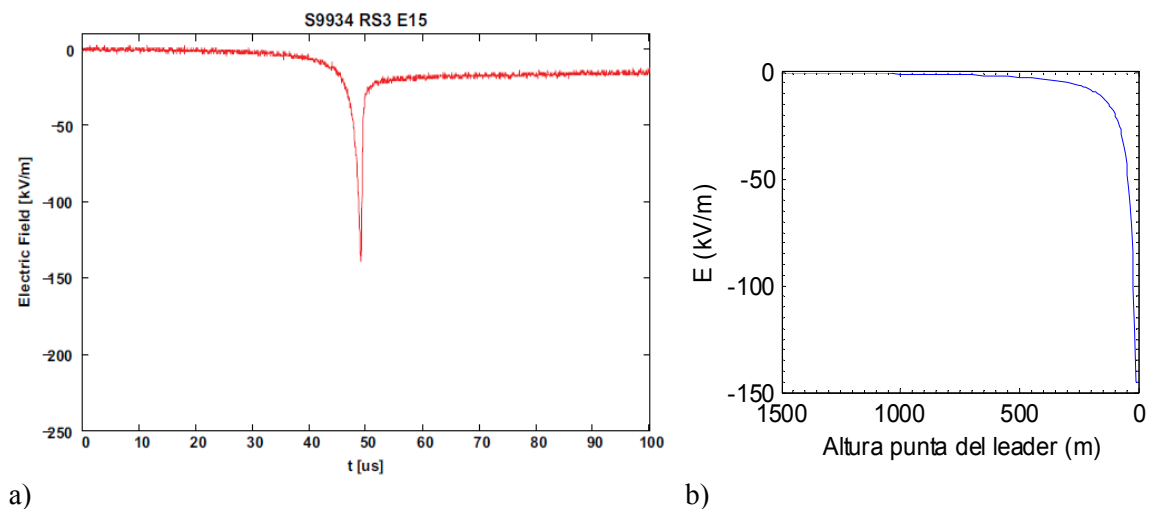


Fig. 3.21. Para el S9934-3: a) medida de campo eléctrico realizadas a la distancia de 15 m de la vertical del canal [84] y b) resultado de la simulación $E=f(h)$.

En la Fig. 3.22 se muestra la distribución de carga a lo largo los últimos 1000 m del canal, para el líder totalmente extendido.

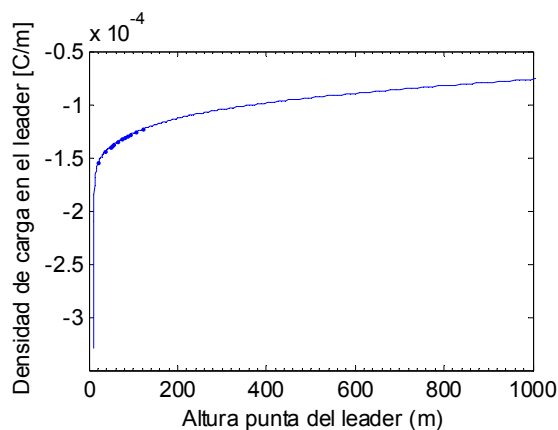


Fig. 3.22. Para el S9934-3, densidad de carga en los últimos 1000 m. (ecuación 1.23)

En la Fig. 3.21 b) se muestran los últimos 1500 metros de avance del líder y se puede apreciar que existe una buena aproximación entre el valor de E_{max} (líder próximo a tierra) en la medida realizada por Crawford y el resultado de la simulación, con una diferencia que en este caso es menor de un 5%. A partir de los datos de la Fig. 3.21 se determina la velocidad de avance del líder en su descenso hacia tierra, así como el valor de la variación de campo eléctrico en función del tiempo para el punto de observación situado a 15 m. En la Tabla 3.9 se muestran los resultados obtenidos.

Tabla 3.9. Velocidad calculada de avance del líder dardo S9934-3

<i>Intervalo</i>	<i>Velocidad (m/s)</i>
1000m>h(t)>525m	4,73x10 ⁷
525m>h(t)>255m	2,69 x10 ⁷
255m>h(t)>155m	2,81 x10 ⁷
155m>h(t)>65m	2,52 x10 ⁷
65m>h(t)>10m	2,84 x10 ⁷
Promedio desde 1000m	3,4 x10 ⁷
Para el 90% de ΔE (desde 130m)	2,89 x10 ⁷

Aplicando los valores de velocidad de avance del líder ajustados para cada intervalo el modelo nos proporciona las gráficas de $E=f(t)$. En la Fig. 3.23 se muestran los resultados del modelo sobre las medidas realizadas para el S9934-3.

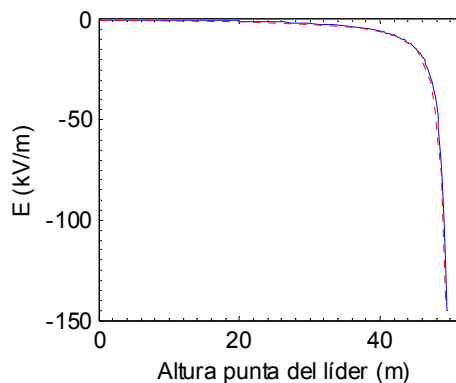


Fig. 3.23. En traza de puntos la medida de ΔE a la distancia de 30m de la vertical para el S9934-3. En línea continua el resultado de la simulación con distribución de carga exponencial

En la Tabla 3.10 se presentan, para el flash S9934-3, los valores de $\Delta E/\Delta t$ calculados a partir de las medidas realizadas y los obtenidos utilizando el modelo de simulación.

Tabla 3.10. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE

r	Medidas Crawford (kV/m/s)		Simulación (kV/m/s)	
	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)
15 m (l)	$-2,83 \times 10^6$	$-2,84 \times 10^7$	$-2,93 \times 10^6$	$-2,79 \times 10^7$ ($h(t) \leq 130m$)

Como en los casos anteriores, los valores de $\Delta E/\Delta t$ de las medidas reales son procesados para las ventanas temporales completas de las gráficas disponibles y que de acuerdo con los valores obtenidos en la simulación se corresponden con un valor de $h(t) \leq 1000m$.

3.2.3.2. Flash S9934-3 con carga uniforme

Se repite el estudio para el flash S9934-3 considerando distribución de carga uniforme en el líder, utilizando la ecuación (2.33) se obtiene un valor de $112 \mu C/m$. La carga negativa total depositada en el canal para el líder totalmente extendido (7490 m) es de 0,84 C. Las velocidades calculadas se muestran en la Tabla 3.11 y la comparativa entre la medida realizada a 15 m y los resultados de la simulación se muestran en la Fig. 3.24.

Tabla 3.11. Velocidad calculada de avance del dart leader S9934-3 (ρ_l uniforme)

Intervalo	Velocidad (m/s)
1500m > h(t) > 710m	$1,245 \times 10^8$
710m > h(t) > 455m	$7,87 \times 10^7$
455m > h(t) > 225m	$3,81 \times 10^7$
225m > h(t) > 150m	$2,93 \times 10^7$
150m > h(t) > 62m	$3,72 \times 10^7$
62m > h(t) > 10m	$2,64 \times 10^7$
Promedio desde 710m	$3,67 \times 10^7$
Para el 90% de ΔE (desde 130m)	$3,23 \times 10^7$

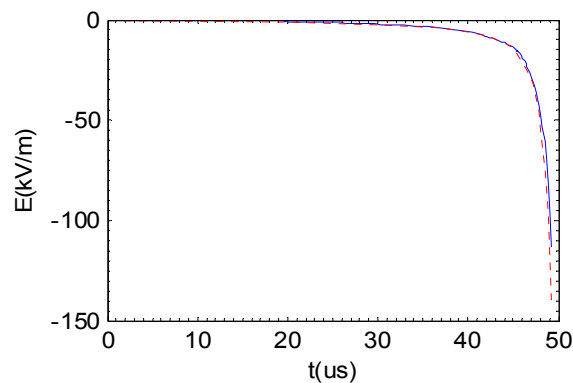


Fig. 3.24. Para el S9934-3, en traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancias de 15 m de la vertical del canal. En línea continua el resultado de la simulación.

La diferencia para E_{max} entre la medida realizada y el resultado de la simulación es excesiva, del orden del 20%. Los motivos de la divergencia, como ya se ha mencionado anteriormente, pueden venir provocados por diversos factores como, la posibilidad de que el canal del líder no fuese realmente vertical [79], mal criterio al asignar la distribución de carga en el canal del líder o incluso desviaciones durante el proceso de toma de datos. No obstante, en este caso la razón es conocida, ya que se dispone de evidencias fotográficas que muestran una inclinación para el canal de aproximadamente 18° (Fig. 5.2). En el apartado 5.2 se estudia en detalle el S9934-3

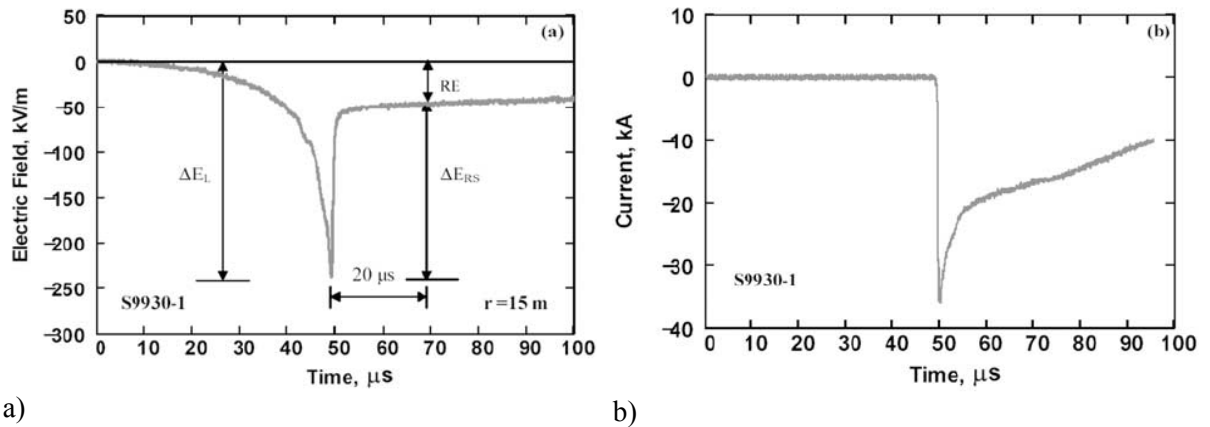
A pesar de lo anterior, se procesan los datos calculados para el flash S9934-3 y en la Tabla 3.12 se presentan los valores de $\Delta E/\Delta t$ calculados a partir de las medidas realizadas y los obtenidos utilizando el modelo de simulación trabajando con distribución uniforme.

Tabla 3.12. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE

r	Medidas Crawford (kV/m/s)		Simulación (kV/m/s)	
	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)
15 m (I)	$-2,83 \times 10^6$	$-2,89 \times 10^7$	$-2,30 \times 10^6$	$-3,02 \times 10^7$ ($h(t) \leq 130m$)

3.2.4. Estudio sobre el flash S9930-1

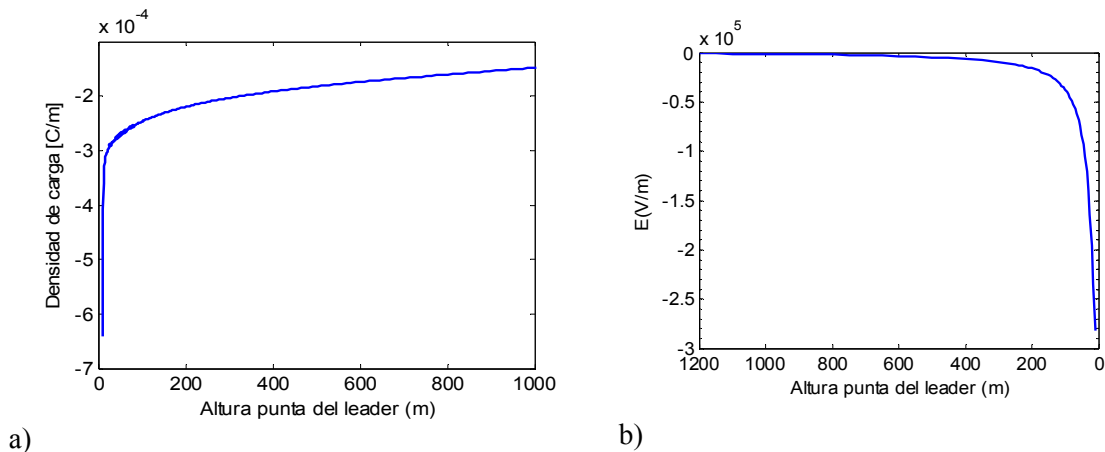
Los datos relativos al flash S9930-1 están documentado en [84, 85] con una medida disponible realizada a 15 m de distancia del punto de impacto, $\Delta E_{max} = 238$ kV y un valor registrado de $I_{ps} = 36$ kA. Los resultados de las medidas realizadas por Crawford se muestran en la Fig. 3.25



a) b)
Fig. 3.25. Medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 15 m de la vertical del canal para un dart-leader y su posterior corriente de retorno [85].

3.2.4.1. Flash S9930-1 con carga exponencial

Utilizando una distribución de carga variable de acuerdo con la propuesta de Cooray ecuación (2.23). En la Fig. 3.26 se muestran, la distribución de carga en los últimos 1000 m del líder, estando totalmente extendido y los resultados obtenidos de variación de campo eléctrico en función de la altura de la punta del líder respecto al suelo, para el punto de observación situado a 15 m. La carga negativa depositada en el canal, en toda su longitud, se calcula de 0,74 C.



a) b)
Fig. 3.26. Para la descarga S-9930-1: a) densidad de carga en los últimos 1000 m, b) medida de campo eléctrico realizadas a la distancia de 15 m de la vertical del canal.

En la Fig. 3.26 b) , en los últimos 1200 m de avance del líder, se puede apreciar que existe una importante desviación entre el valor de E_{max} (líder próximo a tierra) en la medida realizada por Crawford y el resultado de la simulación. El valor obtenido con el modelo *FEM* es de E_{max} es 282 kV/m, del orden del 18% mayor que el valor medido. Por otra parte si se realizan los cálculos para distribución de carga uniforme de acuerdo a la ecuación (2.33) se obtiene un valor para E_{max} del orden del 16% menor que el medido.

Los motivos de estas discrepancias, como ya se ha mencionado anteriormente, pueden venir provocados por diversos factores, siguiendo un razonamiento similar al utilizado en el caso del S9934-3 y asumiendo como primer criterio que las medidas registradas son correctas, se buscan otras explicaciones. Si la medida de intensidad es correcta, el hecho de obtener un valor de E_{max} mayor en la simulación para líder vertical que la medida realizada, indica que la trayectoria real del canal del líder posiblemente está inclinado en una dirección que lo aleja del punto de observación, motivo por el cual los valores medidos son menores que los calculados [79]. Por otra parte, y confirmando esta hipótesis, si se calcula la ρ_l uniforme utilizando los valores de E_{max} medidos, a partir de la ecuación (2.33) se obtiene un valor de densidad de carga inferior al necesario para obtener el mismo resultado de E_{max} , lo cual también indica un posible inclinación del canal en el sentido de alejarse del punto de observación. En el apartado 5.2 se estudia en detalle el S9930-1 y se analiza el efecto de la posible inclinación del líder sobre los resultados.

No obstante y a pesar de la discutible validez de los resultados obtenidos de la aplicación del modelo para líder vertical en esta descarga, repitiendo el procedimiento descrito con anterioridad y a partir de los datos disponibles, se puede determinar la velocidad de avance del líder en su descenso hacia tierra así como el valor de la variación de campo eléctrico en función del tiempo para el punto de observación situado a 15 m.

En la Tabla 3.13 se muestran los resultados del modelo para la velocidad de avance de un líder vertical sobre el S9930-1 registrado por Crawford y aplicando los valores de velocidad de avance del líder ajustados para cada intervalo, el modelo nos proporciona las gráficas de $E=f(t)$. En la Fig. 3.27 se muestran los resultados del modelo sobre las medidas realizadas por Crawford.

Tabla 3.13. Velocidad de avance del líder dardo con carga exponencial

<i>Intervalo</i>	<i>Velocidad (m/s)</i>
1050m>h(t)>550m	6,35x10 ⁷
550m>h(t)>150m	2,45 x10 ⁷
150m>h(t)>80m	7,27 x10 ⁶
80m>h(t)>10m	7,15 x10 ⁶
Promedio desde 1050m	2,38 x10 ⁷
Para el 90% de ΔE (desde 145m)	7,83 x10 ⁶

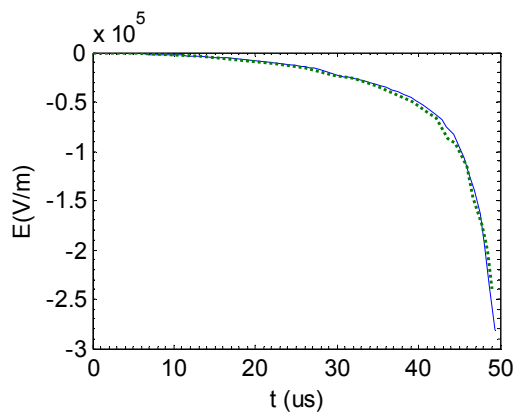


Fig. 3.27. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancias de 15 m de la vertical del canal para el S9930-1. En línea continua el resultado de la simulación.

En la Tabla 3.14 se presentan, para el flash S9930-1, los valores de $\Delta E/\Delta t$ calculados a partir de las medidas realizadas y los obtenidos utilizando el modelo de simulación. Se presentan los valores referidos al total de datos de acuerdo con la ventana temporal de la medida en campo y los valores obtenidos para un incremento del 90% de campo eléctrico en los puntos de medida.

Tabla 3.14. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE

	Medidas Crawford (kV/m/s)		Simulación (kV/m/s)	
r	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)
15 m (l)	-5,44x10 ⁶	-1,16x10 ⁷	-5,33x10 ⁶	-1,15x10 ⁷ (h(t)≤145m)

Los valores de $\Delta E/\Delta t$ de las medidas reales son procesados para las ventanas temporales completas de las gráficas disponibles y que de acuerdo con los valores obtenidos en la simulación se corresponden con un valor de $h(t) \leq 1050 \text{ m}$.

3.2.5. Estudio sobre el flash S9133-1

Los datos relativos al flash S9133-1 están documentados por Rubinstein en [66] con valores registrados de $E_{max} = 81 \text{ kV}$ y de $I_{ps} = 40 \text{ kA}$, para una medida disponible realizada a 30 m de distancia del punto de impacto. De acuerdo con Rubinstein y la ecuación (2.33) se efectúa una primera simulación utilizando una distribución uniforme de carga de $0,14 \times 10^{-3} \text{ C/m}$. Integrando sobre toda su longitud se calcula que la carga negativa depositada en el canal, para el líder totalmente extendido es de 0,977 C. La gráfica de las medidas utilizadas y el resultado del modelo para los últimos 950 m de avance del líder se muestran en la Fig. 3.28 a) y b), respectivamente.

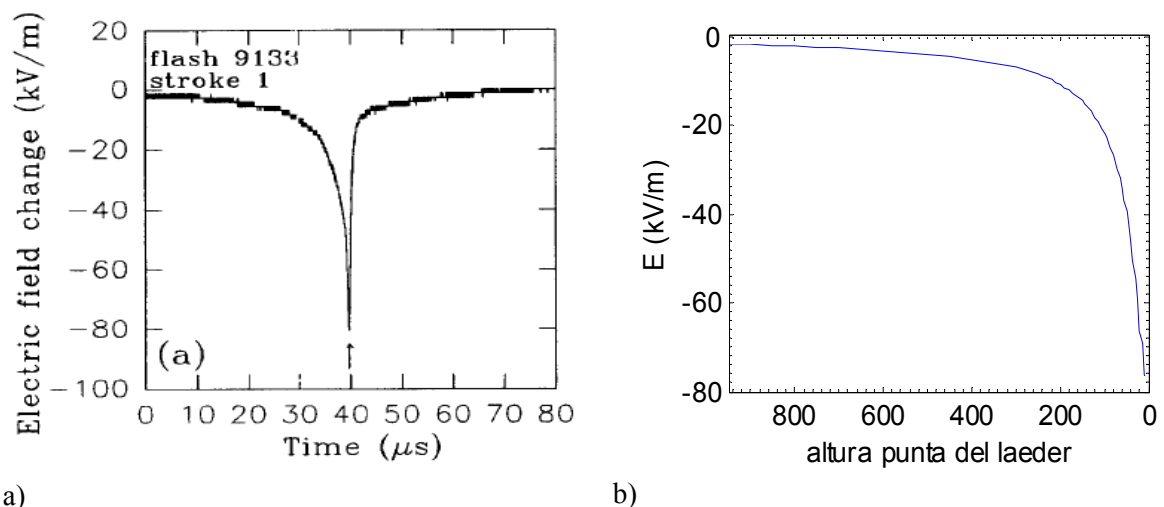


Fig. 3.28. a) Medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 30 m de la vertical del canal para el S9133-1 [66]. b) Resultado de la primera simulación $E=f(h)$.

Se aprecia que existe una desviación entre el valor de E_{max} (líder próximo a tierra) proporcionado por el modelo *FEM* y la medida registrada que es de un 7% en defecto, repitiendo el procedimiento descrito con anterioridad y a partir de los datos de la Fig. 3.28 disponemos del valor de variación de campo eléctrico en función del tiempo y es posible determinar la velocidad de avance del líder en su descenso hacia tierra para un punto de observación situado a 30 m. En la Tabla 3.15 se muestran los resultados del modelo para la velocidad de avance de un líder vertical sobre el S9133-1.

Tabla 3.15. Velocidad de avance del S9133-1, con carga uniforme

<i>Intervalo</i>	<i>Velocidad (m/s)</i>
950m>h(t)>550m	3,37x10 ⁷
550m>h(t)>200m	2,29 x10 ⁷
200m>h(t)>80m	1,89 x10 ⁷
80m>h(t)>10m	2,03 x10 ⁶
Promedio desde 950m	2,34 x10 ⁷
Para el 90% de ΔE (desde 275m)	2,26 x10 ⁷

En [66], a partir de estimaciones teóricas, se sugiere que la velocidad del líder sería próxima a 3×10^7 m/s, valor ligeramente superior a los resultados obtenidos. En la Fig. 3.29 se muestran los resultados del modelo sobre las medidas realizadas.

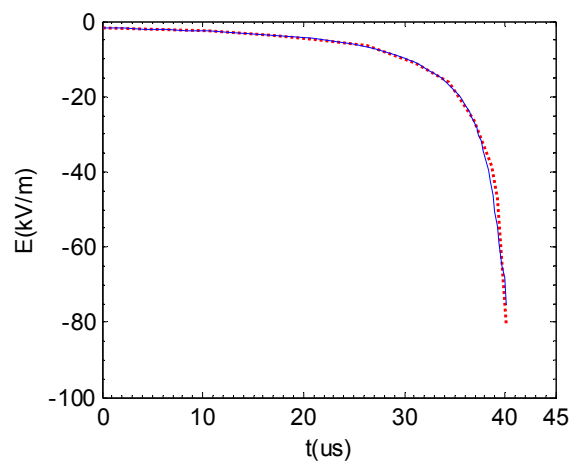


Fig. 3.29. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancias de 30 m de la vertical del canal para el S9133-1. En línea continua el resultado de la simulación.

En la Tabla 3.16 se presentan para el flash S9133-1 los valores de $\Delta E/\Delta t$ calculados a partir de las medidas registradas y los obtenidos utilizando el modelo de simulación. Los valores de $\Delta E/\Delta t$ de las medidas reales son procesados para las ventanas temporales completas de las gráficas disponibles y que de acuerdo con los valores obtenidos en la simulación se corresponden con un valor de $h(t) \leq 950\text{m}$.

Tabla 3.16. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE

r	Medidas Crawford (kV/m/s)		Simulación (kV/m/s)	
	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)
30 m (l)	$-1,97 \times 10^6$	-6×10^6	$-1,78 \times 10^6$	$-5,96 \times 10^6$ ($h(t) \leq 275m$)

En la simulación se han utilizado los mismos datos de distribución de carga en el líder que los utilizados por Rubinstein (0,14 mC/m), con un valor calculado para $E_{max} = 76,8$ kV, un resultado muy próximo al valor registrado. No obstante, de acuerdo con la ecuación (3.7) deducida en el apartado 3.3.1, un valor para ρ_l uniforme de 0,144 mC/m proporcionará un resultado más ajustado a la medida realizada.

Por otra parte, si se realiza la simulación a partir del valor de $I_{ps} = 40$ kA y distribución de carga de acuerdo con [60] el resultado obtenido es de $E_{max} = 190$ kV, valor muy alejado de las medidas, motivo por el cual se ha descartado analizar los resultados de la simulación para este dato de I_{ps} . En el apartado 3.3.1 se deduce la ecuación (3.10), a partir de la cual se calcula que para $E_{max} = 82$ kV y un punto de medida situado a 30 m, el valor adecuado de la corriente de retorno subsecuente sería $I_{ps} = 19,17$ kA. En este caso la discrepancia en los resultados no parece relacionada con una posible inclinación del líder ya que las diferencias son excesivas y sin relación con los modelos teóricos.

3.2.6. Estudio sobre el flash S9133-2

Se toman los datos relativos al flash S9133-2, Fig. 3.30 a) y referenciado en [66], con valores registrados de $E_{max} = 12$ kV y de $I_{ps} = 7$ kA, para una medida disponible realizada a 30 m de distancia del punto de impacto. De acuerdo con la propuesta de Rubenstein, se efectúa la simulación utilizando una distribución uniforme de carga de $0,02 \times 10^{-3}$ C/m, que proporciona un valor coherentes de $E_{max} = 11,5$ kV. Integrando se calcula que la carga negativa depositada en el canal, para el líder totalmente extendido es de 0,15 C. De acuerdo con [43, 86] este valor de carga negativa total depositada en el líder es demasiado pequeño, ya que para líder dardo el menor valor reportado es de 0,21C y la media de carga del líder dardo estaría entre 0,5 y 1C. No obstante y a efectos de comparación, se ha realizado la simulación utilizando la misma distribución de carga uniforme que la propuesta por Rubinstein.

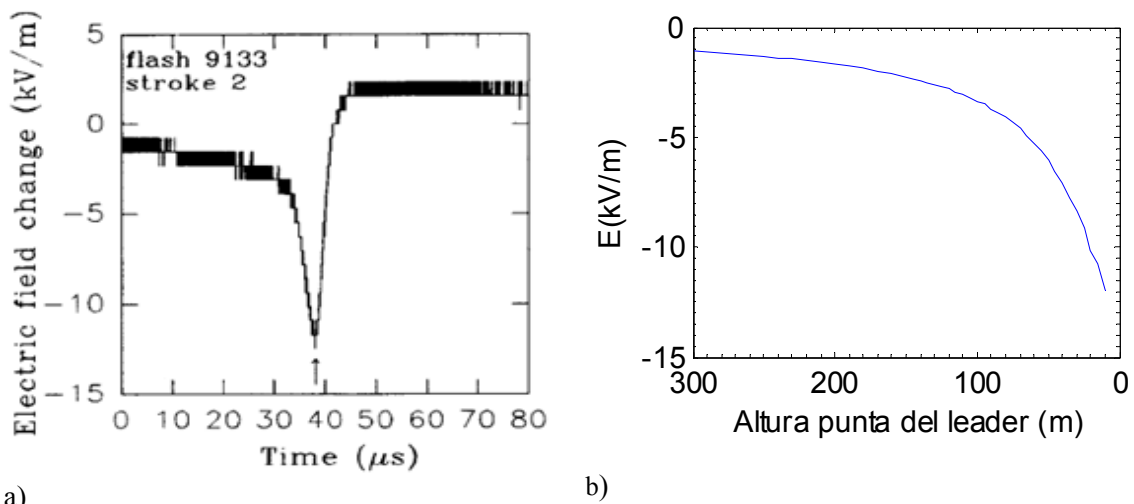


Fig. 3.30. a) Medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 30 m de la vertical del canal para el S9133-2 [66]. b) Resultado de la primera simulación $E=f(h)$.

En la Fig. 3.30 b) se muestran los últimos metros de avance del líder y se puede apreciar la buena aproximación para el valor de E_{max} (líder próximo a tierra) entre la medida realizada y el resultado de la simulación, con un error que en este caso es menor de un 4%. En la Tabla 3.17 se muestran los resultados del modelo para la velocidad de avance de un líder vertical sobre el S9133-2.

Tabla 3.17. Velocidad calculada de avance del líder dardo S9133-2.

<i>Intervalo</i>	<i>Velocidad (m/s)</i>
300m>h(t)>190m	$1,2 \times 10^7$
190m>h(t)>95m	$4,33 \times 10^6$
95m>h(t)>55m	$1,97 \times 10^7$
55m>h(t)>10m	$1,24 \times 10^7$
Promedio desde 300m	$7,61 \times 10^6$
Para el 90% de ΔE (desde 275m)	$7,77 \times 10^6$

En [66] a partir de estimaciones teóricas se sugiere que para los últimos metros la velocidad sería próxima a 1×10^7 m/s, valor que se puede considerar en concordancia con los resultados obtenidos.

Aplicando los valores de velocidad de avance del líder, ajustados para cada intervalo, el modelo nos proporciona las gráficas de $E=f(t)$. En la Fig. 3.31 se muestran los resultados del modelo sobre las medidas realizadas y en la Tabla 3.18 se presentan los valores de $\Delta E/\Delta t$ calculados a partir de las medidas realizadas y los obtenidos utilizando el modelo de simulación para el flash S9133-2

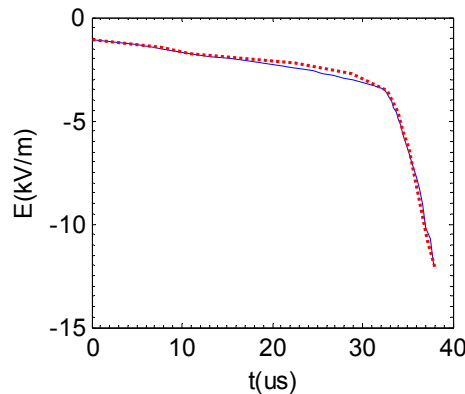


Fig. 3.31. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancias de 30 m de la vertical del canal para el S9133-2. En línea continua el resultado de la simulación.

Tabla 3.18. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE

r	Medidas Crawford (kV/m/s)		Simulación (kV/m/s)	
	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)	$\Delta E/\Delta t$	$\Delta E/\Delta t$ (90% de ΔE)
30 m (l)	$-2,96 \times 10^5$	$-3,13 \times 10^5$	$-2,7 \times 10^5$	$-3,14 \times 10^5$ ($h(t) \leq 275m$)

Al igual que para el flash S9133-1, en la descarga S9133-2 aparece una discrepancia entre los datos disponibles y los resultados, ya que si se realiza la simulación a partir del valor de $I_{ps} = 7$ kA y distribución de carga de acuerdo con la ecuación (2.23) el resultado obtenido es de $E_{max} = 29,3$ kV, valor mucho mayor que la medida realizada, motivo por el cual se ha descartado analizar los resultados de la simulación para este dato de I_{ps} . Así, si consideramos correctos el dato de distancia $r = 30$ m y el valor de $E_{max} = 12$ kV, entonces y con toda las reservas de no disponer de información suficiente para contrastar esta idea, el dato disponible de medida de intensidad de retorno subsecuente parece erróneo. En el apartado 3.3.1 se deduce la ecuación (3.10), a partir de la cual se calcula que para $E_{max} = 12$ kV y un punto de medida situado a 30 m, una valor adecuado sería $I_{ps} = 2,84$ kA.

3.2.7. Estudio sobre el flash 0902

Se toman los datos proporcionados por Quie [87] relativos al flash 0902, con una medida disponible realizada a 30 m de distancia del punto de impacto. Considerando la ecuación (2.33) se efectúa la simulación para una distribución uniforme de carga de $12,8 \times 10^{-5}$ C/m e integrando para todo el canal se calcula que la carga negativa depositada para el líder totalmente extendido es de 0,96 C. Los resultados de las medidas utilizadas y de el resultado de la simulación se muestran en la Fig. 3.32 a) y b).

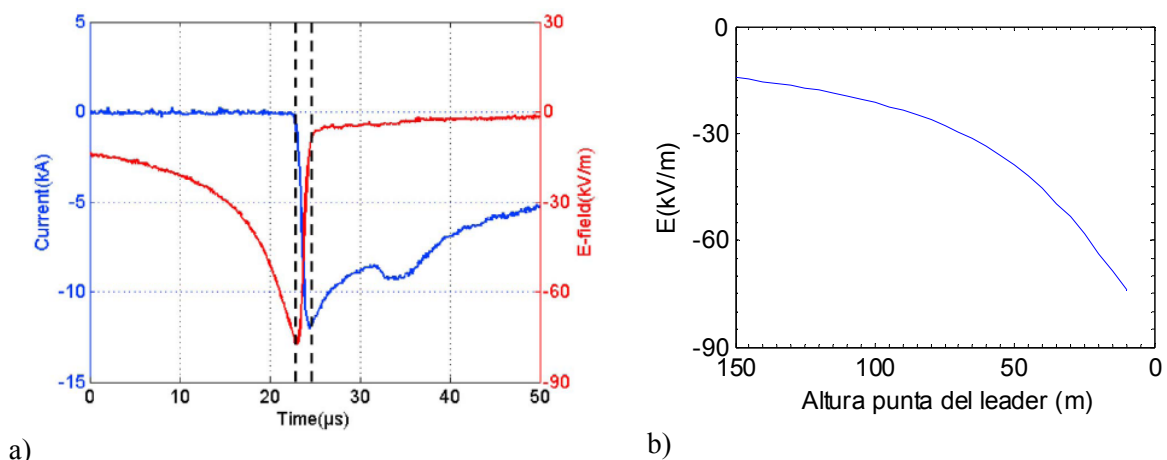


Fig. 3.32. a) Medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 30 m de la vertical del canal para la descarga 0902 [87]. b) Resultado de la primera simulación $E=f(h)$.

En la Fig. 3.32 b) se muestran los últimos 150 m de avance del líder y se puede apreciar que existe una buena aproximación entre el valor de E_{max} (líder próximo a tierra) de la medida registrada por Quie y el resultado de la simulación, con un error menor de un 4%.

En la Tabla 3.18 se muestran los resultados del modelo para la velocidad de avance de la descarga S0902 considerado canal vertical. Aplicando los valores de velocidad de avance del líder ajustados para cada intervalo, el modelo nos proporcionará las gráficas de $E=f(t)$, (Fig. 3.33). En este caso se aprecia que los valores de velocidad calculados son inferiores a los obtenidos para casos anteriores y aparece una tendencia al aumento de la velocidad al aproximarse el líder a tierra

En la Tabla 3.20 se presentan los valores de $\Delta E/\Delta t$ calculados a partir de las medidas realizadas y los obtenidos utilizando el modelo de simulación para el 0902. Los valores de $\Delta E/\Delta t$ de las medidas reales han sido procesados para la ventana temporal completa

de la gráfica disponible y que de acuerdo con los valores obtenidos en la simulación se corresponden con un valor de $h(t) \leq 150m$.

Tabla 3.19. Velocidad calculada de avance del líder dardo 0902

<i>Intervalo</i>	<i>Velocidad (m/s)</i>
150m>h(t)>100m	5,26x10 ⁶
100m>h(t)>50m	6,62 x10 ⁶
50m>h(t)>10m	8,14 x10 ⁶
Promedio desde 150m 82% de ΔE	6,35 x10 ⁶

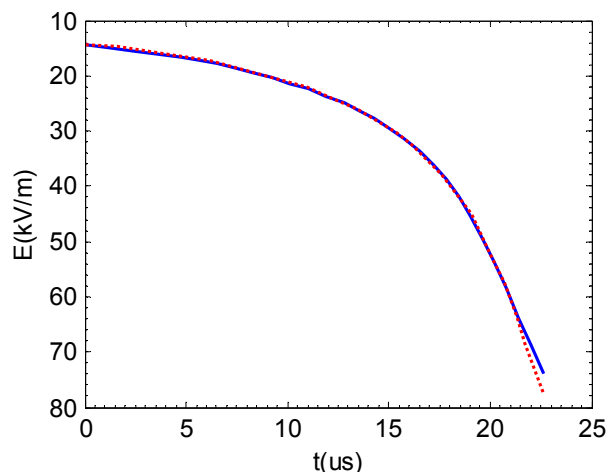


Fig. 3.33. En traza de puntos las medidas de campo eléctrico, realizadas a la distancias de 30 m de la vertical del canal, para la descarga 0902. En línea continua el resultado de la simulación.

Tabla 3.20. Valores de variación de campo eléctrico en función del tiempo para el total de valores y considerando el 90% de ΔE

	<i>Medidas</i> (kV/m/s)	<i>Simulación</i> (kV/m/s)
<i>r</i>	$\Delta E/\Delta t$ (82% de ΔE)	$\Delta E/\Delta t$ (82% de ΔE)
30 m (l)	-2,80x10 ⁶	-2,80x10 ⁶ ($h(t) \leq 150m$)

Al igual que en las descargas 9133-1 y 2, los resultados obtenidos para distribución de carga uniforme son buenos, pero aparece una discrepancia en los resultados obtenidos utilizando distribución de carga exponencial, ecuación (2.28). Para el 0902, utilizando la ecuación (3.10), a partir de la cual calculamos que para $E_{max} = 77,5$ kV/m

y un punto de medida situado a 30 m, se deduce que el valor adecuado para la corriente de retorno subsecuente debería ser $I_{ps} = 18,33$ kA (en lugar de 12 kA).

3.3. Análisis de datos

En este apartado se realiza el análisis de los datos obtenidos y se buscan relaciones entre parámetros considerados de interés.

3.3.1. Relaciones entre I_{ps} , ρ_l , r y campo eléctrico (ΔE_{max})

En la bibliografía se encuentra diferentes propuestas sobre la distribución de carga en el líder dardo [43, 49, 50] para distribución de carga uniforme, lineal o exponencial. En el apartado anterior se han realizado simulaciones utilizando los modelos de carga uniforme (ecuación (2.33)) y exponencial (ecuación (2.28)), el primero por su simplicidad para ser implementado teóricamente y el segundo por facilitar una relación entre la I_{ps} y la densidad de carga. Por otra parte, en ambos casos y dadas las características del método rocket-triggered lighting, de verticalidad, posicionamiento y facilidad para obtener datos, los resultados obtenidos para valores de ΔE deben ser correctos.

En general, los resultados obtenidos mediante la técnica de lanzamiento de cohetes son los datos de variación de campo eléctrico/magnético para diferentes distancias respecto a la vertical y el valor de la intensidad del retorno subsecuente. Toda medida presenta complicaciones y cierto grado de incertidumbre, por este motivo se considera de utilidad establecer relaciones entre los valores de ΔE_{max} (líder próximo a tierra), ρ_l , I_{ps} , y la distancia del punto de observación (r) para el caso del dart leader en condiciones ideales (canal vertical y terreno plano conductor perfecto). A partir de las soluciones proporcionadas por el modelo, se establecerán las relaciones $E = f(\rho_l)$ y $E = f(I_p)$ que nos facilitarán soluciones para descargas en condiciones ideales.

En cuanto a la relación entre variación de campo eléctrico y densidad de carga en el líder, la ecuación (2.33) es una aproximación en la que se asume que el punto de medida está cercano al canal vertical del leader ($H^2 \gg r^2$) y se cumple que el líder está tocando ($z = 0$) o muy próximo a tocar tierra [14, 49], es decir $z^2 \ll r^2$ y $z \ll H$. Así pues, para el caso de distribución de carga uniforme y para diferentes valores de r , si se desea tener en consideración el efecto real de la relación entre r , z y H se debería utilizar la ecuación (2.32) para obtener el valor de ρ_l a partir de una medida de ΔE . A partir de esta aproximación teórica y para valores de $z = 10$ m y $H = 7500$ m en la Fig. 3.34 se

presentan los resultados obtenidos para tres distancias del punto de observación, $r = 30$, 110 y 500 m, sobre los que se aplica una regresión lineal.

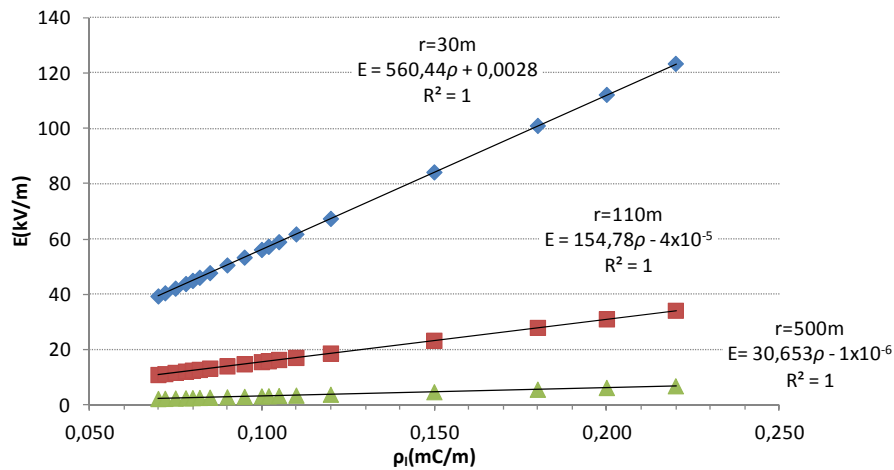


Fig. 3.34. Cálculo teórico [ecu (2.32)] del valor de E , con el líder próximo al suelo para diferentes valores de densidad de carga (uniforme) en el líder y tres distancias de observación

Por otra parte, utilizando el modelo sobre FEM es simple obtener la función $E = f(\rho)$ para diferentes distancias, con la única precaución de aumentar el mallado sobre las coordenadas concretas en el programa FEM a fin de mejorar la exactitud del cálculo. A modo de validación se pueden contrastar los valores teóricos proporcionados por la ecuación (2.32) y los resultados del modelo FEM con los mismos valores de $z = 10$ m y $H = 7500$ m. En la Fig. 3.35 se muestran los resultado proporcionados por el modelo para $r = 30$, 110 y 500 m.

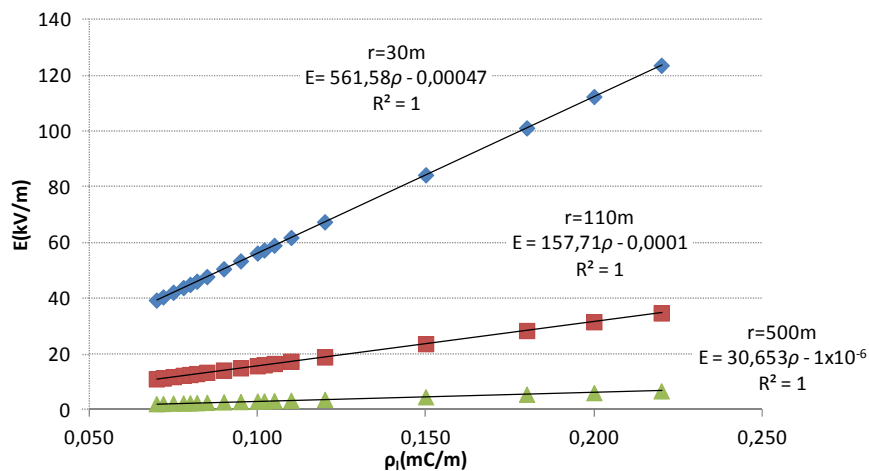


Fig. 3.35. Valores de simulación (modelo FEM) del valor de E , con el líder próximo al suelo para diferentes valores de densidad de carga (uniforme) en el líder y tres distancias (r)

Se comprueba la concordancia entre los resultados del modelo *FEM* y los proporcionados por la ecuación (2.32).

En la Fig. 3.36 se muestra en una gráfica 3D los valores de $E = f(\rho_l, r)$ obtenidos a partir del modelo *FEM*. Aunque el estudio se puede extender con facilidad, se han utilizado los valores de $0,70 \text{ mC/m} < \rho_l < 0,220 \text{ mC/m}$ y $10 \text{ m} < r < 1000 \text{ m}$.

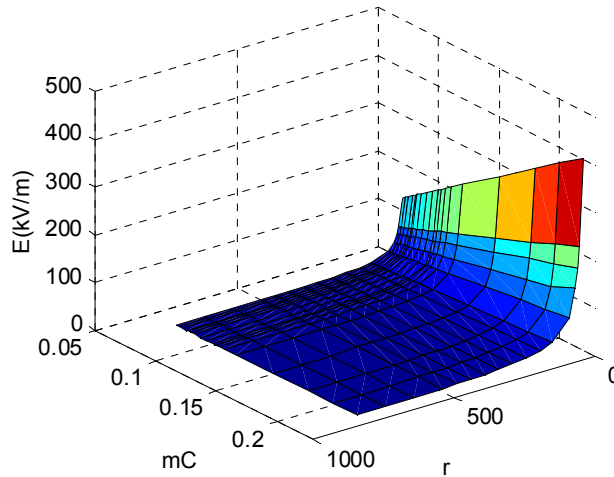


Fig. 3.36. Gráfica $E=f(\rho_l, r)$

Ajustando mediante una regresión lineal sobre los valores para cada $E = f(\rho_l)$ para $r = cte.$, se obtiene una familia de rectas con pendiente $k_{rp} = f(r)$ y realizando una regresión de tipo potencial sobre $k_{rp} = f(r)$ se infiere el valor de k_{rp} , de acuerdo con la ecuación (3.5).

$$k_{rp} = 18,473 \times 10^3 r^{-1,0271} \tag{3.5}$$

A partir de la cual obtenemos las ecuaciones (3.6) y (3.7) que relacionan $E(\text{kV})$, ρ_l (mC) y r (m), para distribución de carga uniforme.

$$E_{\max} = 18,473 \times 10^3 r^{-1,0271} \rho_l \tag{3.6}$$

$$\rho_l = 54,13 \times 10^{-6} E_{\max} r^{1,0271} \tag{3.7}$$

Siguiendo el mismo procedimiento y partir de la ecuación (2.23), con las constantes para líder dardo definidas en el apartado 3.1.2 [60], se obtienen los valores de $E = f(I_{ps}, r)$ a partir del modelo *FEM*. Al igual que para la densidad de carga y aunque el estudio se puede extender con facilidad, se han utilizado unos valores concretos, $6,5 \text{ kA} < I_p < 81 \text{ kA}$ y $10 \text{ m} < r < 1000 \text{ m}$. En la Fig. 3.37 se muestran los resultados en forma conjunta en una gráfica 3D.

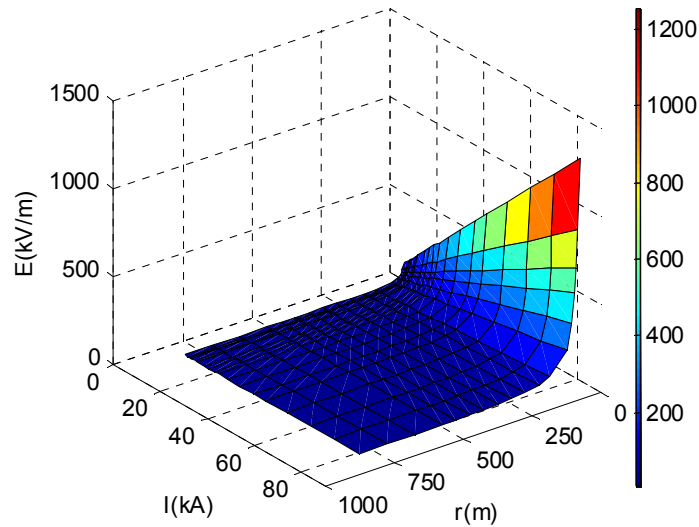


Fig. 3.37. Gráfica $E=f(I_{ps},r)$

Ajustando mediante una regresión lineal los valores para cada $E = f(I_p)$ para $r = cte.$, se obtiene una familia de rectas con pendiente $k_{rI} = f(r)$ y realizando una regresión de tipo potencial en $k_{rI} = f(r)$ se infiere el valor de k_{rI} , de acuerdo con la ecuación (3.8).

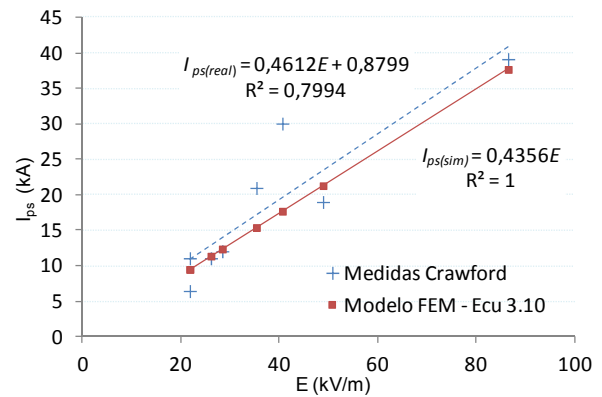
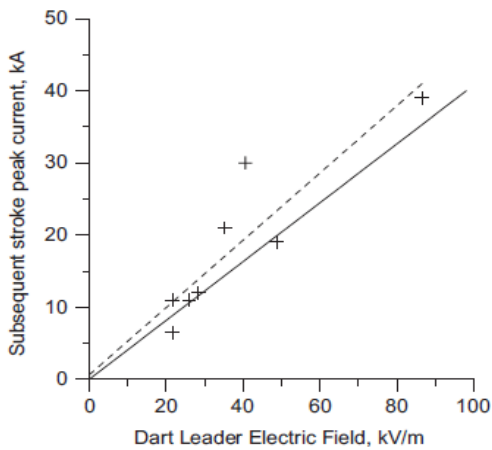
$$k_{rI} = 245,636 r^{-1,1945} \tag{3.8}$$

A partir de la cual obtenemos las ecuaciones (3.9) y (3.10) que relacionan $E_{max}(kV)$, $I_{ps} (kA)$ y $r (m)$.

$$E_{max} = 245,636 r^{-1,1945} I_{ps} \tag{3.9}$$

$$I_{ps} = 4,071 \times 10^{-3} E_{max} r^{1,1945} \tag{3.10}$$

Esta ecuación nos permitirá, para distribución de carga de acuerdo con la ecuación (2.23), estimar un valor de I_{ps} para valores conocidos de E_{max} y r , como verificación se contrastan los resultados de la ecuación (3.10) con algunos valores registrados. En la Fig. 3.38a), se muestra una gráfica elaborada por Cooray [60], comparando sus resultados (regresión en línea continua) con las medidas realizadas por Crawford [79] para una distancia del punto de observación de 50 m, las cruces indican los registros de Crawford. En la Fig. 3.38b) se presentan los resultados obtenidos a partir de la ecuación (3.10) en las mismas circunstancias.

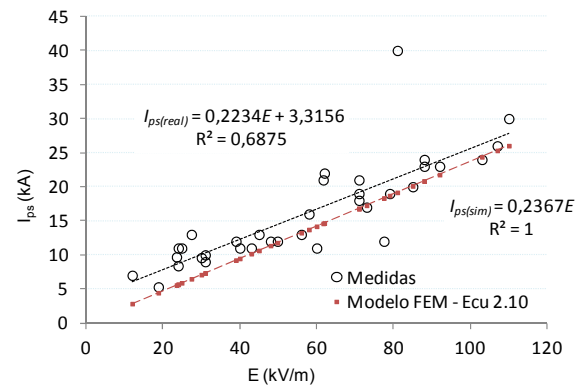
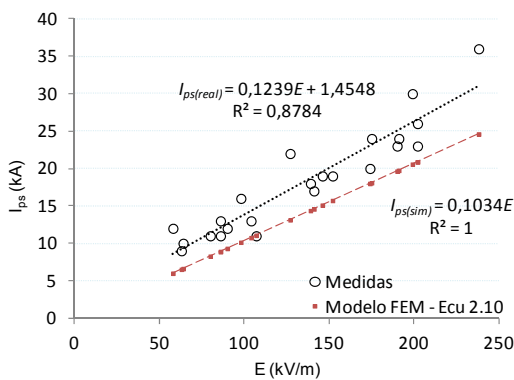


a)

b)

Fig. 3.38. Intensidad de corriente subsecuente en función del valor de E_{max} . a) Resultados presentados por Cooray en [60]. b) Resultados obtenidos a partir de la ecuación (3.10)

En la Fig. 3.39 se aplica la ecuación (3.10) sobre el conjunto de medidas utilizadas en este estudio, en su mayoría reportadas en [66, 79, 84] para las distancias del punto de observación de 15 y 30 m. Como se puede apreciar en las gráficas, algunas de las medidas utilizadas divergen en exceso del resto de medidas, no obstante en el estudio se han utilizado todos los datos disponibles sin ningún tipo de discriminación.



a)

b)

Fig. 3.39. Intensidad de corriente subsecuente en función del valor de E_{max} , comparación entre medidas y resultados de la ecuación (3.10), a) para $r=15$ m y b) para $r=30$ m

Para la serie de datos considerada se observa que, en general, los valores de I_{ps} obtenidos a partir de la ecuación (3.10) son menores que los correspondientes a las medidas reales y por otra parte, para la distancia más próxima a la vertical del líder (15 m) se aprecia que la discrepancia aumenta con el valor de E_{max} .

Finalmente es posible inferir la ecuación (3.11) que nos relaciona los valores de la intensidad de retorno y el valor de densidad de carga (uniforme) en el canal del líder dardo. De acuerdo con los límites de aplicación de la ecuación (2.23) esta ecuación será válida para $H > 3000$ m y $z \geq 10$ m, asumiendo un canal del líder vertical [60].

$$\rho_{l(r)} = 6,147 \cdot 10^{-3} E_{(r)}^{0,1402} I_{ps}^{0,8598} \tag{3.11}$$

Esta ecuación nos proporciona la distribución de carga uniforme que produciría los mismos efectos de ΔE_{max} (líder próximo a tocar tierra) que una distribución de tipo exponencial para una I_{ps} conocida y para una distancia del punto de observación r concreta.

3.3.2. Velocidad para el líder dardo (artificial)

Como validación de la metodología empleada se contrastaran los resultados obtenidos con los estudios más referenciados sobre el tema. A partir de la luminosidad y utilizando medios ópticos algunas de las propuestas se han realizado sobre descargas naturales, y otras provienen de descargas artificiales provocadas con cohetes, siendo estas últimas las más adecuadas a nuestros efectos. En la Tabla 3.21 se muestra un resumen de los valores referenciados en la literatura.

Tabla 3.21. Valores de velocidad media referenciados para líder dardo, (adaptado de [43, 50]).

Referencia	Velocidad (10⁶ m/s)	Tipo de descarga
Schonland [41] (1935)	5,5	<i>natural</i>
McEachron [88] (1939)	13	“
Brook / Kitagawa [86] (1965)	9,9	“
Jordan et al. [89] (1992)	14	“
Mach / Rust [90] (1997)	19	“
Shao et al. [91] (1995)	10	“
Wang et al. [92] (1995)	14	“
Saba et al [93] (2010)	30-40	“
Campos et al [94] (2010)	46,1	“
Orville / Idone [48] (1982)	11	“
Hubert / Mouget [95] (1981)	11	<i>Triggered</i>
Idone et al. [96] (1984)	20	“
Jordan et al. [89] (1992)	16	“
Mach / Rust [90] (1997)	13	“
Wang et al. [97] (1999)	30-40	“

De acuerdo con los primeros estudios sobre el tema, Schonland [41] no establece ninguna tendencia sobre si la velocidad del dart leader aumenta o disminuye al acercarse a tierra. Posteriormente, en los estudios realizados por Jordan [89, 98] y Campos [94] con equipos ópticos con mejores prestaciones, si se pone de manifiesto una tendencia más general a disminuir la velocidad a medida que el dart leader se acerca al suelo. Por otra parte, y aunque menos representativo por lo limitado de la muestra, Zhang en [99] presenta medidas realizadas utilizando una cámara de alta velocidad para descargas naturales, en cuanto a dart leader sólo hay uno reportado que toca suelo y es con velocidad creciente.

En el cálculo de velocidades realizado en el apartado 3.2, se han utilizado las mediciones reportadas de ΔE y de intensidad de pico del retorno subsecuente, realizadas utilizando la técnica de lanzamiento de cohetes. Esto implica, asumiendo la bondad de las medidas realizadas, una gran aproximación a las condiciones teóricas y por tanto deberían cumplirse las relaciones entre ΔE , ρ_l e I_{ps} definidas en la ecuación (2.33) (utilizada normalmente como simplificación) o las ecuaciones (3.6) ó (3.9), deducidas en el apartado 3.3.1, pequeñas diferencias son imputables a la precisión, errores de calibración de los aparatos o incluso a las aproximaciones y redondeos en el planteamiento de la ecuaciones teóricas o de ajuste del propio modelo. Pero si las diferencias son excesivas, los motivos son otros, este es el caso de los registros referentes a la descargas S9133-1, S9133-2 [66] y la 0902 [87], para los que no hay concordancia entre los valores de ΔE_{max} (a partir del cual se infiere ρ_l) y la medida de I_{ps} , y en los que (unas vez descartadas las otras opciones) cabría la posibilidad de error en la medida de intensidad.

Otra tipo de discrepancias entre los valores medidos, valores teóricos ideales y los resultados del modelo *FEM*, son las que aparecen en el S9930-1. En este caso el análisis de los valores induce a pensar que el canal del líder dardo presenta una desviación con respecto a la vertical, siempre posible, que lo diferencia en exceso de las condiciones teóricas. Existen casos reportados y fotografías [84, 100] en los cuales se aprecian inclinaciones de 18° con respecto a la vertical lo cual modificaría las condiciones del modelo a utilizar. Por este motivo, los datos calculados relativos al S9930 se excluyen del análisis sobre velocidad y serán tratados en un apartado posterior, analizando el efecto de la inclinación del canal sobre las medidas de ΔE .

A pesar de que el número de casos estudiados no es grande, en los resultados mostrados en el apartado 3.2 que se han resumidos en la Fig. 3.40, se puede apreciar una tendencia en la velocidad del líder dardo a disminuir al aproximarse a tierra, de acuerdo con la opinión más aceptada actualmente en la literatura [94]. Por otra parte, en algunos de los casos se ha realizado el cálculo para dos posibilidades, distribución de carga uniforme de acuerdo con la ecuación (2.33) y distribución de carga exponencial de acuerdo con la ecuación (2.23), para ambas opciones los resultados obtenidos están en concordancia con los valores de la Tabla 3.21 y se observa que cuando se dispone de la velocidad calculada para ambos métodos, la velocidad es un poco menor para el modelo utilizando distribución de carga exponencial, lo cual es lógico considerando que para esta distribución el valor de carga es mucho mayor en los metros finales, de forma que para un ΔE determinado el Δh será menor.

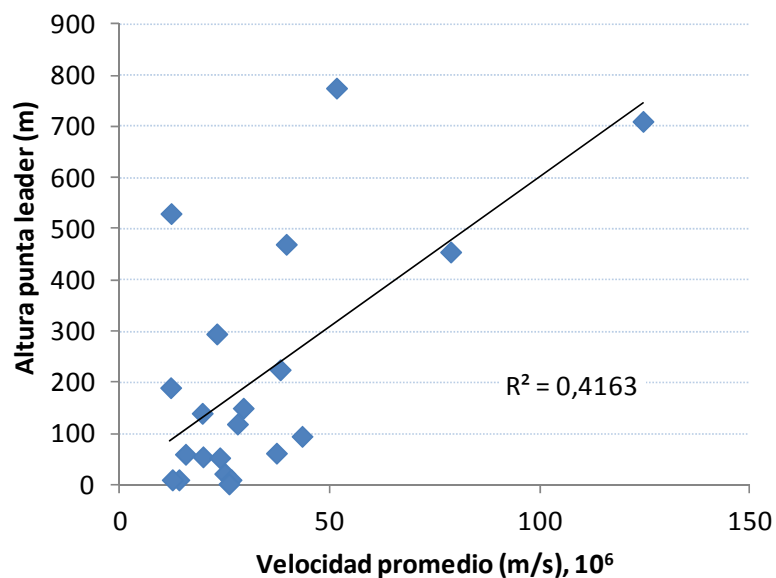


Fig. 3.40. Velocidad en función de la altura de la punta del líder dardo

En la Fig. 3.41 se muestra la relación entre densidad de carga y la velocidad media del líder para los casos estudiados con distribución de carga uniforme, en a) para la longitud total reportada (100% de ΔE) y en b) para el 90% de ΔE

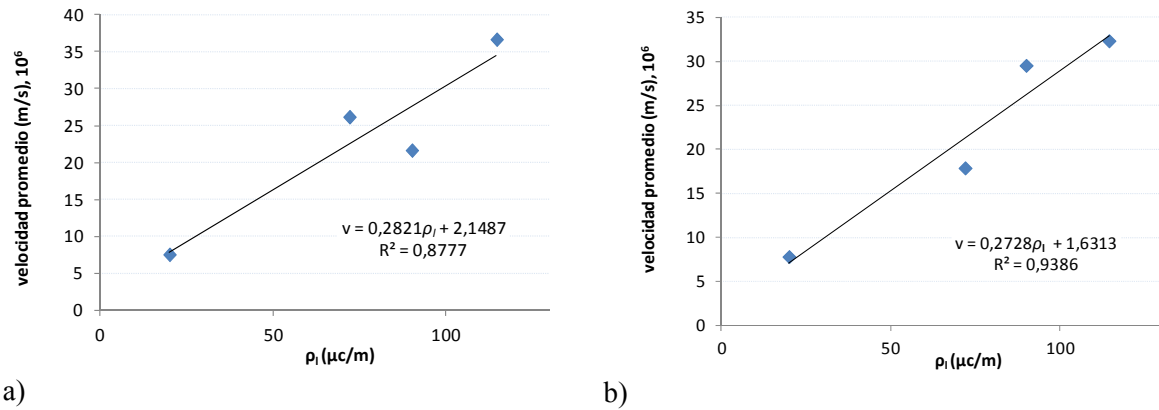


Fig. 3.41. Velocidad en función de la carga para distribución de carga uniforme, en a) para el 100% de ΔE y en b) para el 90% final de ΔE

En la Fig. 3.42 se resume la relación entre intensidad de retorno subsecuente y la velocidad para los casos en los que se ha utilizado la distribución de carga exponencial (a partir de las medidas reportadas).

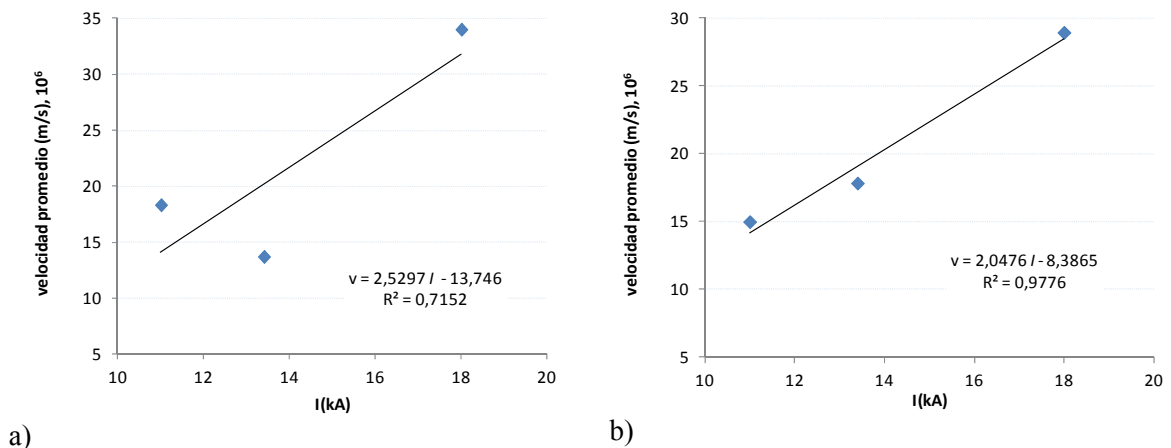


Fig. 3.42. Velocidad en función de la Intensidad del retorno subsecuente, en a) para el 100% de ΔE y en b) para el 90% final de ΔE

Puesto que, independientemente del modelo de distribución de carga utilizado, la relación directa entre ρ_l y la intensidad del retorno subsecuente es clara, de las gráficas Fig. 3.41 y Fig. 3.42 se infiere que a más intensidad mayor es la velocidad del líder dardo. Esto se hace mucho más evidente si consideramos la parte final del líder, donde se produce el 90% de ΔE y está en concordancia con la opinión general [43].

3.3.3. $\Delta E / \Delta t$ en función de la distancia de observación

Al analizar los valores de $\Delta E / \Delta t$ y tratar de obtener conclusiones de los datos disponibles, se plantea el estudio para dos casos:

1. Para un valor de intensidad de retorno (o carga en el líder) conocida, comprobar cómo afecta la distancias del punto de observación al valor medio de $\Delta E / \Delta t$.
2. Para una distancia determinada, comprobar el efecto de la variación de la intensidad de retorno subsecuente (o de la carga en el líder).

En el primer caso se utiliza el flash S9721-1, del que se dispone de medidas para 6 puntos de observación ($r = 10, 20, 30, 50, 110, 500$ m) y se ha realizado la simulación tanto para distribución de carga uniforme como exponencial lo que nos permite establecer comparaciones.

En las Fig. 3.43 se muestran el valor medio de $\Delta E / \Delta t$ para el total de valores disponibles (100% de ΔE) y el error estimado (medido-simulado) para las distancias disponibles. No se han incluido los valores correspondientes a la distancia de observación de 500 m, por ser muy pequeños para la escala adecuada para el resto de datos.

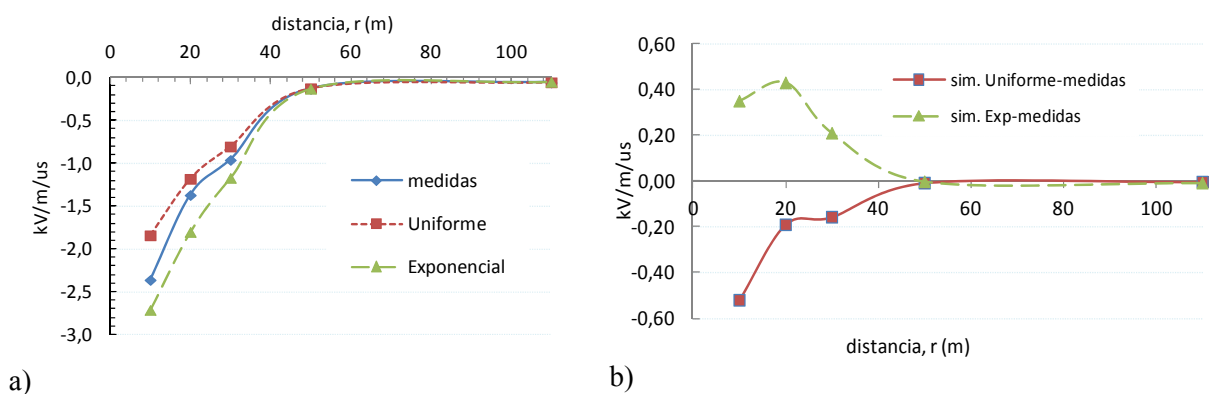


Fig. 3.43. a) $\Delta E / \Delta t$ para el 100% de ΔE . b) error estimado para las simulaciones.

Se observa, como era de esperar, que la diferencia entre los valores medidos y los obtenidos en la simulación, aumentan al aproximar el punto de observación a la vertical del líder y que, en valor absoluto, el modelo con carga exponencial proporciona un valor en exceso, en tanto que el resultado del modelo con distribución de carga uniforme es menor al medido. Una primera conclusión sería, que para distancias del

punto de medida próximas a la vertical del líder, tiene más importancia la influencia del modelo de distribución de carga utilizado.

En la Fig. 3.44 se muestran los resultados considerando sólo el intervalo final del 90% ΔE .

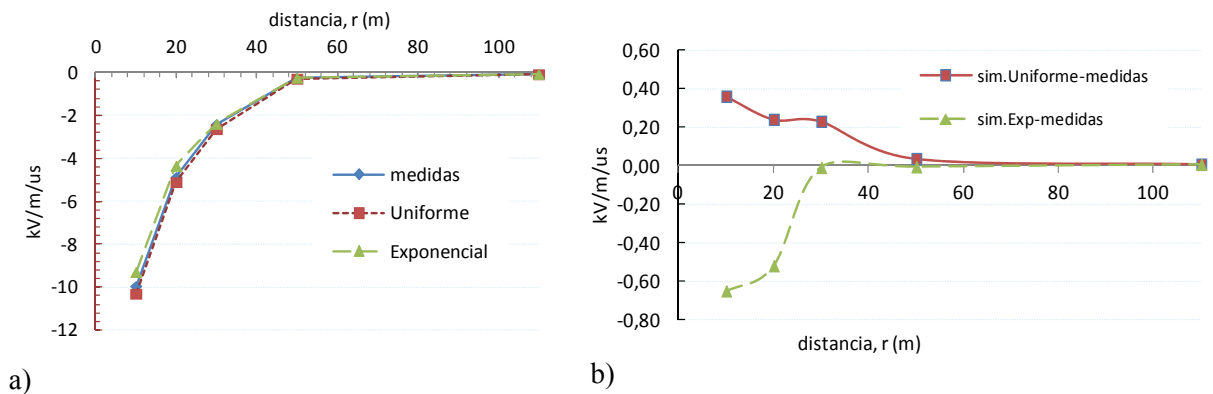


Fig. 3.44. a) $\Delta E/\Delta t$ para el 90% de ΔE . b) error estimado para las simulaciones.

Se observa, que si nos centramos en el intervalo comprendido para el 90% final de ΔE , los valores de $\Delta E/\Delta t$ se incrementan en forma sensible y los valores de error calculados son de un orden similar al obtenido para el 100% de ΔE , pero en este caso la distribución de carga uniforme proporciona un valor medio de $\Delta E/\Delta t$ mayor que el real y la distribución de carga exponencial menor. Por otra parte, en la Fig. 3.45 a) y b) se representa el error porcentual calculado para los casos del 100% y del 90% de ΔE .

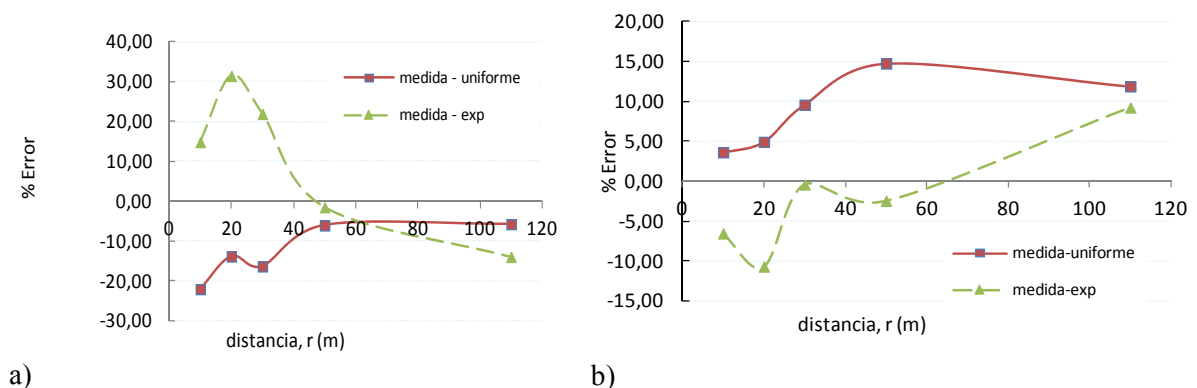


Fig. 3.45. a) % error para $\Delta E/\Delta t$ en el 100% de ΔE . b) % error para $\Delta E/\Delta t$ en el 90% de ΔE .

El error porcentual es mucho menor considerando sólo el intervalo final del 90% de ΔE . Para la distribución de carga uniforme se aprecia una tendencia a disminuir el error porcentual al acercar el punto de medida a la vertical del canal del líder, y siempre en

exceso. En cambio, para la distribución exponencial se pasa de un valor en exceso para distancias más largas a valores en defecto para distancias cortas.

Para analizar cómo afecta el valor de la intensidad de retorno subsecuente en el $\Delta E/\Delta t$ se toman los datos disponibles para una distancia fija del punto de observación, en concreto para $r = 30$ m, de la que se disponen cuatro observaciones. Para diferentes valores de I_{ps} , en la Fig. 3.46 a) y b) se muestran respectivamente, el valor medio de $\Delta E/\Delta t$ para el 100% y para 90% final de valores de ΔE .

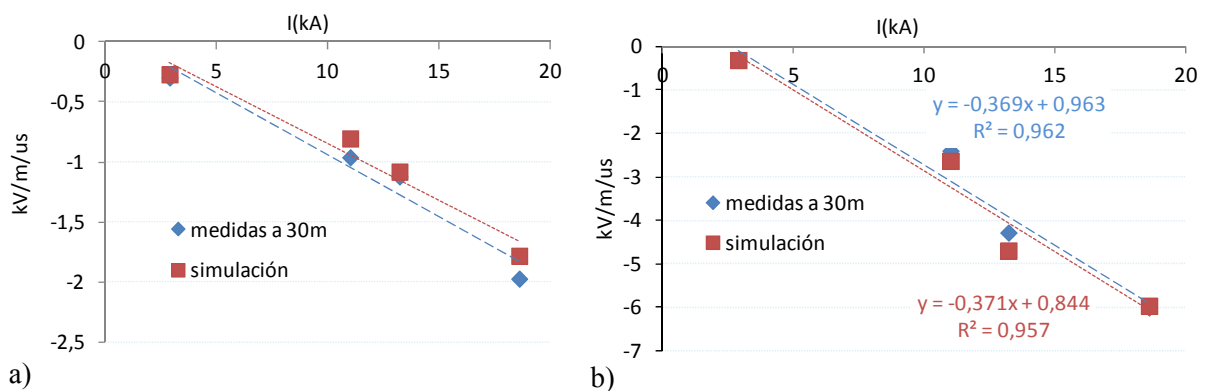


Fig. 3.46. a) $\Delta E/\Delta t$ para el 100% de ΔE . b) error estimado para las simulaciones.

Se constata la relación directa entre el valor de intensidad del retorno subsecuente (y por tanto de la carga en el líder) y el valor de $\Delta E/\Delta t$. Por otra parte, al igual que para los apartados anteriores, se comprueba que utilizando el intervalo del 90% final de los valores de ΔE se obtienen buenos resultados.

3.4. Conclusiones

Se trata de demostrar la validez del modelo de cálculo sobre *FEM* para cualquier geometría, para ello es necesario contrastar los resultados obtenidos por nuestro método con los disponibles, tanto los proporcionados por los modelo teóricos, como con las medidas de campo que puedan ser utilizadas. El líder dardo provocado artificialmente mediante lanzamiento de cohetes es un buen elemento de comparación y contraste para el modelo por tratarse de una descarga que, en principio, puede considerarse vertical, sin ramificaciones y de la cual se disponen de datos de ΔE y de la intensidad de retorno subsecuente. No obstante se observa que no siempre hay concordancia entre los resultados teóricamente esperados y las medidas.

Para analizar las discrepancias se han analizado y reproducido mediante simulación los datos referentes a diversos líderes dardo provocados artificialmente, considerando dos criterios diferentes para la distribución de carga en el canal del líder (uniforme y exponencial) y se han obtenido resultados para el ΔE_{max} , que no siempre son coherentes con las medidas reales disponibles. En algún caso se ha comprobado que la discrepancia es debida a la trayectoria inclinada del canal, pero en otras ocasiones la explicación no es tan evidente y puede hacer dudar de algunas de las medidas utilizadas.

Por otra parte el modelo *FEM* nos ha permitido obtener la velocidad de avance del líder para cualquier etapa de su desarrollo, mostrando la tendencia a disminuir la velocidad del líder dardo cuando este se aproxima a tierra y obteniéndose valores en línea con los referenciados en la literatura.

Se ha constatado que la longitud mínima del canal del líder a considerar para el estudio del ΔE varía de forma sensible con la distancia del punto de observación (Tabla 3.2 y Tabla 3.4), de forma que, trabajando con distribución de carga uniforme, para puntos situados a 10 m de la vertical del canal del líder la mayor parte (90%) de ΔE se produce en torno a los últimos 140 m de altura y para una distancia de 500 m serían necesarios los últimos 2200 m, estas distancias serán menores si se considera distribución de carga exponencial (Cooray [60]). Esto quiere decir que, para puntos próximos a la vertical del canal, bastará realizar una simulación con un único salto hasta una altura próxima a los 200 m y a partir de esa altura sería necesario ajustar las longitudes de los saltos, de forma que el tiempo de cálculo puede reducirse significativamente aumentando la longitud de los escalones en la fase inicial, ya que, en función de la distancia del punto de observación, la mayor variación de ΔE se produce en la fase final del líder, cuando está próximo a tierra.

En el apartado 3.3.1, a partir de resultados obtenidos con el modelo *FEM*, se han planteado diversas ecuaciones que relacionan ρ_b , I_{ps} , ΔE_{max} y la distancia del punto de observación a la vertical del canal (r), contrastándolas y comprobando que proporcionan valores ajustados a las medidas disponibles. Por otra parte, las ecuaciones mostradas en el apartado 3.3.1 han sido obtenidas considerando un rango de valores concretos de ρ_l e I_{ps} y para $H = 7500$ m, no obstante pueden ser utilizadas para valores de $H \geq 3000$ m sin que el efecto de la altura introduzca un error excesivo, pero para otros valores de ρ_l o de I_{ps} se debería realizar nuevos cálculos.

Estudio sobre el Stepped Leader

Cuando el campo eléctrico en el interior de una tormenta producido por la electrificación de la nube alcanza un valor suficientemente alto, puede ocurrir una descarga [101, 102]. La estructura de una tormenta puede ser muy compleja y va evolucionando con el tiempo. No obstante, una representación simplificada de centros de cargas con distribución tripolar vertical y geometría esférica [17] es normalmente aceptada. Algunos autores [57] simplifican el modelo y consideran un modelo bipolar para la nube con dos centros de carga (esferas), uno superior positivo y otro inferior con carga negativa al modelar el líder descendente. En otras propuestas la carga de la nube es modelada por una geometría de anillos con una carga asignada [4] o por superficies a un determinado potencial, 50 MV a 100 MV.

Los modelos utilizados para estudiar el proceso de aproximación del rayo a estructuras son relativamente simples. En general, estos modelos de líder no tienen en cuenta los procesos físicos como si ocurre con los modelos de teoría cinética de ionización [49, 103, 104].

Al establecer un modelo para el líder escalonado debemos adoptar unos valores de referencia para la carga total transportada, longitud, velocidad, trayectoria y distribución de carga, siendo estos parámetros dependientes entre sí. Modelos de referencia y de especial interés son los modelos propagativos, el modelo de progresión del líder (*LPM*) de Deller y Garbanagti [4, 33] y su posterior mejora [35], el modelo propagativo de Rizk [37] y más recientemente el modelo bilíder propuesto por Vargas [2]. Por otra parte Cooray [60] proporciona una ecuación de distribución de carga exponencial para el canal del líder, que parece más acorde con el fenómeno estudiado.

En este estudio la nube es modelada como una distribución de carga bipolar con geometría elipsoidal. No obstante, el modelo permite realizar cualquier tipo de distribución de cargas. Las alturas y extensiones de los centros de carga son estimadas a partir de datos de temperatura, de radar y de localización de rayos. El modelado del stepped leader se basa en un modelo dinámico, sobre el que se pueden aplicar diferentes valores para la distribución de carga en el canal del líder, de acuerdo con diferentes autores, lo cual nos permite establecer comparaciones. El campo eléctrico al nivel de suelo es calculado, en forma dinámica para cada paso al avanzar el líder, y comparado con la medida de campo registrada en 2009 en Cataluña, obteniendo información sobre su velocidad de avance.

4.1. Datos utilizados

En Catalunya durante el verano de 2009 se desarrollo una campaña de medidas de descargas eléctricas. Medidas del campo eléctrico vertical originadas por descargas cercanas fueron registradas por antenas de plato. Adicionalmente los datos de localización de las descargas fueron obtenidos a través de la Red Catalana de Localización de Rayos (XDDE) [105] y LINET [106]. En aquel momento, la XDDE estaba formada por dos interferómetros VHF del tipo LS8000 y dos más del tipo SAFIR 3000. La red LINET disponía de nueve sensores en España que estaban conectados al resto de sensores en Europa. Con la red XDDE se localizan cientos de detecciones por flash (flashes IC y detecciones intra nube de flashes CG), en tanto que LINET fue seleccionada para los datos de la descarga CG. Los datos de CG incluyen la localización de cada flash y valor estimado para el pico de la corriente de retorno. Además de esta información, el radar meteorológico proporciona perfiles volumétricos de reflectividad de las células de tormenta en estudio. En Catalunya una red de tres radares meteorológico doppler en banda C es operada por el Servicio Meteorológico de Catalunya (SMC).

4.1.1. Estructura de carga de la nube

Puesto que la descarga registrada fue originada por una tormenta típica de verano, se asume que la altitud para la zona de carga negativa en la nube corresponde a las isothermas de -10°C a -20°C [43].

En el día en que se realizó la medida y de acuerdo con los sondeos más cercanos, estas isothermas corresponden a las alturas de 5 a 7,2 km. Una vez se ha obtenido la dimensión vertical de la zona de carga negativa, su extensión horizontal es deducida a

partir de las detecciones de emisiones VHF en la nube, registradas por la red XDDE VHF. La Fig. 4.1 muestra las detecciones IC asociadas con el flash estudiado. La red XDDE detecta líderes negativos moviéndose en el interior de una región de carga positiva y adoptaremos como extensión horizontal de las zonas de carga una elipse que se ajusta a las señales detectadas.

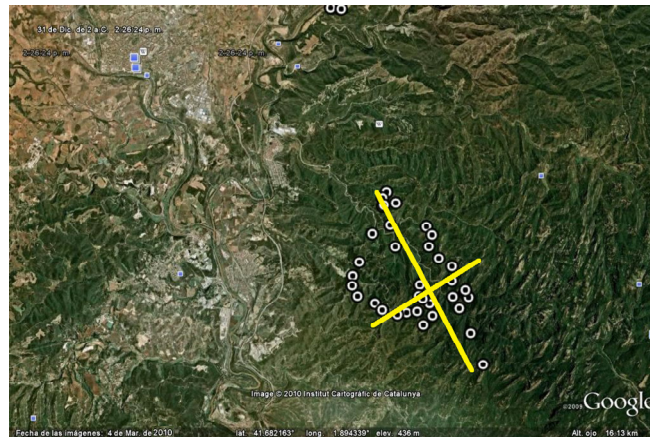


Fig. 4.1. Señales localizadas por la red XDDE y los ejes mayor y menor ajustados a estos datos (imagen generada con Google Earth)

Las dimensiones del elipsoide son 6 por 3 km en el eje horizontal y 2,2 km en el eje vertical. Por tanto, en este estudio, se asume que la estructura de carga de la nube está configurada por un dipolo vertical donde la carga está confinada en dos elipsoides con un total de carga de 40 C y -40 C, lo que supone una densidad volumétrica de $\rho_v = \pm 1,93 \times 10^{-9} \text{ C/m}^3$. La altitud máxima para la carga positiva sobre la negativa es obtenida a partir de datos de las secciones de reflectividad de radar. De acuerdo con el radar la altitud máxima es de 11 km.

4.1.2. Datos del líder descendente

Para el estudio se utilizan Los datos de un líder descendente negativo con una corriente de retorno de 12,2 kA y una distancia desde el punto de medida a la vertical del canal de aproximadamente 850 m. Estos valores han sido adoptados a partir de la red de localización de rayos, según la cual la localización del flash estaría ubicada a una distancia de entre 750 m y 950 m. Para la simulación numérica se asume un canal vertical para la descarga.

4.2. Condiciones de modelado

Los métodos numéricos usados por los investigadores para modelar el líder escalonado por medio de ecuaciones electrostáticas son el método de simulación de cargas (*MSC*) [107] y el método de elementos finitos (*FEM*) [108] que permite resolver la ecuación de Poisson para el potencial eléctrico V .

Dadas las características del problema en 3D (en determinadas condiciones de simetría se puede simplificar a 2D) que se pretende resolver, la resolución numérica de los modelos para obtener los valores de campo eléctrico implicará múltiples soluciones de la ecuación de Laplace y se ha optado por el método de elementos finitos.

El método de elementos finitos realiza el cálculo espacial de las variables definidas por el problema sobre un mallado, siendo la definición de la geometría, las condiciones de contorno y el tamaño y características del mallado un aspecto fundamental para optimizar el tiempo de cálculo y obtener buenos resultados [83, 109]. El software utilizado, Comsol Multiphysics 3.4TM [110], permite establecer diferentes características y tamaños de mallado para distintas zonas del modelo (según las necesidades de precisión). Esta posibilidad tiene una especial importancia dadas las dimensiones (varios km) de los modelos de descarga atmosférica que se pretenden estudiar y significará una significativa mejora en el tiempo de cálculo necesario. Por otra parte este software permite programar con Matlab lo que facilita realizar iteraciones para emular el proceso dinámico de avance. Los objetos y estructuras (también la zona de carga de la nube y el líder) están situados en el interior de una superficie (en 2D) o un volumen de control (en 3D) sobre el que se aplica el mallado y se realizan el cálculo numérico, dicho volumen de control debe ser varias veces mayor que los objetos o estructuras. En las primeras pruebas, después de varios ensayos y coincidiendo con las experiencias realizadas por Becerra [17] y Borghetti [9], se opta por un volumen de control en forma de cilindro de radio 15 km y altura 15 km.

En este apartado, y a fin de poder validar resultados con modelos teóricos ya contrastados, el líder se hace avanzar verticalmente, la propagación del líder se hace forzando su avance en el eje z ($x = 0$ e $y = 0$) mediante saltos, cuya longitud podemos ajustar a nuestro criterio en función de la altura respecto al suelo y obtenemos (entre otros parámetros) el valor de E para cualquier punto de observación deseado. Mediante Matlab controlamos la longitud de cada salto así como el valor de la densidad de carga asignada al canal del líder. A cada posición (altura) de la punta del líder con respecto al

suelo le corresponde un valor de ΔE , a partir de las medidas de campo obtenemos el valor de t correspondiente, estos valores de t son ajustados teniendo en cuenta la distancia del punto de observación, el retraso de propagación (descrito en el apartado 3.1.3) y el Δt entre saltos, lo cual nos permite calcular la velocidad para el tramo deseado, este cálculo se realiza mediante Matlab.

Así, la longitud de cada salto para el avance del stepped leader y el intervalo de tiempo entre saltos son parámetros que pueden ser modificados en el modelo dependiendo de la altura del extremo del líder. No obstante, para este estudio, se han tomado los valores medios más referenciados en la literatura, tomando saltos de 50 m longitud y 50 μ s de intervalo entre saltos [5, 43]. El campo eléctrico es calculado para cada salto a partir de la solución de la ecuación de Poisson aplicada sobre una sucesión de problemas de electrostática en régimen permanente para la geometría mostrada en la Fig. 4.2, con las dos zonas elipsoidales de carga, el volumen de control (cilindro) y una línea en tierra (con potencial cero) que permite mejorar el mallado en la zona y de acuerdo al diagrama de la Fig. 4.3.

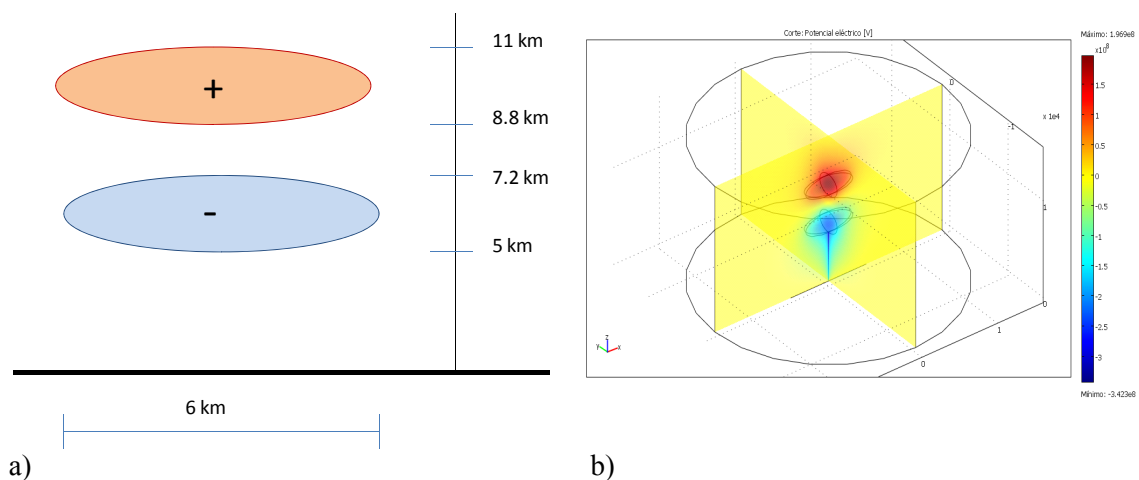


Fig. 4.2. a) Elipses que describen la zona de carga para la nube. b) Geometría en Comsol de la estructura de carga utilizada en este estudio.

El modelo disminuye el valor de la carga total de la geometría de la nube, para cada iteración, restando el valor de la carga incorporada al canal del líder a fin de mantener el equilibrio de carga inicial y compensar el posible efecto sobre el valor de campo eléctrico, no obstante y como se comprueba más adelante, el valor total de carga depositada en el líder es muy pequeño y las consecuencias de considerar sus efectos no son relevantes.

Por otra parte, de forma similar a lo expuesto en el apartado 3.1.3 para el dart leader, en el modelo para el stepped leader se ajusta el tiempo sobre el eje vertical teniendo en consideración la distancia del punto de observación y el retardo de propagación.

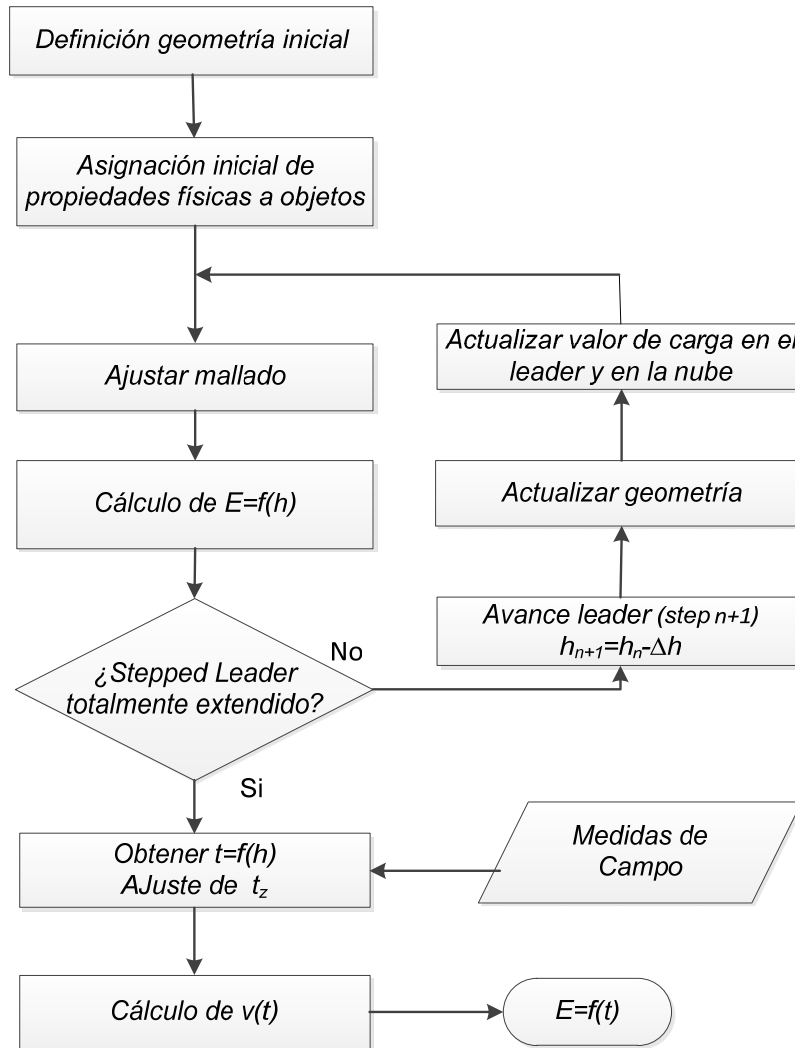


Fig. 4.3. Diagrama del proceso de cálculo del líder escalonado

Aunque el objetivo principal del trabajo no es profundizar en este tema, el disponer de una geometría y valores de carga estimados para la nube nos permite utilizar el modelo para verificar que se dan las condiciones para la iniciación de descargas. A este respecto Stolzenburg y Marshall en [102], a partir de múltiples medidas de valor de campo eléctrico, determinan distribuciones de carga y valores de potencial en la estructura de la nube, establecen que normalmente las descargas IC se inician en regiones donde la componente vertical de E es negativa y las descargas negativas CG se inician cuando la componente vertical de E es positiva.

No está claro cuál es el valor exacto de E para que se produzca la iniciación de una descarga. Como es sabido, para iniciar un proceso normal de “ruptura” e iniciar la conducción, en condiciones estándar de 1 atm de presión atmosférica el valor necesario de E_{normal} de ruptura es de 3000 kV/m. No obstante este valor cambia en función de la altura (densidad y presión del aire) y otros factores que intervienen en las tormentas eléctricas, como son los hidrometeoros y la aparición de mecanismos de avalancha que pueden acelerar el fenómeno. En la literatura se encuentra propuestas [101, 111], para establecer el valor de la E de ruptura, las tres más referenciadas son (en inglés):

- Critical ‘breakeven’ threshold ~ 216 kV/m a 1 atm
- Runaway breakdown ~ 280 kV/m a 1 atm
- Hydrometeor-enhanced breakdown $\sim 350\div 500$ kV/m

Estos valores deberán ser ajustados con la altura.

En la Fig. 4.4 se muestran la gráfica de campo eléctrico vertical, calculada por el modelo para nuestra estructura de carga para la nube de acuerdo con la geometría (sin líder) 3D de la Fig. 4.2 b) y junto a las curvas, ya ajustadas, que nos proporcionan el valor de ruptura en función de la altura.

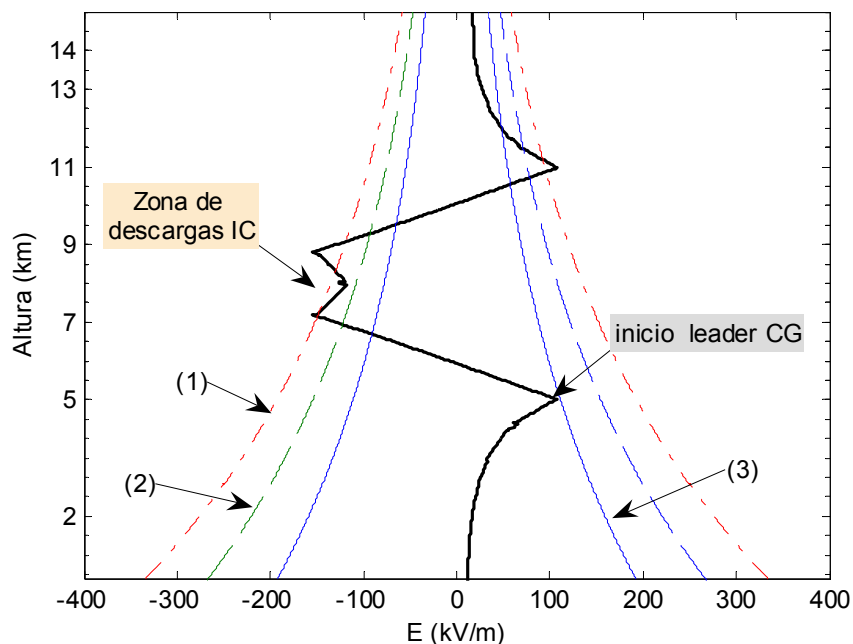


Fig. 4.4. Perfil de campo eléctrico vertical en la nube y superpuestos los umbrales de Hydrometeor-enhanced breakdown (1), Runaway breakdown (2) y de Critical breakeven threshold (3)

En la Fig. 4.4 se aprecia que, de acuerdo con [102], aparece una zona situada alrededor de los 5 km de altura en la que se alcanzaría el valor de ruptura necesario para

iniciar un líder negativo descendente y una zona entre los 7 y los 9 km en la cual se pueden originar descargas IC, lo cual coincidiría con nuestras observaciones.

4.3. Aplicación sobre diferentes modelos

En la literatura científica se encuentran diversas propuestas para la distribución de carga a lo largo del canal del stepped leader negativo: distribución uniforme, distribución uniforme con una carga puntual en el extremo del líder, distribución lineal y distribución exponencial. A continuación se muestran los resultados obtenidos por el modelo descrito, para el campo eléctrico a nivel de tierra provocado por el avance del stepped leader y para algunos de las propuestas de distribución de carga más reconocidas.

4.3.1. Propuesta de Cooray

De acuerdo con [60], utilizando las ecuaciones (2.23) a (2.27) y siendo
 $a_0 = 1,476 \times 10^{-5}$ $a = 4,857 \times 10^{-5}$ $b = 3,9097 \times 10^{-6}$ $c = 0,522$ $d = 3,73 \times 10^{-3}$

Cooray establece una distribución de tipo exponencial para el stepped leader.

En la Fig. 4.5 se muestra la carga a lo largo del líder calculada para diferentes alturas del extremo del líder respecto al suelo y los resultados obtenidos para la variación de campo eléctrico al avanzar el líder escalonado hasta una altura de 11 m sobre el nivel del suelo para diversas distancias, del punto de observación a la vertical del canal del líder (en torno a la estimada como real).

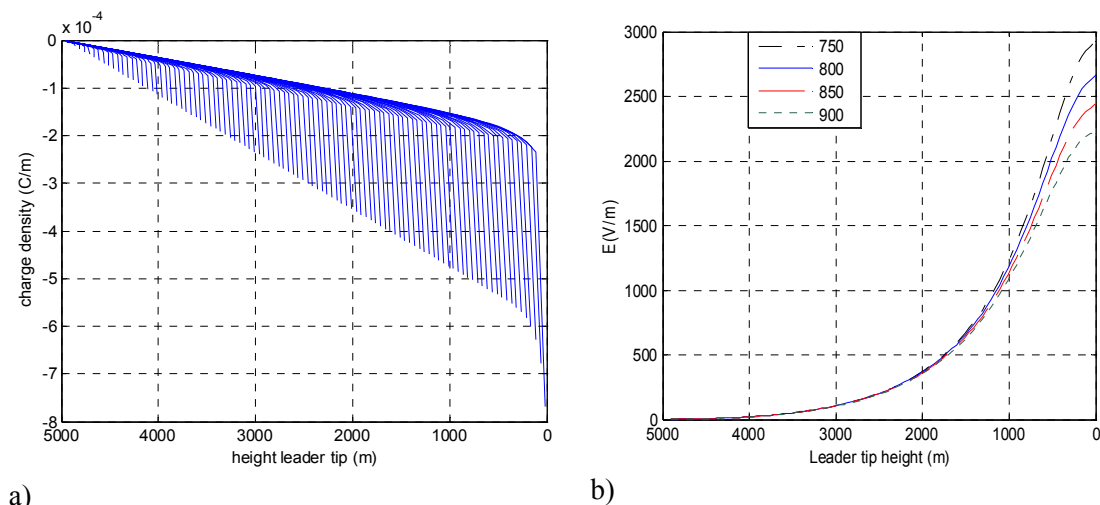


Fig. 4.5. Resultados para Cooray - distribución exponencial: a) ρ_l para diferentes alturas. b) Gráficas calculadas para el ΔE y diferentes distancias del punto de observación

El resultado que mejor se aproxima al valor registrado de ΔE es el obtenido para la distancia de 800 m, que será la respuesta a partir de la cual se calcula la velocidad, por tramos del líder escalonado. En la Fig. 4.6 se muestran las gráficas de ΔE medida y los resultados de aplicar el modelo para velocidad variable por tramos (entre $1,01 \times 10^6$ m/s y $2,6 \times 10^4$ m/s, en la simulación 2) y considerando una velocidad constante ($v_{\text{media}} = 1,32 \times 10^5$ m/s, en la simulación 1).

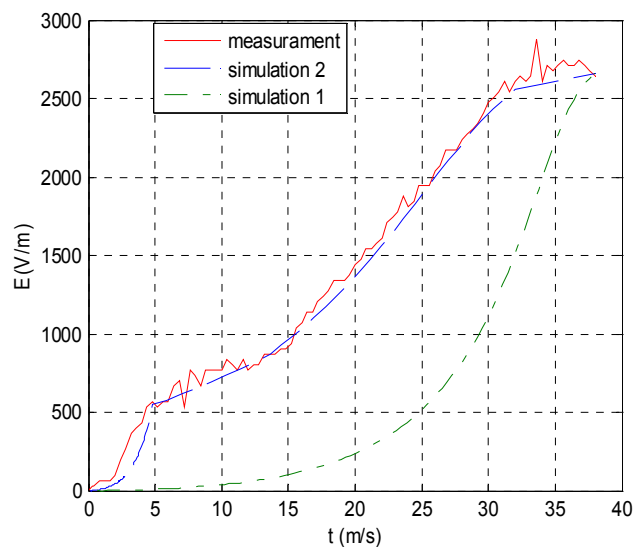


Fig. 4.6. Comparación para las gráficas de ΔE a 800 m : valor medido, simulación con velocidad cte. (1) y simulación con velocidad variable (2)

4.3.2. Propuesta de Golde

Golde [26, 53, 59], propone una distribución de carga para el canal del líder descendente de acuerdo con la ecuación (2.21). En nuestro estudio se mantiene el valor de $\lambda = 1000$, se ajusta $H = 5000$ m y se toma $k = 25$ kA/C, valor propuesto por Cooray [60]. En la Fig. 4.7 a) se muestran los resultados para ΔE para diferentes distancias del punto de observación, el resultado más ajustado se produce para la distancia de 900 m. En la Fig. 4.7 b) se muestran las gráficas de ΔE , valores medidos y los resultados de aplicar el modelo para velocidad variable por tramos (en la simulación 2) y considerando una velocidad constante (en la simulación 1).

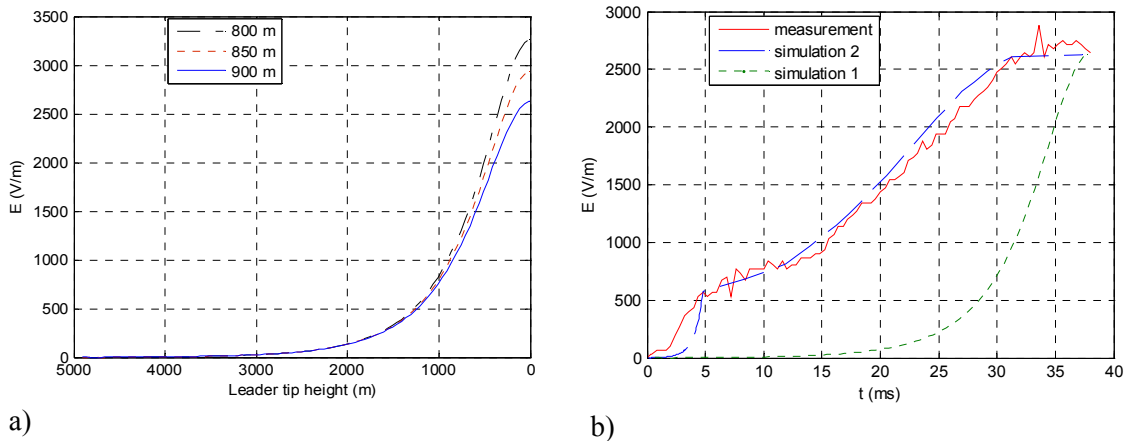


Fig. 4.7. a) Gráficas calculadas para el ΔE y diferentes distancias del punto de observación. b) Comparación para las gráficas de ΔE a 900 m: valor medido, simulación con velocidad cte. (1) y simulación con velocidad variable (2)

4.3.3. Propuesta de Hutzler

Para Hutzler se estudian dos propuestas, carga uniforme para todo el canal y carga uniforme para el canal más una carga puntual en el extremo inferior del líder descendente.

La primera propuesta, es la más simple, tanto conceptualmente, como para ser implementada para el cálculo en un modelo. Hutzler [52] en sus estudios utiliza las relaciones establecidas por Berger [19, 20] y la ecuación (2.5) para determinar la carga negativa total depositada con el líder totalmente extendido, a partir de la cual se calcula la distribución uniforme para el canal de acuerdo a la ecuación (2.13). En la Fig. 4.8 se muestran los resultados obtenidos que más se aproximan a la medida registrada, el resultado más ajustado se produce para la distancia de 900 m.

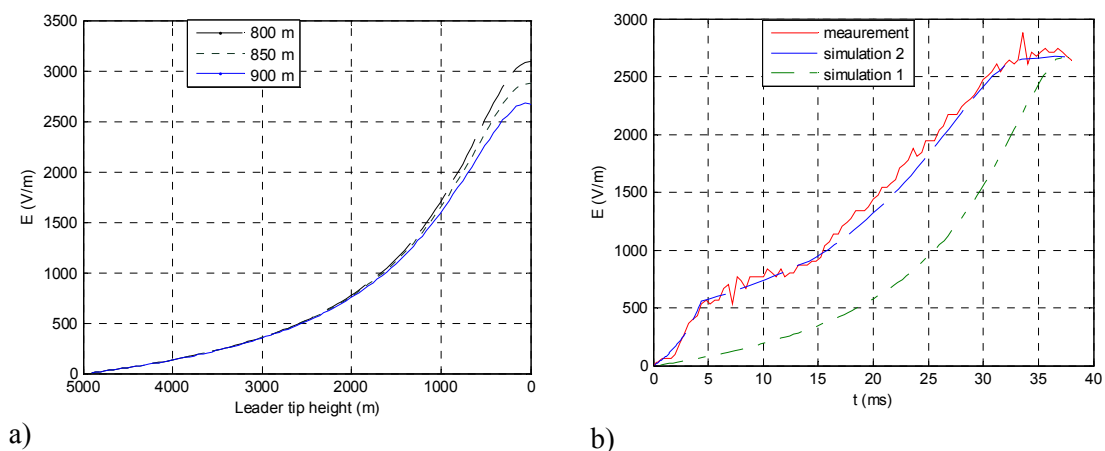


Fig. 4.8. Hutzler – uniforme. a) Gráficas calculadas para el ΔE y diferentes distancias del punto de observación. b) Comparación para las gráficas de ΔE a 900 m: valor medido, simulación con velocidad cte. (1) y simulación con velocidad variable (2)

La segunda propuesta contempla una distribución uniforme de carga (ρ_l) para todo el líder, excepto para un punto situado en su extremos inferior sobre el que se aplica un valor determinado por las ecuaciones (2.17) y (2.18). Esto quiere decir que en la etapa final, con el spepped leader próximo a tocar tierra, la carga puntual en el extremo del líder tiene un 10% de la carga total transportada. En la aplicación del modelo simulando el avance del líder, para cada salto, se ha considerado la fracción del 10% de la carga correspondiente en función de la longitud del líder.

En la Fig. 4.9 se muestran los resultados para la variación de campo eléctrico a nivel de tierra para diferentes distancias del punto de observación y las curvas ajustadas con velocidad variables para los mejores resultados.

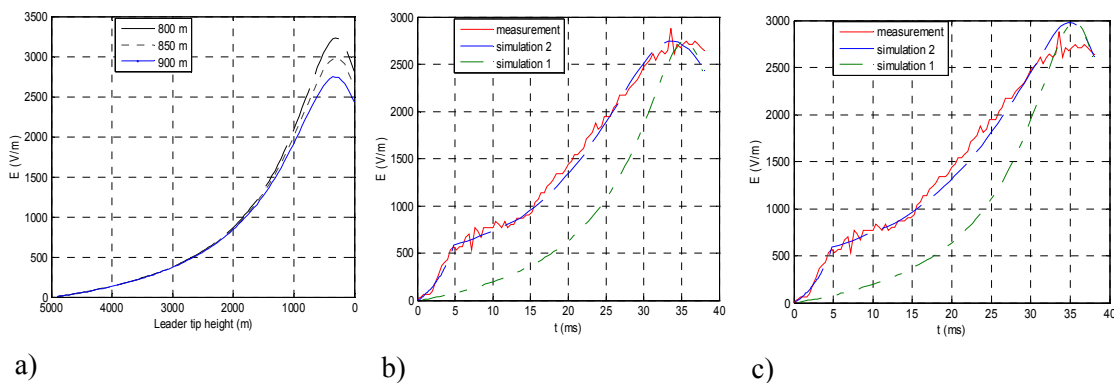


Fig. 4.9. Hutzler – uniforme + carga puntual. a) Gráficas calculadas para el ΔE y diferentes distancias del punto de observación. b) Comparación para las gráficas de ΔE a 900 m: valor medido, simulación con velocidad cte. (1) y simulación con velocidad variable (2). c) Igual para 850 m.

4.3.4. Propuesta de Deller

Deller y Garbagnati [4] en su propuesta sobre el Modelo de Progresión del Líder establecen la ecuación 1.11, a partir de la cual y considerando una longitud máxima para el canal del líder de 2 km (altura considerada para la base de la nube) nos proporciona la ecuación (2.19). Además, en el extremo inferior del líder (los últimos 30 m) e independientemente de la altura a la que se encuentre, se considera una carga negativa uniforme de $100 \mu\text{C}$ (para líder negativo descendente).

En la Fig. 4.10 se muestran los resultados obtenidos para dos casos: a) a partir de la carga total Q_l distribuida sobre los 5 km de longitud del líder y b) considerando sólo los últimos 2 km de longitud del canal, de acuerdo con el criterio establecido para el LPM.

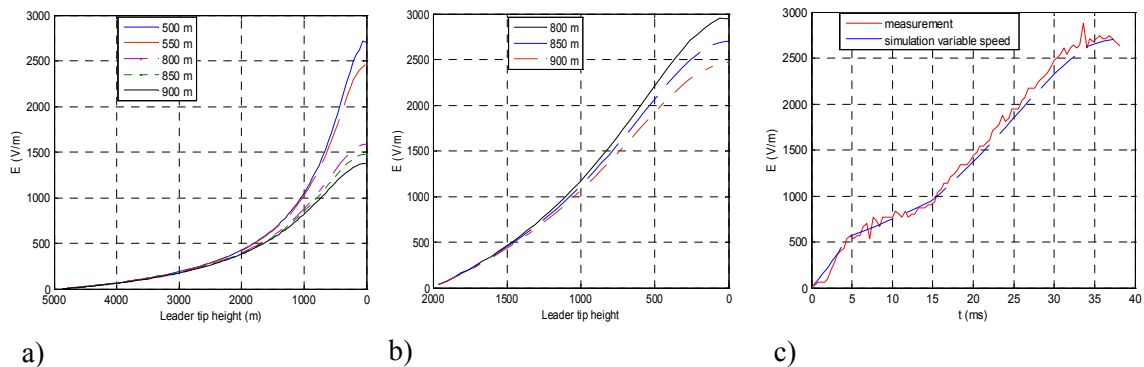


Fig. 4.10. Resultados obtenidos de acuerdo a propuesta de Dellerá (LPM).

Se puede observar que los valores de ΔE obtenidos para una longitud del líder de 5 km no son buenos de acuerdo a las medidas realizadas, ya que según estos resultados la distancia del punto de observación estaría en torno a los 500 m, por debajo del rango 750 m ÷ 950 m estimado para la distancia real. No obstante si se realiza la simulación sólo para los últimos 2 km (en lugar de los 5 km reales) del stepped leader, se aumenta la densidad de carga y si que se obtiene un resultado de ΔE acorde con las medidas. En la Fig. 4.10 c) se muestra la curva ajustadas con velocidad variable para $L = 2$ km y $d = 850$ m.

4.3.5. Propuesta de Eriksson

Carga distribuida linealmente a lo largo del canal del líder de acuerdo a la ecuación (4.1).

$$\rho_l = \rho_{l0}(1 - z/H) \tag{4.1}$$

Eriksson [54] determina el valor de ρ_{l0} , carga en la parte final del líder, a partir de la ecuación (2.14). La carga a lo largo del canal para diferentes alturas del extremo del stepped leader y los resultados de ΔE en tierra para diferentes distancias del punto de observación se muestran en la Fig. 4.11 a) y b) respectivamente.

Para la propuesta de Eriksson el resultado obtenido por el modelo no es bueno, ya que el mejor ajuste a los valores medidos de ΔE se obtiene para una distancia del punto de observación de 550 m de la vertical del canal, por debajo de la distancia real.

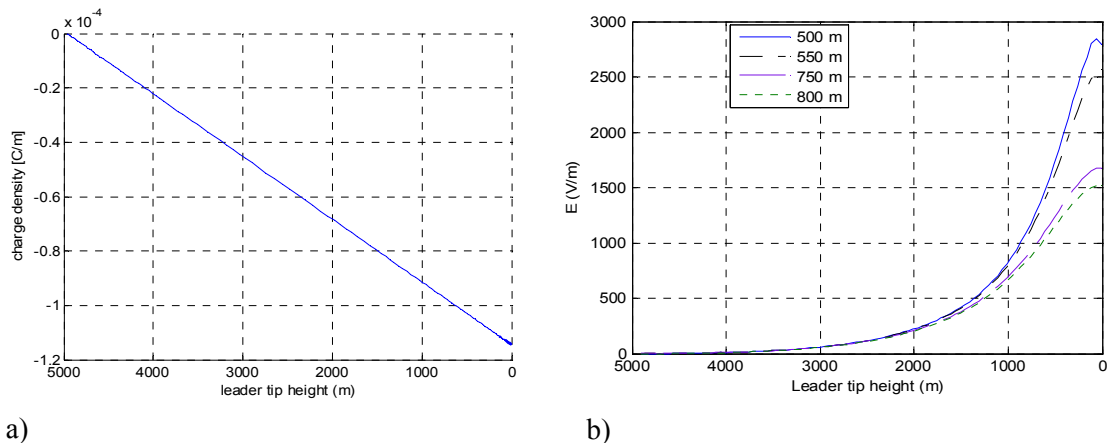


Fig. 4.11. Resultados obtenidos de acuerdo a la propuesta de Eriksson.

4.4. Discusión y conclusiones

Al efecto de poder comparar los resultados proporcionados por las diferentes propuestas, en todos los casos se han realizado los cálculos para $H=5000$ m y una altura mínima respecto a tierra de 11 m, que es el límite de aplicación de la ecuación (2.23).

La mayor concordancia entre la medida registrada y las simulaciones se ha encontrado para las propuestas de Cooray ($d=800$ m), Golde ($d=900$ m), y las dos propuestas de Hutzler ($d=900$ m). No obstante, asumiendo la bondad de la estimación de la distancia del punto de medida ($750\div 900$ m), los valores de ΔE_{max} obtenidos indicarían que estamos asignando valores de carga en la parte final del líder ligeramente grandes. En concreto, para la propuesta de carga uniforme y de acuerdo al criterio establecido por Cooray [60] de que la carga total del stepped leader está relacionada con la carga transportada en los primeros $100 \mu\text{s}$ por la onda de corriente de retorno, para la $H=5000$ m sería de aplicación la ecuación (2.6), la cual reduce la carga total y por tanto la carga final en el extremo de líder, proporcionando una distancia menor.

En el caso de la propuesta de Delleria (*LPM*), el Modelo de Progresión del Líder esta realizado para una $H=2000$ m [4]. Si, como es nuestro caso, se trabaja con $H=5000$ m, la mejor aproximación al valor correcto de ΔE se encuentra para una distancia entre el punto de observación y la vertical al canal del líder $d=500$ m. Esta distancia no es consistente con nuestras observaciones y los datos de la red de localización de rayos. Esta desviación viene provocada por considerar una H fuera del alcance del *LPM*. A

modo de prueba se realizó una segunda simulación para una longitud total del líder de 2000 m (en lugar de 5000 m), lo que supone mayor densidad de carga para el canal, obteniendo una buena aproximación de ΔE para $d = 850$ m.

En la simulación realizada con la propuesta de Eriksson, para $H = 5000$ m, la localización del flash para los valores correctos de ΔE se obtiene para una distancia de entre 500 y 550 m, lo cual no es consistente con nuestras observaciones. El motivo de la discrepancia es que la ecuación (2.8) se establece [60] en base a la relación de que un pico de corriente de 25kA está asociado a 1 C y asigna un valor de carga total en el canal del líder menor que las otras propuestas, como consecuencia la carga asignada en la parte final del líder también es menor que para las otras propuestas, -0,11 mC/m para Eriksson frente a -0,77mC/m para Cooray, -0,49mC/m para Golde o -0,163 mC/m para la distribución uniforme de Hutzler.

La velocidad obtenida a partir de las simulaciones realizadas para las diferentes propuestas se ha ajustado a partir de la forma de onda registrada de ΔE y de acuerdo al procedimiento descrito en la Fig. 4.3 y Fig. 3.5. En la Tabla 4.1 se muestran los valores calculados.

Tabla 4.1. Resumen de velocidades calculadas para el stepped leader

Charge model	Final stage	Middle stage	Initial stage
Cooray (d=800m)	$2,6 \times 10^4$ m/s	$6,6 \times 10^4$ m/s	$1,01 \times 10^6$ m/s
exponencial	leader tip height > 11m	lth > 161m	lth > 1661m
Hutzler (d=900m)	$3,5 \times 10^4$ m/s	$9,5 \times 10^4$ m/s	$1,15 \times 10^6$ m/s
uniforme	lth > 11m	lth > 211m	lth > 2411m
Hutzler (d=900m)	$7,9 \times 10^4$ m/s	$8,9 \times 10^4$ m/s	$1,1 \times 10^6$ m/s
unif.+puntual	lth > 11m	lth > 511m	lth > 2461m
Hutzler (d=850m)	$1,05 \times 10^5$ m/s	$7,9 \times 10^4$ m/s	$1,1 \times 10^6$ m/s
unif.+puntual	lth > 11m	lth > 661m	lth > 2461m
LPM (2km ,d=850m)	$4,9 \times 10^4$ m/s	$2,9 \times 10^4$ m/s	$1,34 \times 10^5$ m/s
(Dellera/Garbagnati)	lth > 11m	lth > 1111m	lth > 1361m

La velocidad media, para $H = 5$ km, del stepped leader registrado sería de $1,32 \times 10^5$ m/s. En la mayoría de las propuestas la velocidad decrece al avanzar el líder hacia tierra. La máxima velocidad se obtiene para la aproximación de Hutzler en su parte inicial

($1,15 \times 10^6$ m/s) y la menor velocidad se ha calculado para la propuesta de Cooray en su fase final, próxima a tierra ($2,6 \times 10^4$ m/s).

En la simulación el modelo no ha contemplado ninguna estructura en tierra ni se ha tenido en cuenta la posibilidad de un salto final ya que no hay evidencias en las observaciones de un líder ascendente de conexión. En la etapa final, con el líder próximo a tierra, los valores de velocidad calculada son más pequeños que algunos referenciados en [3, 43, 99]. Sin embargo, los resultados son muy consistentes con los reportados recientemente por Campos et al. [94], con valores máximos y mínimos registrados para stepped leader negativo de $0,26 \times 10^5$ m/s y $19,8 \times 10^5$ m/s respectivamente.

Al igual que en el apartado 3.3.1 es de interés establecer relaciones entre los valores de ΔE_{max} (líder próximo a tierra), I_{pf} , y la distancia del punto de observación (r) para el caso del stepped leader negativo. Realizando el estudio para diferentes valores de intensidad máxima de retorno y distancias del punto de observación, se obtiene $E_{max} = f(I_{pf}, r)$ como:

$$E_{max} = 731,4198 \cdot I \cdot r^{-1,215} \cdot K_a \quad (4.2)$$

Siendo K_a una constante de ajuste para corregir el error introducido al realizar la regresión.

$$K_a = (0,0079 \cdot r + 0,761) \quad \forall r < 50m \quad (4.3)$$

$$K_a = (-0,0003 \cdot r + 1,185) \quad \forall r \geq 50m$$

Más utilidad puede tener la relación $r = f(E_{max}, I_{pf})$, para la cual, siendo $r \geq 50$ m, se obtiene:

$$r = 227,578 \cdot I^{0,7743} \cdot E^{-0,786} \quad (4.4)$$

Esta ecuación nos permite obtener, en condiciones de terrenos plano y conductor perfecto, la distancia a la vertical del canal (punto de impacto). Aplicando la ecuación (4.4) sobre los datos de la descarga estudiada en este capítulo, para $I_{pf} = 12,2$ kA y $E_{max} = 2,6$ kV/m se obtiene $r = 745$ m, valor en concordancia con nuestra estimación inicial.

Aunque el caso estudiado corresponde al de un líder vertical, que podría ser tratado en 2D, se ha trabajado con un modelo utilizando *FEM* sobre una geometría 3D con la intención de ajustar parámetros del modelo para su posterior utilización en geometrías 3D. Los resultados del estudio muestran la consistencia del método para calcular la

velocidad de avance del líder escalonado en determinadas condiciones, a partir de registros de $\Delta E(t)$ y de unos datos mínimos de la red de localización de rayos. Utilizando el modelo *FEM* es sencillo modificar el valor de carga en el canal del líder u otros parámetros, lo cual facilita realizar estudios comparativos entre diferentes propuestas para la densidad de carga en el líder.

Se han obtenido buenos resultados para las propuestas de distribución de carga variable de Cooray y para la distribución uniforme, no obstante al calcular la carga total depositada en el líder (Q_T) para un determinado ΔE_{max} , debe tenerse en cuenta que el hacerlo con $\rho_l(exponencial)$ o $\rho_l(uniforme)$ proporciona valores de $Q_{T(uniforme)}$ y $Q_{T(exponencial)}$ muy diferentes, ya que la distribución exponencial tiene una carga mucho mayor en la parte final del líder, de forma que para un mismo efecto, $Q_{T(uniforme)} > Q_{T(exponencial)}$.

El modelo también permite, entre otros parámetros, el cálculo y representación de las zonas de carga en la nube, las cuales son estimadas a partir de datos de la red de detección de rayos, sondeos de temperatura y radar volumétrico. Se comprueba que para los datos utilizados para la nube, el modelo identifica una zona de “inicio de líder” justo en el rango de la altura registrada de detección de emisiones VHF.

A partir del modelo se obtienen valores para la velocidad del líder que, aun estando en la banda baja de los valores reportados en la Tabla 2.4, son coherentes con los registrados por medios ópticos y reportados por Campos y Saba [94].

Líder Tortuoso

Como es sabido, la aproximación del líder a una línea vertical perpendicular al plano de tierra no deja de ser una hipótesis teórica con el objeto de facilitar los cálculos y ayudar a entender el fenómeno. Si bien en determinadas condiciones, como en el líder dardo provocado artificialmente con cohetes, nos acercamos en gran manera al caso teórico, no es lo habitual para las descargas naturales. Así, al contrastar los efectos de medidas realizadas en campo sobre descargas naturales con los resultados obtenidos de aplicar modelos teóricos, podemos encontrar diferencias significativas que, al margen de los errores de medida, pueden estar provocadas por diversos factores, como son: la velocidad estimada de avance y la distribución de carga para el canal del líder, pero también la trayectoria que sigue el líder en su avance.

La gran dificultad para el estudio en detalle de los efectos de descargas naturales con trayectorias tortuosas, radica en primer lugar en la necesidad de disponer de medidas, no sólo de campo eléctrico (como en el caso de los capítulos 2 y 3), sino también de datos de localización y de la trayectoria seguida en su avance por el líder descendente (no siempre fácil de obtener y procesar), y en segundo lugar en la gran complejidad del cálculo teórico que implica una trayectoria tortuosa en 3D.

En la literatura se encuentran diversas formulaciones para el estudio de los efectos electromagnéticos provocados por la corriente de retorno para diferentes circunstancias de trayectoria o entorno [50, 112-115] y algunas propuestas teórica para el análisis de los efectos provocados por líderes descendentes con trayectorias tortuosas [2, 49, 116, 117] en las cuales se calculan los efectos provocados por el avance del líder utilizando, normalmente, el método de simulación de cargas (*MSC*) [107]. En esencia, existen propuestas que fuerzan el avance del líder, al que se le aplica una densidad de carga y

una velocidad, en una dirección e inclinación determinada de forma aleatoria [2]. En algún caso se condiciona la dirección de avance del líder a determinadas condiciones, como el máximo gradiente de potencial en el extremo del líder [4, 9].

Al abordar el estudio teórico de los efectos del líder con trayectoria tortuosa nos encontramos con el evidente problema del gran número de posibles trayectorias a plantear, lo que obliga a focalizar el problema para un caso más concreto y fácil de estudiar y contrastar teóricamente, como es el caso de un líder con trayectoria recta inclinada con respecto al plano de tierra. A fin de validar el procedimiento utilizado, en un primer paso se contrastan los resultados de las aproximaciones teóricas en los supuestos anteriormente mencionados con los proporcionados por el procedimiento descrito en la Fig. 3.3. Finalmente se aplicará el modelo *FEM* sobre los datos de una descarga natural registrada en Nuevo México, con trayectoria tortuosa en 3D, terreno no plano y analizarán los resultados obtenidos

5.1. Trayectoria recta inclinada

Este sería el caso más simple de estudio, se trata de un líder descendente con trayectoria recta, pero con una cierta inclinación respecto a la vertical. Esta situación aparece como algo real y ha sido registrada en algunas medidas sobre efectos de líder dardo provocados con cohetes, en los cuales incluso la aproximación a trayectoria recta es cierta sólo en la parte final del líder (Fig. 5.1).



Fig. 5.1. Líder dardo provocado con cohete en 1997 en Camp Blanding, Florida - [100]

En [79] se informa del flash 9320 con una inclinación de cerca de 20° y en la Fig. 5.2 se presenta una fotografía reportada en [84] en la que se puede apreciar una inclinación respecto a la vertical de aproximadamente 18° (considerando la inclinación sólo sobre el eje x).

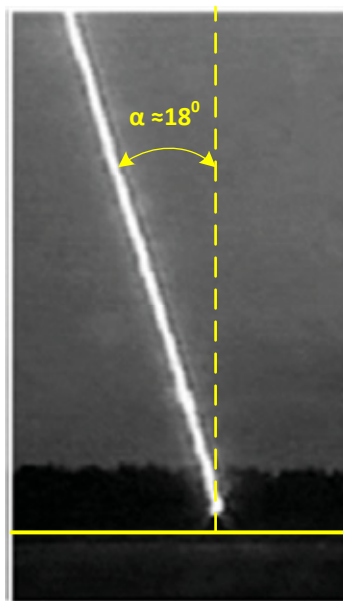


Fig. 5.2. Imagen captada de la descarga S9934 (adaptada de [84]).

El estudio teórico de esta situación se basa en la Fig. 5.3

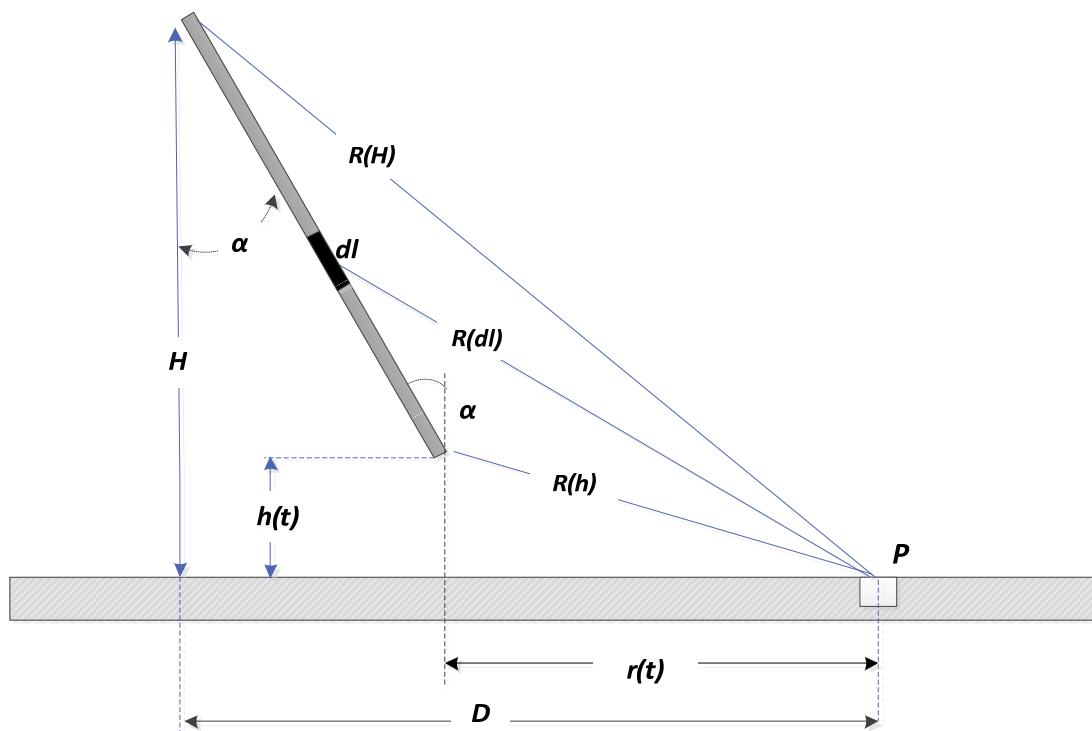


Fig. 5.3. Geometría para deducir el valor de ΔE causado por un líder inclinado en un punto P

De forma similar al procedimiento utilizado para deducir la ecuación (2.33) suponiendo terreno plano perfectamente conductor, densidad de carga uniforme y

velocidad de avance constante se obtiene la ecuación (5.1), que nos proporciona el valor de ΔE en función del recorrido del líder, para un líder con inclinación sobre el eje x .

$$\Delta E(l) = \frac{\rho_l}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{-LH}{[H^2 + D^2]^{3/2}} + \int_0^L \frac{H - l \cdot \cos \alpha}{[(H - l \cdot \cos \alpha)^{1/2} + (D - l \cdot \sin \alpha)^{1/2}]^{3/2}} dl \right\} \quad (5.1)$$

Siendo L la longitud total del líder.

$$L = \frac{H - h(t)}{\cos \alpha} \quad (5.2)$$

A modo de contraste del modelo, se utiliza la ecuación (5.1) y se efectúa la simulación con el modelo *FEM* para calcular el ΔE en dos puntos situados a una distancia de 50 m y 500 m respecto a la vertical del extremo inferior del líder, considerando $\rho_l = 0.5$ mC/m y un ángulo de inclinación con respecto a la vertical de 30° . Los resultados mostrados en las Fig. 5.4 presentan una buena concordancia.

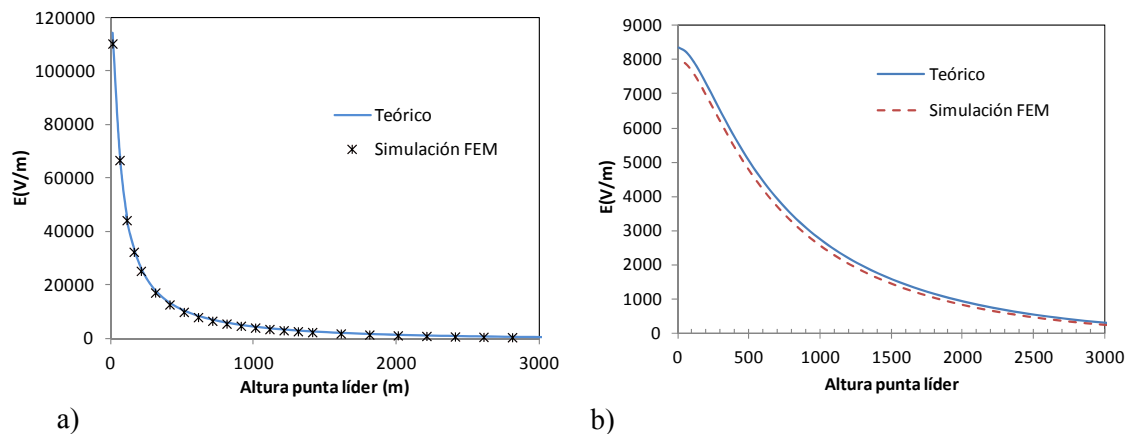


Fig. 5.4. Resultados obtenidos para la distancia de 50 m en a) y la distancia de 500 m en b)

En la Fig. 5.5 se muestra el error, calculado como la diferencia porcentual entre el valor obtenido de la ecuación (5.1) y el proporcionado por el modelo *FEM*, se puede apreciar que el error disminuye al aproximarse el líder a tierra y aumenta al alejar el punto de observación. Al margen de diferencias de redondeos y de paso de integración en los procesos de cálculo, un motivo importante de este resultado es el hecho de que debido al gran tamaño del modelo se ha priorizado intensificar el mallado en esta zona inferior y central del modelo *FEM* disminuyendo la densidad de malla con la altura y al alejarse del centro de la geometría utilizada, un factor fácil de corregir de ser necesario.

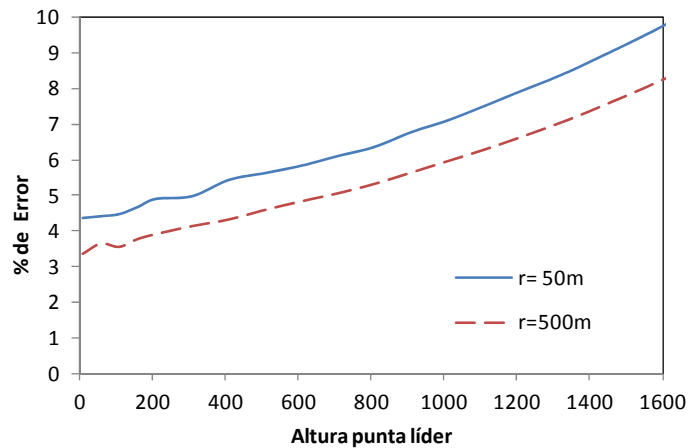


Fig. 5.5. Diferencia porcentual, considerando los dos métodos utilizados, para dos distancias del punto de observación.

Para comprobar los efectos de la inclinación se han repetido los cálculos para el caso de líder vertical y $r = 50$ m. En este caso se han utilizado tres métodos diferentes, la ecuación (2.33), la ecuación (5.1) con $\alpha = 0$ y el modelo de simulación *FEM*. Los resultados obtenidos por los tres procedimientos, que se muestran en la Fig. 5.6, son muy similares.

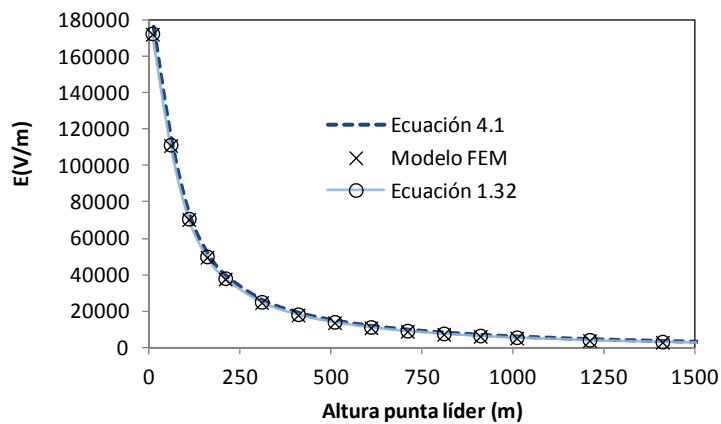


Fig. 5.6. Resultados obtenidos para tres procedimientos de cálculo

Por otra parte, en la Fig. 5.7 se comparan los resultados obtenidos por el modelo *FEM* para el caso de líder vertical y el caso estudiado con una inclinación, en el eje $-x$, de $\alpha = 30^\circ$. Se observa que para una distribución de carga uniforme, al inclinar el canal con respecto al eje vertical en la dirección opuesta del punto de observación, el valor de ΔE medido en dicho punto es significativamente menor. El efecto contrario se producirá si la inclinación se produce de forma que el canal se aproxima al punto de medida.

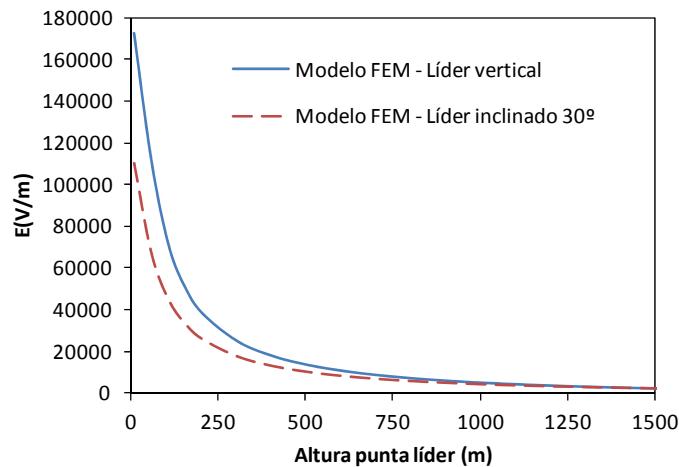


Fig. 5.7. Resultados obtenidos el modelo FEM con canal vertical e inclinado

Al analizar medidas registradas y obtener conclusiones de ellas sin considerar las posibles desviaciones en la trayectoria del líder descendente se puede incurrir en importantes errores. De hecho algunas discrepancias observadas en el capítulo 3 sobre el líder dardo, podrán tener ahora una justificación.

5.2. Caso real: estudio de la descarga inclinada

En el capítulo 3 se presentan algunas observaciones en las que al aplicar, tanto el modelo teórico como el modelo de simulación para líder vertical, los valores obtenidos presentan divergencias significativas con las medidas registradas en campo. Asumiendo que la bondad de las medidas disponibles, una causa más que probable sería atribuible a la inclinación del canal del líder, que pone en cuestión el poder utilizar de forma directa las ecuaciones (2.32) y (2.33) para determinar la distribución de carga en el líder. Estas ecuaciones se basan en la hipótesis de líder vertical, proporcionando valores de ΔE con un error, en exceso o defecto, dependiendo de la orientación de la inclinación del líder con respecto a la posición del punto de medida. A continuación se revisa el estudio del capítulo 3 para la descarga S9930-1 y la S9934-3 (de la cual ya se tiene la certeza de que sigue una trayectoria inclinada).

5.2.1. Descarga S9930-1

La descarga S9930-1 esta referenciada en [79, 81, 84], los datos de los que se dispone son $I_{ps} = 36$ kA, un valor de $\Delta E = 4000/r$ (calculado por Crawford) como promedio de mediciones para tres distancias (15 m a 507 m), $\Delta E = 238$ kV para la

distancia del punto de observación de 15 m con respecto a vertical y la gráfica de $\Delta E(t)$ para dicha distancia.

5.2.1.1. Distribución de carga uniforme en el canal del líder

Con los datos disponibles, en el apartado 3.2.4 se realizó la simulación para un líder supuesto vertical con carga exponencial y una intensidad $I = 36$ kA, obteniéndose $\Delta E = 282$ kV, un valor excesivamente grande que ya nos indicaba alguna discrepancia.

Si para la distribución de carga en el canal consideramos distribución de tipo uniforme, en lugar de exponencial, deberemos utilizar la ecuación (2.33) para $\Delta E = 4000/r$, la misma ecuación para el valor único referido a 15 m, o la ecuación (3.7) deducida en el capítulo 3. De acuerdo a estas opciones, se obtienen valores para la densidad de carga de 0,215 mC/m, 0,192 mC/m y 0,208 mC/m respectivamente, como es lógico valores muy similares. Así, para un líder vertical, realizando la simulación para $\rho_l = 0,208$ mC/m debería obtenerse un valor de ΔE próximo a los 238 kV/m y sin embargo el resultado es 206 kV/m, valor demasiado pequeño y que motiva a la reflexión. El hecho de que los resultados de la simulación vertical para $I_{ps} = 36$ kA (con distribución exponencial) sean en exceso, ya nos indican la posibilidad de que en realidad el canal este inclinado en la dirección opuesta a la que se encuentra el punto de observación. Si esto es así, el cálculo para distribución de carga uniforme debe replantearse.

Con esta intención podemos escribir la ecuación (5.1) como:

$$\Delta E(l) = \frac{\rho_l}{2\pi\epsilon_0}(-f1 + f2) \tag{5.3}$$

siendo

$$f1 = \left(\frac{LH}{(H^2 + D^2)^{3/2}} \right)$$

y

$$f2 = \int_0^L \frac{H - l \cdot \sin \alpha}{[(H - l \cdot \cos \alpha)^{1/2} + (D - l \cdot \sin \alpha)^{1/2}]^{3/2}} dl$$

de forma que:

$$\rho_l = \frac{2\pi\epsilon_0\Delta E(l)}{(-f1 + f2)} \tag{5.4}$$

Utilizando la ecuación (5.1) para $H = 7500$, una distancia horizontal del punto de observación al extremo inferior del líder $D = 15$ m y haciendo variar α entre 0° y 30° (siempre sobre el eje x) obtenemos una regresión que nos permite relacionar, sólo para las distancias establecidas, los valores de ρ_l y del ángulo de inclinación α .

$$(-f1 + f2) = 0,0264\alpha + 0,055$$

En esta expresión α está en radianes y se ha constatado que los coeficientes no varían de forma significativa con la altura (para $H \geq 3000$ m), siendo necesario recalcular la ecuación para cada valor de D considerado.

En el caso de canal del líder inclinado no se dispone de ninguna ecuación que nos proporcione de forma directa el valor de la densidad de carga (supuesta uniforme). Para su cálculo utilizaremos la ecuación (5.7), que nos permite obtener valores de ρ_l en función de diferentes valores de α y realizar iteraciones en la ecuación (5.1) hasta obtener el valor de ρ_l que se ajusta al valor de ΔE_{max} registrado. No obstante por este procedimiento se obtienen dos valores de ρ_l que cumplen con esta condición, para elegir el correcto debemos utilizar otro criterio. Admitiendo que el valor de 36 kA para la I_{ps} es correcto y que este dato es independiente de la inclinación del canal, usando modelos teóricos para líder vertical podemos obtener un valor de $Q_{T(V)}$ para la $L=7500$ m (H), que sería el mínimo valor posible de carga que debería haber en un canal inclinado, $Q_{T(I)} > Q_{T(V)}$ para producir los mismos efectos de ΔE_{max} , así podremos comprobar que sólo uno de los dos valores de ρ_l obtenidos en las iteraciones cumple este criterio.

Para determinar el valor $Q_{T(V)}$ se contemplan tres posibilidades, la primera opción es utilizar la ecuación (5.5) deducida por Cooray en [60] para líder dardo, no obstante esta ecuación ha sido calculada para una longitud estimada del canal del líder de 5 km, valor inferior al considerado para el S9930-1 y motivo por el cual se considera más adecuada otra propuesta de Cooray, la ecuación (5.6), obtenida sobre un periodo de integración de 100 μ s y válida para longitudes de hasta 10 km (deducida para líder escalonado). Se obtiene un valor de $Q_{T(V)} = 2,19$ C

$$Q_T = 0,028 \cdot I_{ps} \quad (5.5)$$

$$Q_{T(100\mu s)} = 0,061 \cdot I_{pf} \quad (5.6)$$

La tercera opción consiste en utilizar la ecuación (3.11) deducida en el capítulo 3 específicamente para líder dardo vertical, que nos relaciona el valor I_{ps} y la densidad de

carga (supuesta uniforme) en el canal del líder. La carga negativa total calculada en el líder es $Q_{T(V)} = 2,16 \text{ C}$ para $H = 7500 \text{ m}$. Como se puede observar los valores obtenidos no difieren en forma significativa entre sí. Para nuestros cálculos con la ecuación (5.7) se opta por utilizar $Q_T = 2,16 \text{ C}$, valor obtenido específicamente a partir de cálculos previos y simulaciones para líder dardo y una altura (longitud mínima) de 7500 m.

$$\rho l = \frac{2\pi\epsilon_0\Delta E}{0,0264\alpha + 0,055} \tag{5.7}$$

Donde α está expresado en radianes y ΔE en V/m. A partir de las ecuaciones (5.1) y (5.7) se obtienen dos valores de α para los que el valor de $\Delta E_{max} \approx 238 \text{ kV/m}$

$\alpha \approx 9^\circ$	$\rho_l = 251,2 \times 10^{-6}$	$L_{max} = 7593 \text{ m}$	$Q_{T(l)} = 1,907 \text{ C}$
$\alpha \approx 20^\circ$	$\rho_l = 279,1 \times 10^{-6}$	$L_{max} = 7981 \text{ m}$	$Q_{T(l)} = 2,227 \text{ C}$

El valor de $\alpha = 20^\circ$ es el que cumple con el criterio de $Q_{T(l)} > Q_{T(V)}$, lo cual implica que la longitud para el líder totalmente extendido será $L = 7981 \text{ m}$ y $\rho_l = 0,279 \text{ mC/m}$.

En la Fig. 5.8 a) se muestran los resultados obtenidos con estos datos, para los últimos 1000 m de avance del líder, con la ecuación (5.1) y utilizando el modelo de simulación FEM. En la Fig. 5.8 b) se puede ver el error (%) cometido por el modelo FEM respecto al resultado de la ecuación.

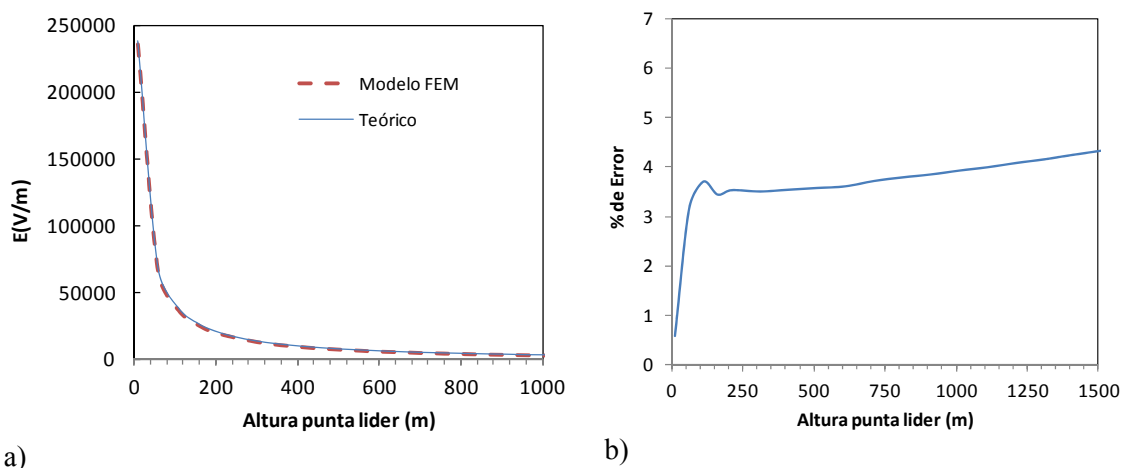


Fig. 5.8. a) Resultados obtenidos para el S9930-1. b) Error(%) del modelo FEM respecto al modelo teórico, ecuación (5.1).

Al tratarse de un canal inclinado, en el ajuste de tiempo para el avance del líder debe tenerse en consideración que las ecuaciones descritas en capítulo 3 deben modificarse.

$$t = \frac{(H - h(t)) / \cos \alpha}{v} + \frac{\sqrt{h^2(t) + r(t)^2}}{c} \tag{5.8}$$

El primer sumando corresponde al tiempo t_L , de avance longitudinal en el eje z , y el segundo corresponde al de propagación hasta el punto de observación situado en r , es decir en los ejes $z-x$ ($t_{z,x}$). Así la ecuación (5.8) la podemos expresar como:

$$t = t_L + t_{z,x} \tag{5.9}$$

De forma que para cada valor de tiempo t proporcionado por las medidas de campo, podemos obtener el tiempo corregido t_L

$$t_L = t - \frac{\sqrt{h^2(t) + r(t)^2}}{c} \tag{5.10}$$

Utilizando el procedimiento, ya descrito en el apartado 3.1.3 de ajuste de la gráfica $E=f(h)$ obtenida con el modelo *FEM* y las medidas registradas (Fig. 3.5), para el cálculo de la velocidad de avance del líder se obtienen los resultados que se muestran en la Tabla 5.1 en los que se mantiene la tendencia general, ya remarcada en el capítulo 3, de la disminución de la velocidad al aproximarse el líder dardo a tierra.

Tabla 5.1. Velocidad de avance del dart leader S-9930-1 con densidad de carga uniforme

<i>Intervalo</i>	<i>Velocidad (m/s)</i>
855m>h(t)>251m	4,998x10 ⁷
251m>h(t)>154m	1,780 x10 ⁷
154m>h(t)>91m	1,209 x10 ⁷
91m>h(t)>59m	7,502 x10 ⁶
59m>h(t)>26m	7,742 x10 ⁶
26m>h(t)>10m	7,504 x10 ⁶
Promedio desde 855m	2,53 x10 ⁷
Para el 90% de ΔE (desde 170m)	9,93 x10 ⁶

Aplicando los valores de velocidad de avance del líder, ajustados para cada intervalo, el modelo nos proporciona las gráficas de $E=f(t)$. En la Fig. 5.9 se muestran el resultado del modelo *FEM* para la distancia del punto de observación $r = 15$ m.

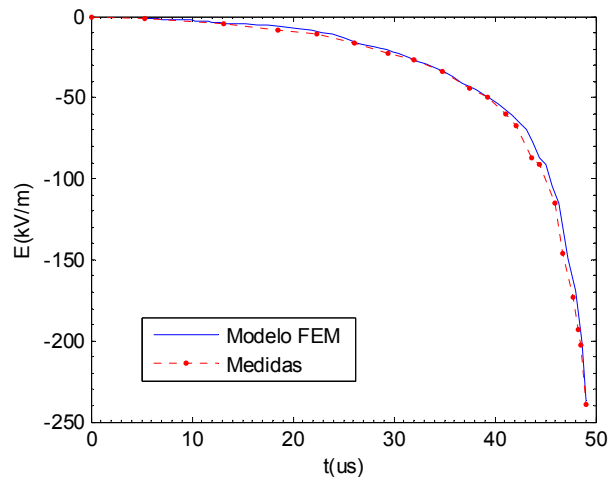


Fig. 5.9. Traza de puntos, las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 15 m del punto de impacto para el S9930-1. Línea continua el resultado de la simulación para carga uniforme

5.2.1.2. Distribución de carga exponencial en el canal del líder

Además de la distribución de carga uniforme en la literatura se encuentra la ecuación (2.23) [60], ya utilizada en el capítulo 3, que proporciona una distribución exponencial para el canal del líder. Esta ecuación está planteada para el caso de canal vertical, por lo que no es de aplicación directa en el caso de canal inclinado, no obstante se opta por utilizar esta propuesta modificando los parámetros que hacen referencia a la inclinación del canal y verificar los resultados.

En la ecuación (2.23) se sustituye $(H-z)$ por $(H-z)/\cos(\alpha)$ y l por $l/\cos(\alpha)$, manteniendo el resto de parámetros los mismos valores dados en el capítulo 3 para el líder dardo. En la Tabla 5.2 se muestran las velocidades obtenidas para el avance del líder. Comparando los valores obtenidos de velocidad por tramos o de la velocidad media en los últimos 1000 m con los datos de la Tabla 5.1 para distribución uniforme, se puede comprobar la concordancia entre ellos. Se observa la tendencia, ya vista en el capítulo 3, de que para la distribución exponencial, al producirse la mayor densidad de carga en la parte final del líder, las velocidades calculadas para los tramos próximos a tierra son menores que para la distribución uniforme y por el contrario son mayores para tramos en altura.

Tabla 5.2. Velocidad de avance del dart leader S-9930-1 con densidad de carga exponencial

<i>Intervalo</i>	<i>Velocidad (m/s)</i>
1010m>h(t)>510m	$6,80 \times 10^7$
510m>h(t)>248m	$3,07 \times 10^7$
248m>h(t)>119m	$1,433 \times 10^7$
119m>h(t)>75m	$8,634 \times 10^6$
75m>h(t)>50m	$5,627 \times 10^6$
50m>h(t)>21m	$6,79 \times 10^6$
21m>h(t)>10m	$5,16 \times 10^6$
Promedio desde 1010m	$2,454 \times 10^7$
Para el 90% de ΔE (desde 129m)	$7,25 \times 10^6$

Las velocidades, por tramos, obtenidas para el líder inclinado con distribución exponencial muestran diferencias importantes con las presentadas en la Tabla 3.13 para líder vertical, no obstante, si se considera la velocidad media para los últimos 1000 m o para el 90% de ΔE la diferencia es sólo del orden del 4%. En la Fig. 5.10 se presenta la gráfica de $E=f(t)$ ajustada por el modelo *FEM*.

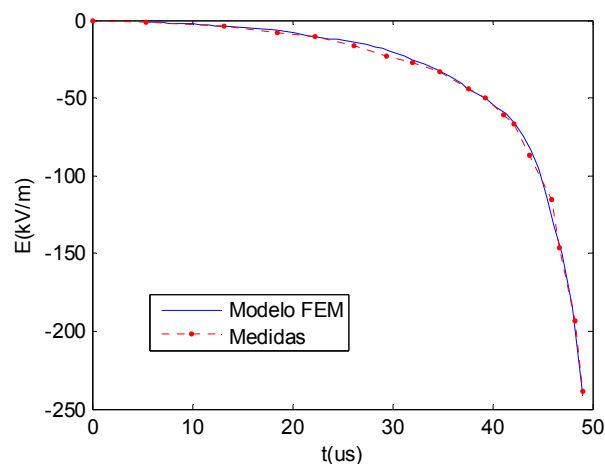


Fig. 5.10. En traza de puntos, las medidas de campo eléctrico realizadas a la distancia de 15 m del punto de impacto para el S9930-1. En línea continua el resultado de la simulación para distribución de carga exponencial (ecuación (2.23) adaptada)

La validez de la ecuación (2.23) adaptada para líder dardo inclinado no está referenciada ni contrastada. No obstante, a partir de los ajustes lógicos que afectan a la inclinación y por tanto a la longitud del canal, utilizando el modelo *FEM* se obtienen valores de velocidad de avance similares a los obtenidos para la distribución de carga uniforme y acordes con los publicados en la literatura sobre el tema.

5.2.2. Descarga S9934-3

En un principio, para la descarga S9934-3 no es necesario contrastar los valores disponibles para asegurar que el líder está inclinado ya que se dispone de la imagen de la Fig. 5.2, no obstante y a modo de validación se va seguir el mismo procedimiento ya utilizado para el S9930-1.

Como ya se detalla en el apartado 3.2.3 los datos relativos al flash S9934-3 están documentado por Schoene en [84] con un valor registrado de $I_{ps} = 18$ kA, la gráfica de $\Delta E(t)$ para una distancia de 15 m y dos medidas de ΔE_{max} realizadas, a 15 m (139 kV/m) y a 30 m (71 kV/m) de distancia del punto de impacto. En el apartado 3.2.3 se comprueba que el valor teórico de $\rho_l = 112$ $\mu\text{C/m}$, calculado con la ecuación (2.33) suponiendo líder vertical para ρ_l uniforme, es demasiado pequeño y el error viene provocado por haber considerado el líder vertical y utilizar la ecuación (2.33).

Siguiendo el mismo procedimiento que en la descarga S9930-1, para determinar el valor $Q_{T(V)}$ se contemplan dos posibilidades, la primera opción es utilizar la ecuación (5.6), en este caso se obtiene un valor de $Q_T = 1,09$ C. La segunda posibilidad consiste en utilizar la ecuación (3.11) deducida en el capítulo 3 para líder dardo vertical. La carga negativa total calculada en el líder es $Q_T = 1,103$ C para $H = 7500$ m.

A partir de las ecuaciones (5.1) y (5.7) se obtienen dos valores de α para los que el valor de $\Delta E_{max} \approx 139$ kV/m

$\alpha \approx 8^\circ$	$\rho_l = 145,4 \times 10^{-6}$	$L_{max} = 7574\text{m}$	$Q_{T(l)} = 1,1$ C
$\alpha \approx 18^\circ$	$\rho_l = 159,7 \times 10^{-6}$	$L_{max} = 7886\text{m}$	$Q_{T(l)} = 1,26$ C

El valor de $\alpha = 18^\circ$ es el que mejor cumple con el criterio de $Q_{T(l)} > Q_{T(V)}$, lo cual implica que la longitud para el líder totalmente extendido será $L = 7886$ m y $\rho_l = 0,160$ mC/m.

5.3. Líder Tortuoso en 3D: estudio de la descarga 1000803_203000

En principio, cualquier trayectoria podría ser aproximada mediante una sucesión de tramos rectos e inclinados con diferentes ángulos para obtener los efectos sobre un punto concreto mediante superposición de efectos por tramos [115, 116]. Si se pretende estudiar los efectos de descargas reales con trayectorias muy complejas, el cálculo teórico se complica tremendamente por la dificultad de implementar dichas trayectorias. En este punto, el modelo *FEM* simplifica el problema, que en este apartado se aplica sobre un líder escalonado.

5.3.1. Datos y descripción del procedimiento

El objetivo es realizar una simulación a partir de datos de una descarga real, utilizando para el cálculo el método *FEM* y como soporte el software *Comsol* que permite trabajar en 3D. Para el control del proceso dinámico de avance del líder y gestión de parámetros se utiliza *Matlab*.

El estudio se realiza en base a los datos proporcionados por Bill Rison (New México Tech, Socorro, EEUU), referidos a la descarga 1000803_203000_0600. Se dispone de datos de localización la red LMA (Lightning Mapping Array), con una ventana temporal de casi 20'' y en el momento de la medida con 13 estaciones LMA activas.

El tiempo esta medido en segundos a partir de la medianoche, de forma que la ventana temporal completa queda definida por un instante de inicio $t_i = 73980,789224543''$ y un instante final $t_f = 73999,995854782''$.

En total 19,2066'' con datos de 23232 puntos. Para cada punto se dispone de información sobre: tiempo (segundos a partir de medianoche), latitud, longitud, altitud, chi-cuadrado de ajuste de datos, potencia en dBW, y mascara para identificar las estaciones LMA que detectan el evento.

Por otra parte, se han registrado los datos de variación de campo eléctrico, $\Delta E=f(t)$ sobre una slow antenna situada en el observatorio de Langmuir y se dispone de los valores de calibración de la antena a partir de los cuales obtenemos los valores de $\Delta E(\text{kV/m})$. La ventana temporal utilizada para $\Delta E=f(t)$ queda definida por un instante

de inicio $t_i = 73980,0000199996''$ y un instante final $t_f = 73999,9999800004''$, en total $19,9999''$ con una lectura cada $20 \mu s$.

A través de la información de la red NLDN (US National Lightning Detection Network) se obtienen los datos de localización del rayo (punto de impacto). Se dispone de 8 localizaciones, de las cuales, la que se ajusta en tiempo y en posición para el líder estudiado es:

$t = 73989,261885692''$. Lat = 33.9788° , Lon = -107.1666° . Intensidad = $24,6 \text{ kA}$

A partir de estos datos, las etapas del estudio son:

1. Selección de datos a utilizar (ajuste de la ventana temporal) para el líder
2. Filtrado 1 de datos de acuerdo a criterios de fiabilidad
3. Conversión de datos Lat-Lon a coordenadas x - y referenciadas al observatorio de Langmuir Laboratory (x_0, y_0)
4. Filtrado 2 de datos x, y, z con objeto de ajustar el nº de puntos a una cantidad que permita representar los segmentos del líder.
5. Definir el modelo en *Comsol*: Geometría del terreno con las montañas cercanas (cimas del observatorio de Langmuir y Timber Peak). Introducción de la geometría del líder. Asignar las variables de contornos y propiedades para los elementos. Definir y ajustar valores de mallado.
6. Definir el programa de control con *Matlab* (lanza el *Comsol*): avance del líder, reajuste de parámetros y almacenamiento de datos.
7. Lanzar simulación
8. Verificar resultados

5.3.2. Selección de datos

Se debe seleccionar la ventana temporal con los datos del líder escalonado a estudiar. En la Fig. 5.11 se muestra una ventana de $1''$, en la que se remarca el episodio concreto de aproximadamente 80 ms que corresponde al intervalo en el que se produce la descarga 1000803_203000_0600.

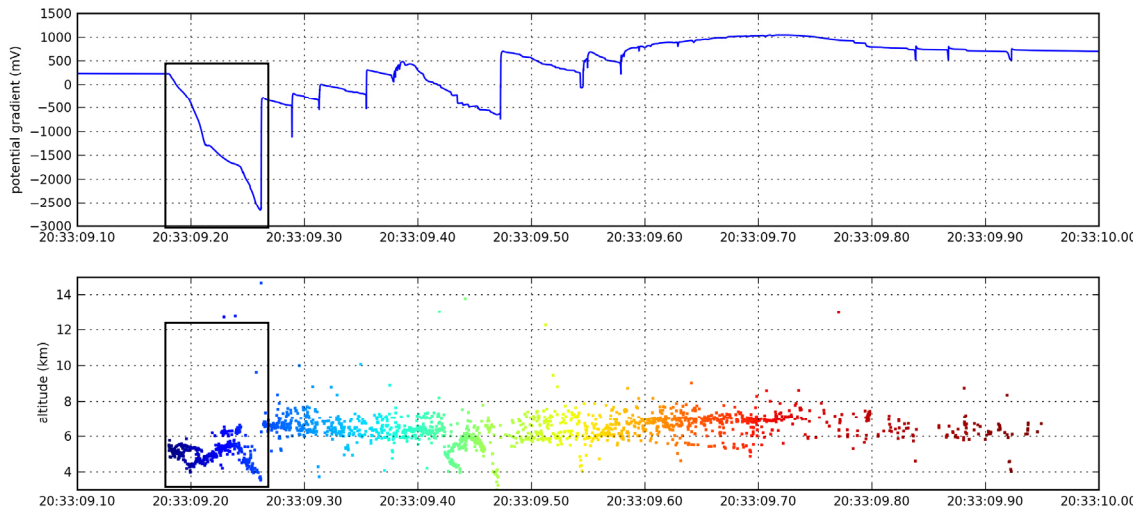


Fig. 5.11. Ventana temporal con datos de la red LMA del episodio en estudio

Para esta ventana temporal de aprox. 80 ms los datos de posicionamiento y $E=f(t)$ utilizados son:

Posicionamiento - LMA

tiempo inicial $t_i = 73989,180814845''$

tiempo final $t_f = 73989,263692589''$

En total 82,87 ms, con datos de posicionamiento de 954 puntos (el intervalo temporal de captura entre puntos es variable).

Slow Antenna

tiempo inicial $t_i = 73989,1805167824''$

tiempo final $t_f = 73989,261175''$ (se corresponde con la máxima lectura de $\Delta E = -67,59$ kV/m). En total 80,66 ms con 4034 lecturas.

Es claro que el ajuste a la ventana temporal es mejor para los datos de campo eléctrico al tener una mayor resolución.

5.3.3. Filtrado 1 de datos

Como se aprecia en la Fig. 5.11, los datos originales obtenidos de la red LMA tienen un nivel de “ruido” elevado que puede reducirse restringiendo algunos puntos.

Se realiza un primer filtrado de “ruido” utilizando sólo los datos con chi-cuadrado menor que 5. Por otra parte se dispone de la identificación de las estaciones que han captado cada punto y se utiliza el criterio de considerar sólo los puntos captados por un mínimo de 7 estaciones (de las 13 posibles).

5.3.4. Conversión de datos

Los datos han sido proporcionados en formato Latitud – Longitud y para su procesado en el modelo *FEM* debe realizarse la conversión a coordenadas $x - y$, ya que la coordenada z está disponible directamente. Esta conversión se realiza sobre los datos filtrados y nos permite obtener las coordenadas (x_n, y_n, z_n) para cada punto, referenciados a la ubicación de la slow-antena en el observatorio de Langmuir Laboratory (x_0, y_0) .

5.3.5. Filtrado 2 de datos

Aún después del primer filtrado se dispone de una gran cantidad de puntos que definen la trayectoria de la descarga, gran parte de esto puntos son a alturas elevadas y con trayectoria horizontal, que afectan poco a los valores finales de $\Delta E(t)$. Para optimizar el cálculo y con objeto de ajustar el número de puntos a una cantidad que facilite poder definir una trayectoria del líder en el modelo de simulación sin afectar a $E=f(t)$, se efectúa un segundo filtrado de datos.

A fin de no afectar al resultado final, los puntos a partir de los cuales obtenemos la trayectoria del líder se filtran en tres etapas, la inicial (mas alta) que está comprendida entre el $t = 0$ (para el ΔE) y $t = 29,739574$ ms, es en la que más datos se han reducido, realizando medias móviles y promedios. Una segunda etapa, comprendida entre $t = 29,739$ ms y $t = 59,714$ ms en la que el filtrado de datos ha sido menor. Finalmente la tercera etapa, de aproximación al suelo en la que se han mantenido todos los datos con coordenada z descendente.

En las Fig. 5.12 se muestran el total de datos de las coordenadas x, y, z para los 80 ms y los resultantes después de los filtrados, que son los utilizados para establecer la trayectoria del líder.

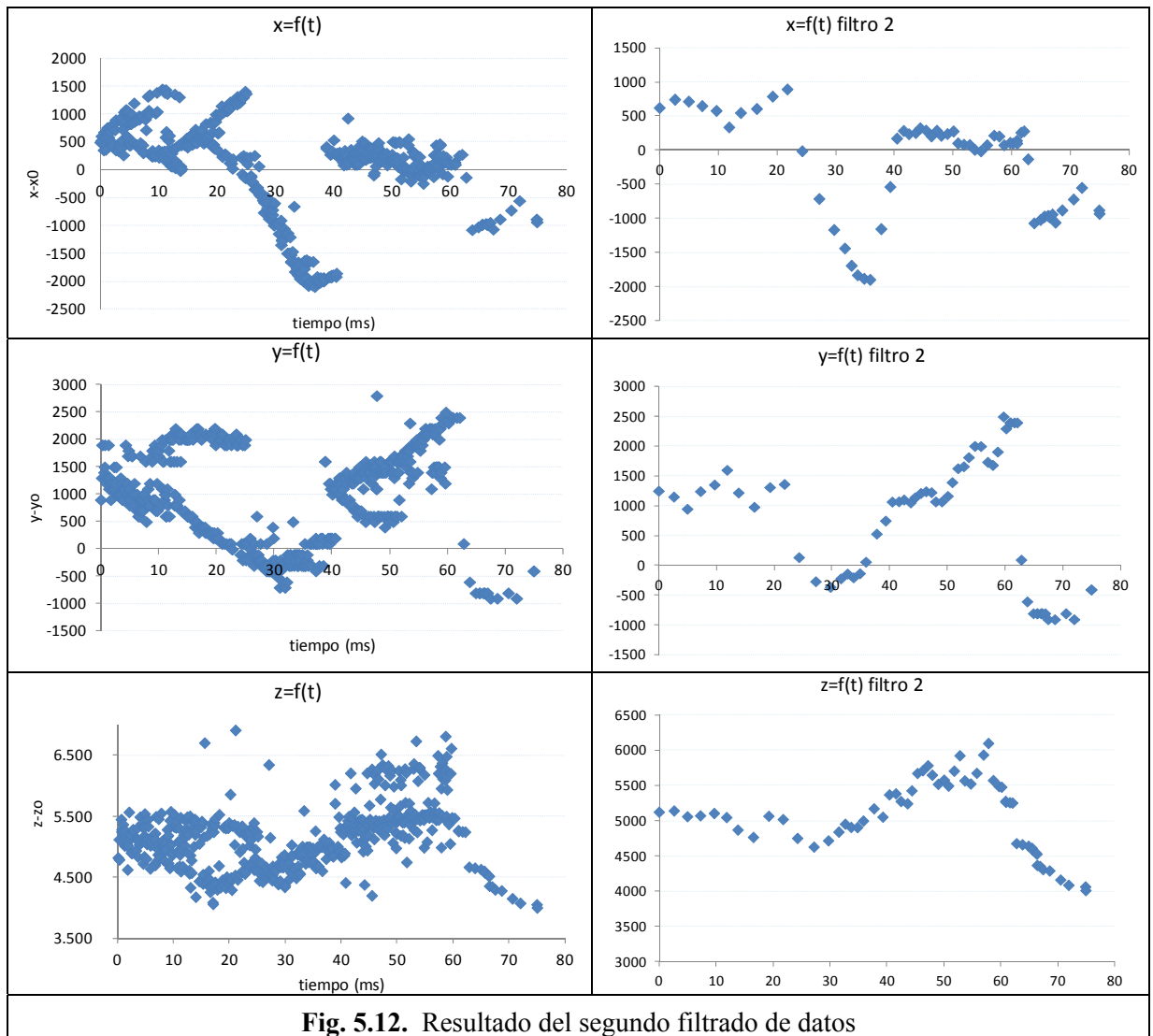


Fig. 5.12. Resultado del segundo filtrado de datos

Se puede observar que la descarga inicialmente sigue una trayectoria horizontal, incluso sube hasta los 6500 m antes de iniciar el descenso, para $t = 59,714$ ms.

5.3.6. Definición del modelo en FEM: geometría del terreno, líder y propiedades

La descarga se localiza entre la cima en la que se encuentra el observatorio de Langmuir y Timber Peak. De acuerdo a las coordenadas disponibles el posible impacto está indicado (en blanco) en la imagen de la Fig. 5.13, y de acuerdo a esto y el mapa de alturas de la zona, la coordenada z sería de 2870 m. La geometría del terreno se implementa utilizando conos para representar las montañas entre las que se localiza la descarga, respetando las dimensiones y distancias entre picos, pendientes aproximadas y

entre la localización de la antena y el punto de impacto. Debe mencionarse que versiones más recientes de *Comsol* presentan la opción de importar directamente mapas topográficos (con elevación en altura), lo que simplificará el proceso y mejorará la precisión.



Fig. 5.13. Imagen de la zona en la que se produce la descarga (google earth)

De la Fig. 5.14 se tomaron las medidas para el dimensionado de la geometría del modelo.

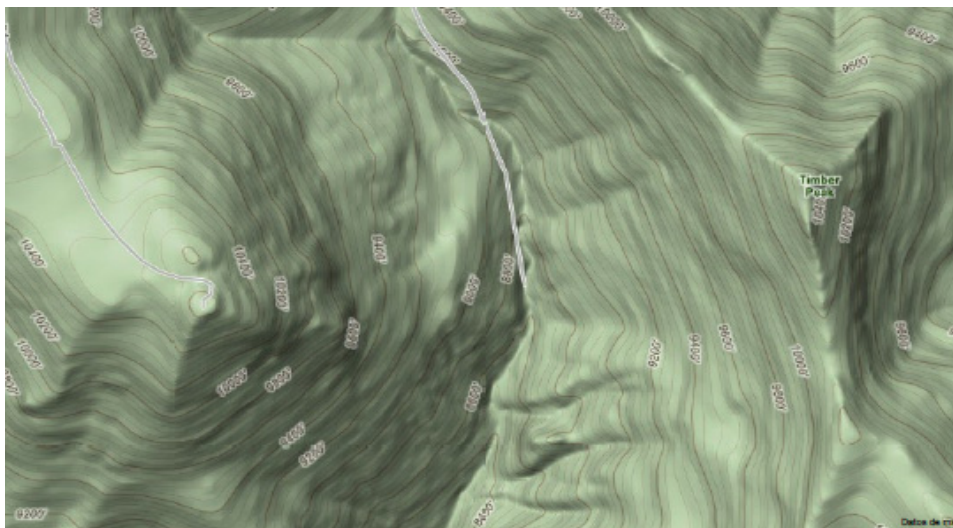


Fig. 5.14. Imagen topográfica de la Fig. 5.13 (google earth)

La geometría del líder se define con 58 segmentos a partir de los datos (x_n, y_n, z_n) obtenidos del segundo filtrado, estos segmentos siguen la trayectoria del líder hacia tierra. De acuerdo con las detecciones LMA disponibles la mínima altura registrada es de 4011 m, por lo que se añade un último segmento recto hasta el punto de impacto en

2870 m (de acuerdo con datos NLDN). Como se puede apreciar en la Fig. 5.15, la geometría del líder es muy irregular y tortuosa.

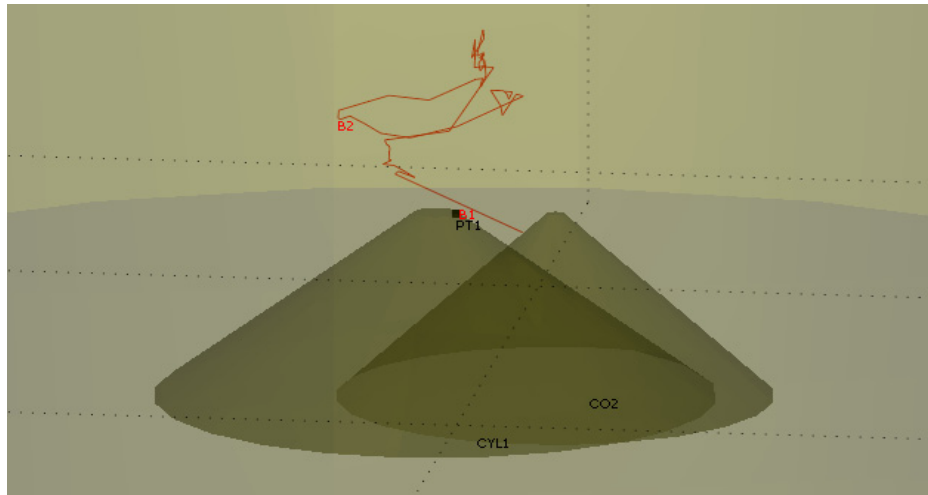


Fig. 5.15. Geometrías del líder y de la geografía del terreno implementada en Comsol

A diferencia del stepped leader estudiado en el capítulo 4, en el modelo no se ha incluido la nube por no disponer de datos suficientes. Aunque los efectos no son significativos, a fin de mantener el equilibrio de carga total en el sistema, los efectos de disminución de la carga total en la nube debidos a la incorporación de carga en el canal del líder se incorporan directamente modificando los resultados que proporciona el modelo, restando los efectos causados por el término f_l de la ecuación (5.3), de forma similar al caso de los estudios sobre líder dardo.

En cuanto a la densidad de carga en el líder, en la bibliografía se encuentran propuestas que se refieren, como ya se ha visto anteriormente, al caso ideal de líder recto o inclinado y para el caso (más general) que nos ocupa se dispone de estudios que relacionan el valor de pico de la corriente de primer retorno y la carga depositada en el canal del líder, a partir del cual podemos establecer un valor de la densidad de carga para el canal.

Es conocida la propuesta de K.Berger, ecuación (2.4), para la carga total depositada para el líder escalonado a partir del valor pico de la corriente de primer retorno, dicha ecuación es obtenida a partir de la integración de la forma de onda de la intensidad para los 2 ms a partir del comienzo de la descarga de primer retorno (parte final del líder escalonado), tiempo, que considerando la velocidad media estimada para dicha corriente, abarca la longitud total del canal. Utilizando la ecuación (2.4) se obtiene $Q_t =$

-3,3 C, si se considera una distribución de carga uniforme para todo el líder, puesto que la longitud total del intervalo estudiado es de 22215 m, la densidad de carga supuesta uniforme es de -0,148 mC/m.

No obstante y considerando que el valor de I_{pf} viene sobre todo condicionado por la densidad de carga en la parte final (próxima a tierra) del líder, en la literatura se encuentra propuestas que integran la forma de onda de $i(t)$ en un intervalo inicial de la descarga de retorno. Cooray [60] integrando para los últimos 100 μs propone la ecuación (5.6).

Con los datos de la descarga 1000803_203000 se obtiene $Q_{f,100\mu\text{s}} = 1,5 \text{ C}$, que considerando una velocidad promedio para la descarga de retorno de $1 \times 10^8 \text{ m/s}$, los 100 μs correspondería a 10 km de longitud y suponiendo distribución de carga uniforme para los últimos 10 km del líder escalonado $\rho_l = 0,150 \text{ mC/m}$, valor similar al obtenido con la ecuación (2.4).

5.3.7. Simulación 3D

Se utiliza la geometría ya descrita en el apartado anterior, como dominio principal se tiene un cilindro de 10 km de radio y 15 km de altura, la superficie inferior se define como $V = 0$ y las superficies laterales y superior con carga cero. En el interior del cilindro se ubican dos conos de dimensiones similares y altura exactas a las montañas en las que se produce la descarga, en los dominios de estos dos conos se establece un valor de $\epsilon_r = 10$ y sus caras con $V = 0$. Para el líder escalonado se utiliza un valor de carga negativa uniforme de 0,150 mC/m para toda su longitud, ya que se quiere contrastar el resultado del modelo *FEM* con los 80 ms de $E=f(t)$.

El mallado se realiza siguiendo los mismos criterios que en capítulos anteriores han proporcionado buenos resultados. Se utiliza un mallado para el dominio del cilindro "fino" (ajustado por defecto por el propio software), se coloca un punto de medida en la ubicación donde estaría la slow-antena, para este punto concreto y para todo el canal del líder se intensifica el mallado al valor extra-fino, igualmente definido como opción por el software.

En las Fig. 5.16, Fig. 5.17, Fig. 5.18 y Fig. 5.19 se muestran imágenes de la geometría con resultados de la simulación.

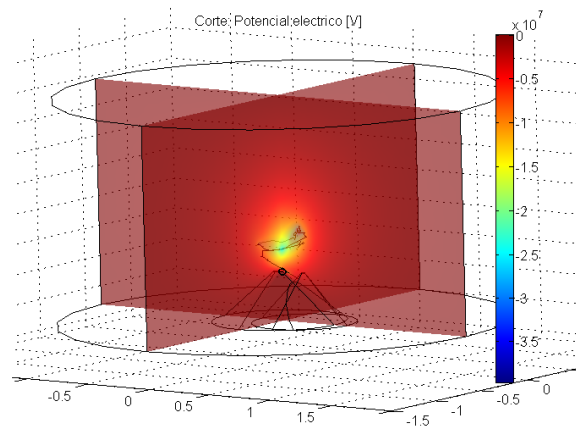


Fig. 5.16. Visión global con volumen (cilindro) de control.

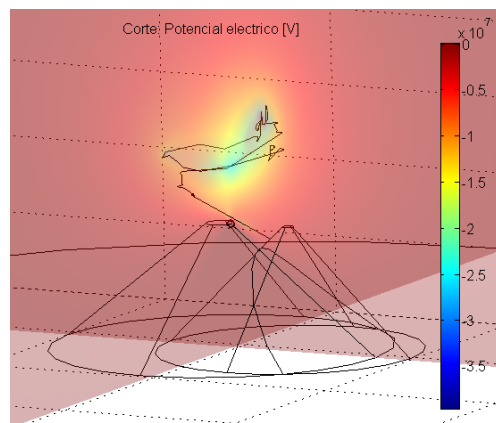


Fig. 5.17. Detalle de la geometría utilizada y la trayectoria del leader

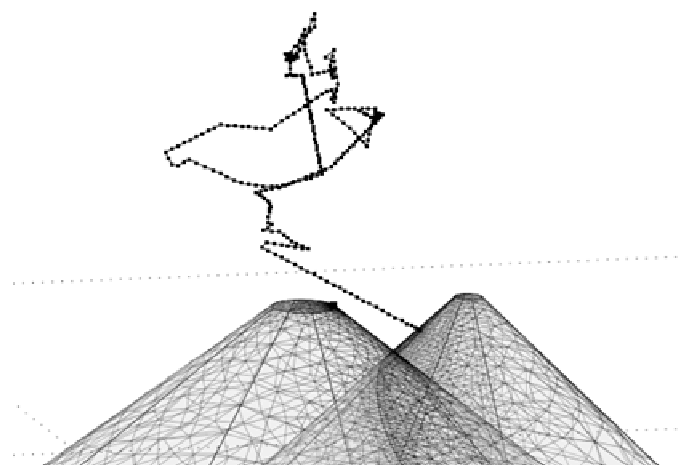


Fig. 5.18. Detalle de la trayectoria del líder y aumento de mallado en las superficies

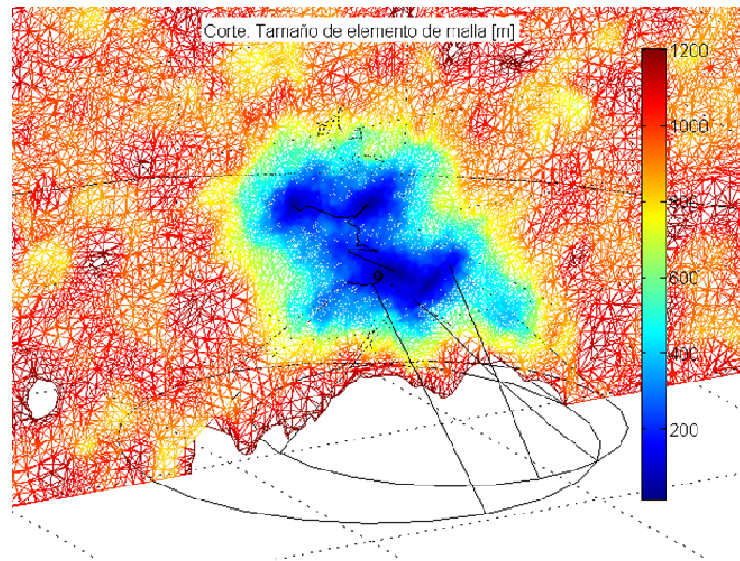
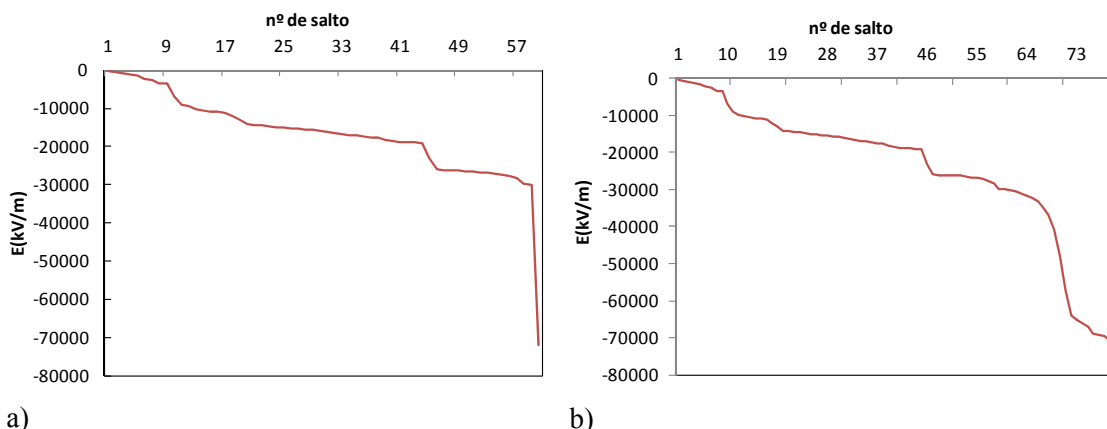


Fig. 5.19. Detalle del tamaño de mallado en el líder y zona de medida

5.3.8. Resultados

Se realiza una primera simulación a partir de los datos LMA disponibles, con 58 segmentos más un único salto final desde la altura de 4011 m hasta 2870 m, para comprobar que aspecto presenta la solución. El resultado se muestra en la Fig. 5.20 a), en la que el valor de ΔE , está referido al avance del líder (nº de segmento), no al tiempo. Se puede comprobar la necesidad de disponer de más puntos en el tramo final, para ello se realiza una segunda simulación, en la que por coherencia con las longitudes estimadas para la longitud de salto en un líder escalonado y para disponer de más puntos y poder comparar con todos los datos disponibles de la slow-antena, se divide el tramo final en 20 segmentos, el resultado se muestra en la Fig. 5.20 b).



a) b)
Fig. 5.20. Resultado de la simulación. a) Considerando un tramo final “largo”, b) Aumento del nº de saltos en la parte final

Para los casos de líder vertical el desplazamiento del canal sólo se producía en la coordenada z y por tanto tenía un desplazamiento en 2D de forma que el procedimiento utilizado en los capítulos 3 y 4, dedicados a líder dardo y escalonado vertical, debe ser modificado. En la trayectoria 2D a partir de las gráficas $E=f(t)$ y $E=f(h)$, se obtenía la relación $t=f(h)$. En el caso 3D se toma $E=f(t)$ y $E=f(n)$, donde n es el salto, más concretamente las coordenadas finales del segmento en estudio, obtenemos una relación de la forma $t=f(x_n, y_n, z_n)$, de forma que $v_n=L_n/t_n$, siendo

$$L_n = \sqrt{(x_{n-1} - x_n)^2 + (y_{n-1} - y_n)^2 + (z_{n-1} - z_n)^2} \tag{5.11}$$

Para cada valor de tiempo t proporcionado por las medidas de campo, podemos obtener el tiempo corregido t_L que nos permite calcular la velocidad de avance en 3D, siendo x_0, y_0, z_0 las coordenadas de la antena en el observatorio de Langmuir

$$t_L = t - \frac{\sqrt{(x_n - x_0)^2 + (y_n - y_0)^2 + (z_n - z_0)^2}}{c} \tag{5.12}$$

En la Fig. 5.21 se muestra, superpuesta a la medida registrada por la slow-antena, el resultado final obtenido con el modelo *FEM* después de ajustar la velocidad calculada para cada segmento del canal, el error para el valor de ΔE_{max} (líder próximo a tierra) es aproximadamente del 7% en exceso, justificable por la inclinación del canal. Por otra parte, se ha calculado que la velocidad media para toda la trayectoria del líder es de $2,77 \times 10^5$ m/s.

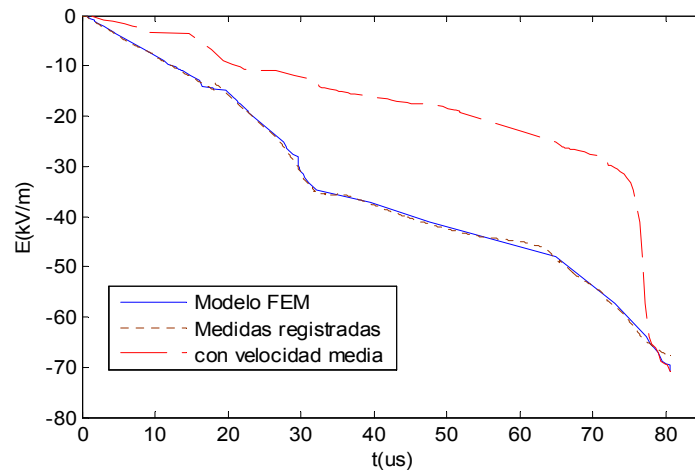


Fig. 5.21. En trazo de puntos, las medidas de campo eléctrico registradas para la descarga 1000803_203000. En línea continua el resultado del modelo *FEM* para velocidad ajustada por tramos. En línea discontinua el resultado para velocidad cte. igual a la velocidad media

La velocidad media calculada para el 1000803_203000 es coherente con las reportadas en la bibliografía para líder escalonado descendente negativo. En la Fig. 5.22 se muestra la velocidad calculada referida a la altura para cada segmento que conforma el líder y se manifiesta la tendencia a disminuir la velocidad en su etapa final. Se puede apreciar que la velocidad es mayor en la fase inicial de la descarga (recorrido casi horizontal), produciéndose una oscilación de disminución y aumento de velocidad antes de la fase final de aproximación a tierra, en la que la velocidad disminuye.

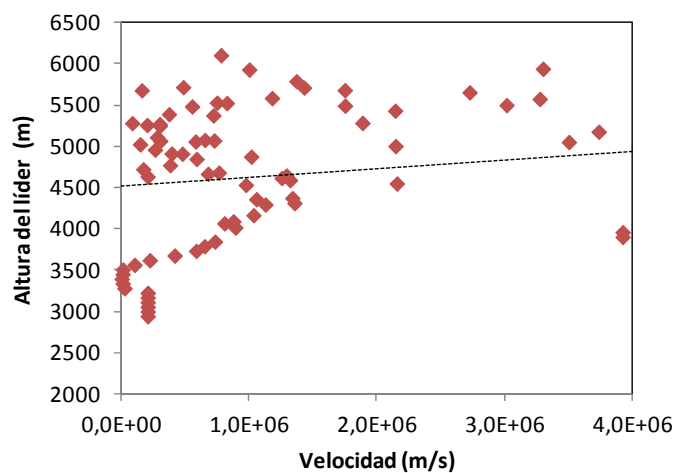


Fig. 5.22. velocidad calculada de avance del líder respecto a la altura

Los valores extremos calculados son para la velocidad mínima de $2,74 \times 10^4$ m/s y de $3,79 \times 10^6$ m/s para la máxima, no obstante, la mayor parte de datos están por debajo 2×10^6 m/s. Estos resultados están en concordancia con los reportados en la Tabla 2.4. y por Campos [94] para la velocidad 2D.

5.4. Conclusiones

Se ha contrastado la validez del modelo *FEM*, manteniendo los parámetros de geometría y mallado anteriores, con el caso teórico ideal de líder inclinado (eje *z-x*), lo cual ha permitido revisar el estudio de la descarga S-9930-1, dando explicación a resultados poco consistentes obtenidos en el capítulo 3.

Se ha podido comprobar el efecto de la inclinación del canal el líder sobre las medidas registradas y como el hecho de no tener en cuenta esta situación puede inducir a errores de interpretación.

Se ha aplicado el modelo *FEM* sobre una descarga 3D con desplazamiento en x, y, z , los datos utilizados corresponden a un caso un poco particular, una descarga en altura, entre los 6500 m y los 2880 m con un largo recorrido horizontal antes de iniciar el descenso. No obstante, utilizando criterios para la densidad de carga en el canal de acuerdo a la bibliografía, se han obtenido resultados acordes con las medidas registradas. Los valores aquí calculados para la velocidad del líder negativo descendente están en la línea de los obtenidos por medios ópticos y reportados por Campos y Saba [94]. En cualquier caso, serían necesarios más estudios para validar el método.

Distancia de Cebado

Como parámetro de referencia en la protección contra el rayo de estructuras en tierra, en este capítulo se utiliza el modelo *FEM* para obtener valores de la distancia de cebado (striking distance).

6.1 Aplicación para el cálculo de la distancia de cebado

En el apartado 2.4.3 se define la distancia de cebado (striking distance) como la distancia existente entre el extremo del líder negativo descendente (stepped leader) y el punto sobre la superficie de tierra, o la estructura sobre la que impactará la descarga, en el instante en el cual se alcanza el valor de campo eléctrico crítico de cebado del aire y se inicia el líder ascendente positivo de conexión. Este valor, calculado como el gradiente de potencial medio entre la punta del líder y tierra, fue establecido por Golde en [26] a partir de ensayos en laboratorio y establece valores de campo eléctrico crítico de ruptura de 300 kV/m en el caso de líder positivo y 500kV/m para líder negativo.

Al aplicar el modelo *FEM* se utilizan las mismas condiciones de geometría, contorno y mallado que las utilizadas en el capítulo 3 con líder vertical y el terreno como un plano conductor perfecto. Se pretende obtener una ecuación, similar a las presentadas en el apartado 2.4.3, que nos relacione la striking distance (R_s) con el pico de la corriente de primer retorno, de la forma de la ecuación (2.37) donde k y a serán las constantes a determinar.

El valor de la I_{pf} (kA) nos proporciona la densidad de carga en el canal del líder (ρ_l en C/m) que es el parámetro determinante en el valor de la R_s (m). Por este motivo, se considera de interés realizar el estudio para diferentes relaciones entre I_{pf} y ρ_l con distribución de carga variable de acuerdo a la propuesta de la ecuación (2.23) y distribución de carga uniforme según la propuesta de Golde, ecuación (2.6). En la Fig. 6.1 se muestran los valores obtenidos tomando el criterio de los 500 kV/m de gradiente de potencial medio entre el extremo inferior del líder y tierra.

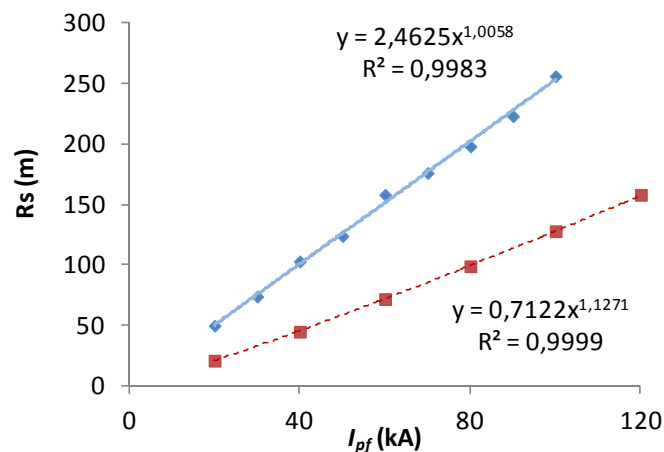


Fig. 6.1. Distancias de cebado obtenidas por el modelo *FEM*, en línea continua para ρ_l de acuerdo a la ecuación (2.23) y en discontinua según la ecuación (2.6).

De forma que a partir de las regresiones de los valores obtenidos se infieren las ecuaciones (6.1) para distribución de carga exponencial y (6.2) para carga uniforme

$$R_s = 2,4625 \cdot I_{pf}^{1,006} \tag{6.1}$$

$$R_s = 0,7122 \cdot I_{pf}^{1,1271} \tag{6.2}$$

Todo y que la carga negativa total en el canal es mayor en el caso de distribución uniforme (1,5 C) que para la de tipo variable (0,97 C), en la Fig. 6.1 se observa que la distribución variable de acuerdo a la ecuación (2.23) proporciona valores de R_s más grandes ya que asigna un valor mucho mayor de carga a la parte final del canal, de forma que las condiciones son más favorables a superar el campo eléctrico de ruptura.

6.2 Análisis de resultados y comparativa

Se contrastan los resultados proporcionados por el modelo con algunas de las propuestas más referenciadas en la literatura. En el capítulo 2 se mencionan algunas de estas propuestas como la del IEEE WG y recomendada por Cigre (ecuación (2.38), similar a la de Love [25] que se formula en la ecuación (6.3) y coincide con la adoptada en la norma IEC 62305-1 (2006), la de Cooray [60] en la ecuación (2.39), la de Armstrong [118] en la ecuación (6.4) y la de Petrov [119, 120] en la ecuación (6.5).

$$R_S = 10 \cdot I_{pf}^{0,65} \tag{6.3}$$

$$R_S = 6 \cdot I_{pf}^{0,8} \tag{6.4}$$

$$R_S = 4,8 \cdot I_{pf}^{2/3} \tag{6.5}$$

En la Fig. 6.2 se muestra la comparación y se puede apreciar una clara diferencia entre dos grupos. Los resultados obtenidos para distribución de carga variable (Modelo *FEM 1*) están en concordancia con las propuesta de Armstrong y la IEC 62305-1 (y Love) para valores de $I_{pf} \leq 60$ kA, incrementándose las diferencias con el aumento de la I_{pf} .

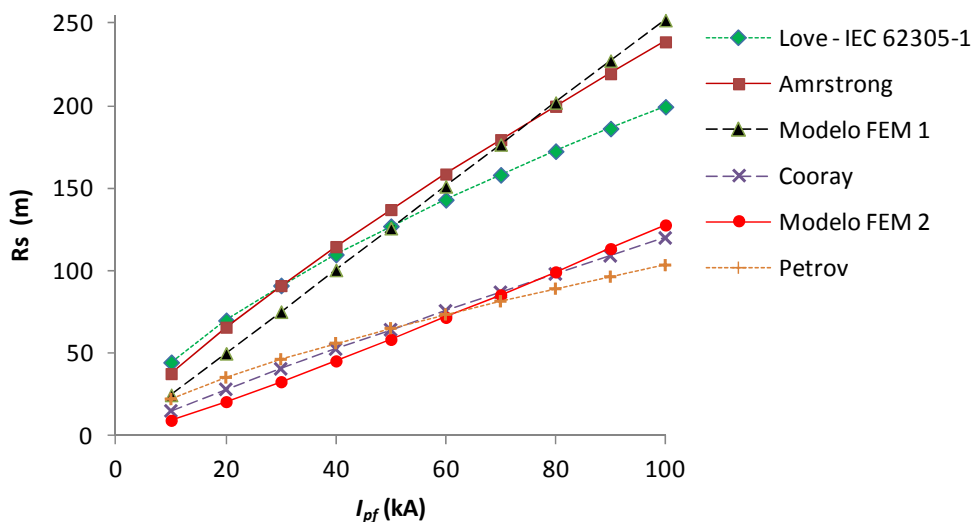


Fig. 6.2. Distancias de cebado obtenidas según diferentes propuestas

Por otra parte los resultados obtenidos para distribución de carga uniforme (Modelo *FEM 2*) están en la línea de las propuestas de Petrov y Cooray. La propuesta de Cooray

está realizada en base a la ecuación (2.23), pero no para una distribución variable sobre todo el canal del líder, sino que determina la R_s tomando un valor promedio de carga (uniforme) para los últimos 100 metros de canal [60] .

También se ha realizado la simulación para un gradiente de potencial medio de 750 kV/m, como valor mínimo necesario para la propagación de los penachos negativos de acuerdo al criterio enunciado por Bacchiega [78] y utilizado por Mazur [40, 77] y Vargas [117] en sus propuestas. En la figura 6.3 se muestran los resultados proporcionados por el modelo *FEM* y son comparados con la ecuación (2.40) propuesta por Vargas y obtenida a partir de un modelo bilíder, también con distribución de carga de tipo exponencial. Se comprueba que los resultados de ambos modelos son similares para valores de $I_{pf} \leq 60$ kA.

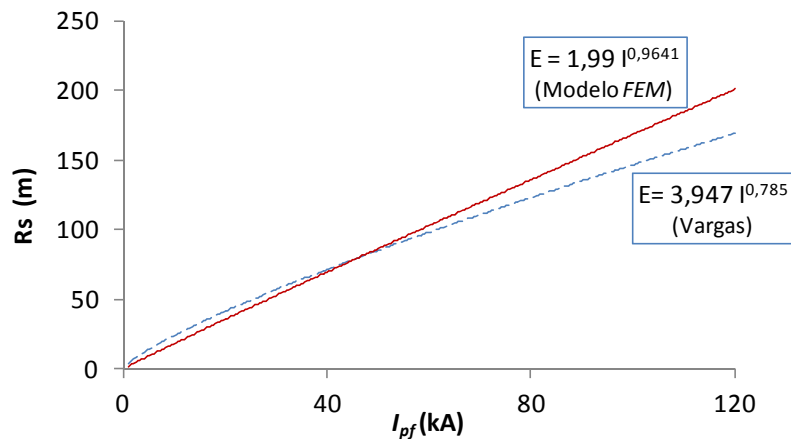


Fig. 6.3. Distancias de cebado obtenidas para un valor de $\Delta E_{med} = 750$ kV/m

Se puede observar que las curvas mostradas en la Fig. 6.3, si las situamos sobre las representadas en la Fig. 6.2 quedarían situadas en un término medio.

A la vista de los resultados se puede concluir que las soluciones proporcionadas por el modelo FEM están en concordancia con las propuestas disponibles en la literatura para el cálculo de striking distance, todo y considerando las diferencias de criterios con los que han sido realizadas las diferentes propuestas.

Conclusiones finales y trabajos futuros

En este capítulo se describen las conclusiones y aportaciones obtenidas durante el trabajo de investigación de esta tesis. Por otra parte en el desarrollo de la tesis se han abordado diferentes etapas, que independientemente del objetivo inicial, han proporcionado resultados de interés y temas de reflexión que abren la puerta a futuros trabajos.

7.1 Conclusiones finales

La principal contribución realizada en este trabajo es el desarrollo y aplicación de una metodología sobre *FEM* para el estudio del stepped leader y su influencia sobre tierra (o estructuras sobre ella). El modelo permite la implementación de geometrías en 3D y la incorporación de estructuras complejas y terreno no plano, facilitando obtener resultados en situaciones en las que no es posible disponer de aproximaciones teóricas.

En el modelado del stepped leader (que puede seguir una trayectoria 3D) se contempla el ajuste de la longitud del salto, que puede ser modificada en función de la altura a la que se encuentre el líder, así como los tiempos “inter-salto” a fin de aproximar el proceso a la situación real de avance de un líder negativo escalonado.

Al definir un modelo de simulación, y más teniendo en cuenta la magnitud de las geometrías utilizadas, es de gran importancia la correcta definición y ajuste de parámetros en el modelo. Con este objetivo se ha validado y contrastado, con buenos resultados, el modelo con ecuaciones teóricas y medidas de campo obtenidas en diferentes circunstancias, lo cual ha permitido obtener aportaciones relacionadas con el conocimiento del dart leader y el stepped leader.

La metodología descrita en el capítulo 3 nos permite realizar una estimación de la velocidad del dart leader a lo largo de su trayectoria sin necesidad de disponer medios ópticos. En base a diversas medidas disponibles en la literatura se utiliza el modelo para determinar la velocidad de avance del líder para diferentes alturas a partir de las medidas $\Delta E = f(t)$, con resultados en concordancia con los publicados y evidenciando una tendencia en el líder dardo a disminuir su velocidad al aproximarse al suelo. Para distancias del punto de observación próximas a la vertical del canal del líder, se verifica que el 90% del ΔE se produce en su parte final (400 m para $r = 50$ m), lo que justifica que para el estudio de los efectos del líder negativo descendente sobre estructuras en tierra puede reducirse el esfuerzo y tiempo de cálculo, aumentando la resolución sólo en esta parte final del líder.

Se comprueba como el aumento de I_{ps} determina una mayor velocidad media, siendo mucho más evidente en la parte final del líder (90% ΔE) y se infieren nuevas ecuaciones que nos permiten relacionar fácilmente ρ_l e I_{ps} con ΔE_{max} y la distancia del punto de observación a la vertical del canal (r) en el caso ideal de líder vertical, con estas ecuaciones es posible identificar y cuantificar algunas “discrepancias” entre las medidas que pueden poner de manifiesto situaciones como inclinaciones del canal o posibles errores en los datos.

En el capítulo 4 con datos de medidas y detecciones realizadas, se simula una situación de tormenta con la nube y un stepped leader que se asume prácticamente vertical. Como una aplicación del modelo se calcula el perfil de campo eléctrico en la nube para la vertical del canal antes de lanzar el líder, los valores de gradiente de potencial así obtenidos muestran buena concordancia con las detecciones registradas de inicio de descargas IC y la CG estudiada, lo que abre la posibilidad de utilizar el modelo no sólo en la descarga descendente sino también en los fenómenos relacionados con la formación y evolución de la nube de tormenta.

Se comparan las medidas registradas para el stepped leader con las soluciones del modelo para diferentes propuestas de distribución de carga en el canal y se comprueba la importancia del criterio utilizado, sobre todo por lo que respecta al valor de la carga en la parte final del canal, y sus efectos en la E_{max} en función de la distancia del punto de observación. Se calculan las velocidades de avance del líder negativo en función de la altura, obteniendo valores en la banda baja de los propuestos en la literatura y se constata en la descarga registrada una ligera tendencia a disminuir su velocidad al aproximarse a tierra.

Utilizando el modelo para diferentes valores de I_{pf} en condiciones de líder vertical y terreno conductor perfecto plano se obtiene una ecuación que nos permite obtener una estimación de la distancia del punto de medida al de impacto en función de los valores registrados de I_{pf} y E_{max} .

En el capítulo 5 se realiza un estudio teórico de los efectos provocados por las descargas negativas descendentes con trayectoria inclinada, se comprueban los efectos provocados por la inclinación del canal y se utilizan los resultados teóricos para verificar que los errores introducidos por el modelo *FEM* son menores al 5% con tendencia a disminuir al aproximarse el líder a tierra.

Se estudian dos casos de líder dardo con trayectoria inclinada, utilizando la ecuación teórica y resultados del modelo se plantea un sistema de ecuaciones que nos permite estimar el ángulo de inclinación, obteniendo valores acordes con las medidas y observaciones disponibles. Se calcula la velocidad de avance del líder para el caso de trayectoria inclinada y se constata que considerando sólo la parte final del líder (90% ΔE), el error introducido, en cuanto a la velocidad, de considerar trayectoria vertical en lugar de inclinada es del orden del 4%.

A partir de medidas registradas en una zona de montaña en Nuevo Méjico se simula una descarga real en 3D. Se reproduce la orografía del terreno y la trayectoria de la descarga negativa descendente y se establecen condiciones de carga uniforme en el canal en base a las propuestas disponibles en la literatura, obteniéndose resultados acordes con las medidas registradas.

Se calcula la velocidad de avance del líder para diferentes alturas, así el líder inicialmente sigue una trayectoria casi horizontal entre los 5 y 6 km de altura, intervalo en el cual la velocidad disminuye rápidamente, posteriormente hay una zona intermedia en la cual la velocidad aumenta y finalmente (por debajo de los 4,5 km de altura) la velocidad vuelve a disminuir. Esta “oscilación” en la velocidad del stepped leader esta en concordancia con las observaciones de Campos y Saba [94].

En el capítulo 6 se utiliza el modelo para el cálculo de la striking distance, obteniéndose una ecuación para el caso de distribución de carga uniforme y otra para carga variable. Esta última está en buena concordancia con la norma IEC 62305-1.

7.2 Futuras líneas de trabajo

En este apartado se proponen diferentes líneas de investigación con el propósito de ampliar los resultados de la tesis, así como abrir nuevas vías de investigación. Algunas de las propuestas son continuación directa del trabajo presentado en los capítulos anteriores y pueden abordarse a partir de la metodología y condiciones de modelado ya descritas para esta tesis e incluso, en algunas de las propuestas, ya se han realizado pruebas y se dispone de algunas soluciones. Otras, seguramente requieran de una revisión de las condiciones de modelado.

- ✓ El primer trabajo pendiente es continuar con la validación del modelo con simulaciones de más descargas en 3D, en este sentido está previsto desarrollar una nueva campaña de medidas en Catalunya y se está a la espera de nuevos datos aportados desde el New México Tech. En este punto será de interés trabajar con la versión más actual de Comsol que incorpora la funcionalidad de capturar datos topográficos (datos de altura) lo que facilitará el modelado del terreno y mejorará la precisión en los resultados.
- ✓ Ampliar el estudio realizado para la striking distance al concepto de radio de atracción (attractive radius) que incorpora la altura de la estructura y en general a estructuras complejas.
- ✓ Incorporar al modelo criterios de propagación, tanto para el líder negativo descendente como para el líder ascendente positivo (upward leader), implementando mediante *FEM* los modelos propagativos de Rizk y del LPM (del cual recientemente se ha publicado un trabajo sobre *FEM*).
- ✓ Incorporar al modelo *FEM* valores de resistividad del terreno y estudiar los efectos sobre los valores de campo eléctrico.
- ✓ Mediante el modelo desarrollado se dispone de datos de distribución de carga y del potencial para la punta del líder para la altura correspondiente a cada salto, de forma que podría ser de interés determinar la capacidad equivalente para cada salto y definir un circuito eléctrico total equivalente para el canal del líder.

Sobre la aplicación del FEM

Como herramienta de cálculo se ha utilizado el Método de Elementos Finitos, *FEM* en su abreviatura inglesa. Sin pretender extenderse en el tema, documentado en [82, 83, 108-110], el *FEM* es una técnica numérica que aproxima una solución a un sistema de ecuaciones diferenciales y que requiere que el problema este definido en un dominio (o geometría), que será dividido en un número finito de pequeñas regiones formando un mallado. Para cualquier punto en el interior de cada elemento del mallado, las soluciones quedan definidas a partir del comportamiento de cada nodo que lo conforma y a través de funciones de interpolación. La precisión de los resultados depende en gran medida del tamaño de los elementos de mallado.

En resumen, con el *FEM* se trata de aproximar un sistema continuo a un modelo discreto transformando un problema de ecuación diferencial en derivadas parciales en un sistema algebraico lineal, fácil de resolver con un ordenador. En esta trabajo de tesis se ha utilizado el Método de Elementos Finitos sobre el software comercial Comsol Multiphysics 3.4[©]. Existen diversas aplicaciones comerciales que utilizan *FEM*, no obstante, se optó por Comsol, debido a su perfecta compatibilidad con Matlab[©] lo que proporciona de facilidad para el diseño de los algoritmos de control y ajuste de las geometrías implantadas con Comsol.

El software Comsol Multiphysics 3.4 permite trabajar con procesadores de 64bit y en la fase inicial algunas simulaciones se realizaron sobre workstation con 64bits y 16GB de RAM, con una gran potencia y rapidez de cálculo. No obstante, por circunstancias, el núcleo del trabajo aquí presentado se ha desarrollado sobre un procesador más modesto, de 32bit y con 4GB de RAM

Aplicación Electroestática

A partir de las ecuaciones de Maxwell y sus soluciones generales podemos describir cualquier problema electromagnético. En el caso de aproximación electrostática, cuando esto es posible, se simplifica el problema matemático y facilitan los cálculos ya que se trata el campo eléctrico (electrostático) como dependiente únicamente de la distribución de cargas. Para nuestro estudio, en las condiciones de velocidad del stepped leader (o dart leader) $\ll c$ (velocidad de la luz), esta suposición es válida y podemos abordar la solución como un suceso de problemas de electrostática.

En condiciones electrostáticas el potencial eléctrico podemos definirlo a partir de la ley de Gauss

$$\mathbf{E} = -\nabla V \quad (\text{A.1})$$

De forma que utilizando la ecuación (A.2)

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (\text{A.2})$$

Donde \mathbf{D} es el campo de desplazamiento (C/m^2), podemos reescribir la ecuación (A.1), como la ecuación de Poisson

$$-\nabla \cdot (\varepsilon_0 \nabla V - \mathbf{P}) = \rho \quad (\text{A.3})$$

Donde, V es el potencial eléctrico, \mathbf{P} la polarización eléctrica, ε_0 es la permitividad del vacío (nuestro medio es el aire) y ρ es la densidad de carga espacial.

En una etapa inicial, se realizaron pruebas y simulaciones considerando algunos de los aspectos anteriores que, más adelante, nos permitirán elegir las opciones más adecuadas. Se optó por los casos más simples de implementar (sin presencia de estructuras) y en los que se espera que las complicaciones por modelado matemático tengan poca influencia en los resultados, facilitando la definición de las condiciones de contorno y la obtención de resultados. A continuación se presentan algunos de los resultados obtenidos

Modelo de nube con tres cargas esféricas

Esquema y resultado de la simulación numérica mediante el método de elementos finitos. Se han utilizado los mismos datos que aparecen en la Fig. 2.12 a) y puede

comprobarse que la gráfica obtenida y representada en la Fig.A.1.2 coincide con el teórico presentado en la Fig. 2.12 b)

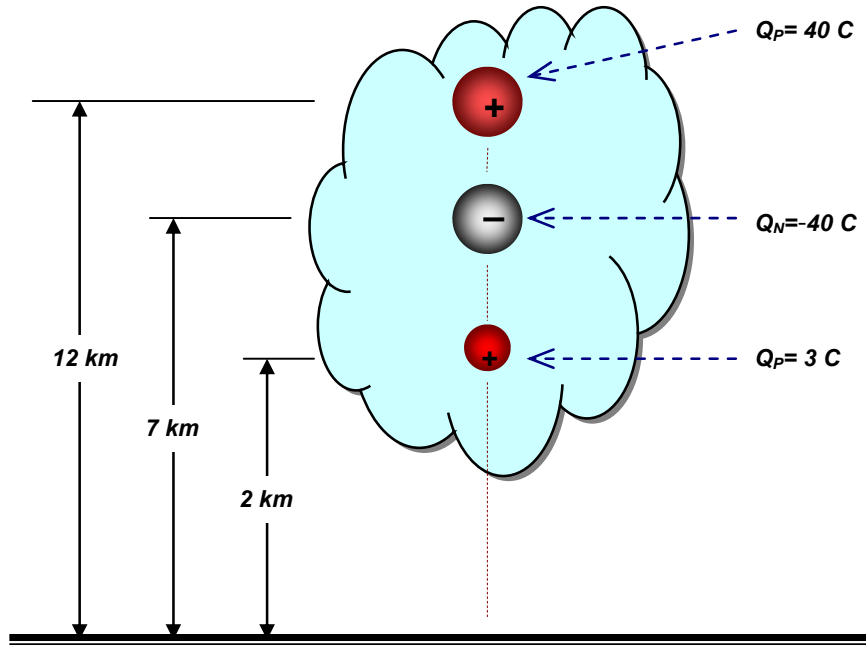


Fig.A.1.1 Geometría con tres centro de carga (adaptado de [43]).

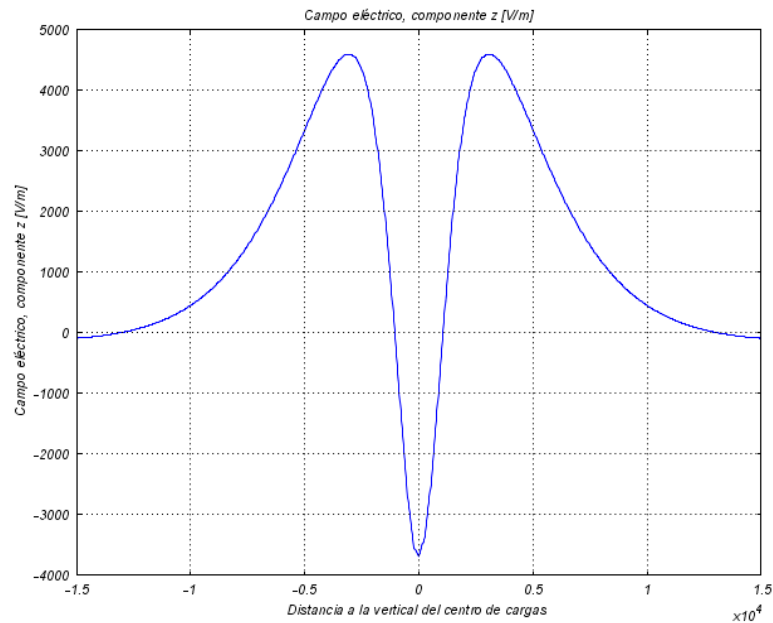


Fig.A.1.2. Campo eléctrico vertical E en función de la distancia horizontal D para la geometría expuesta en la Fig.A.1.1.

Modelo de nube con una carga esférica negativa sin líder

En el estudio de los efectos de la distribución de carga eléctrica en la nube sobre el suelo o estructuras sobre él (por tanto alejadas de los centros de carga), se admite la aproximación de considerar un solo centro de carga negativo, lo que facilita en gran manera la solución matemática. En el estudio realizado para una esfera de carga negativa de 1 km de radio, situada a 5,5 km de altura y para tres valores diferentes de carga: -15 C, -20 C y -30 C, se contrastan los resultados obtenidos con la simulación numérica mediante *FEM* (Fig.A.1.4) y las gráficas presentadas en la Fig. 2.13 b) a partir de la teoría básica (ecuación (2.28)), pudiéndose apreciar la coincidencia de los resultados obtenidos.

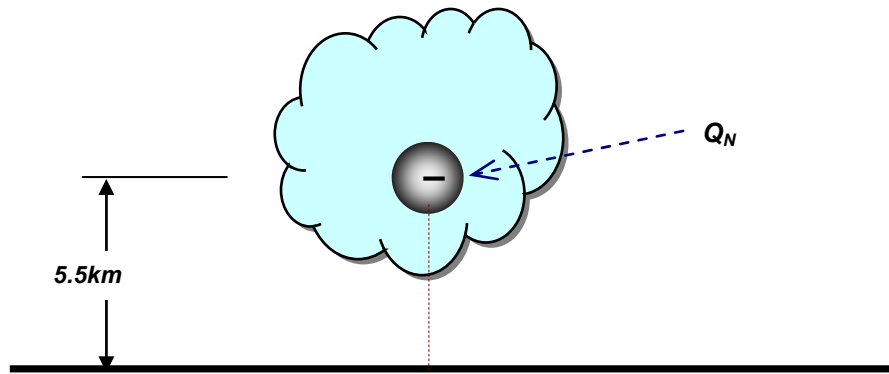


Fig.A.1.3. Geometría con tres centro de carga (adaptado de [Uman 2003])

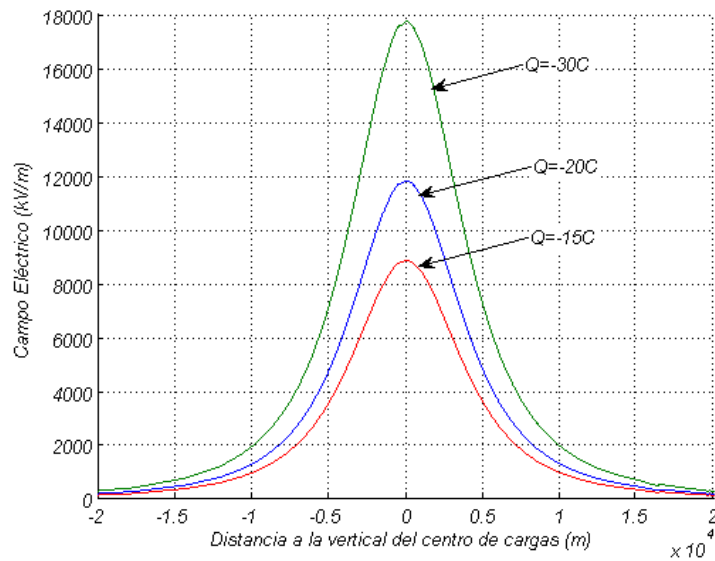


Fig.A.1.4. Campo eléctrico vertical normalizado E en función de la distancia horizontal D para la geometría expuesta en la figura 24

Sobre las geometrías utilizadas

Las situaciones planteadas en los capítulos 3 y 4 pueden resolverse con geometrías 2D, no obstante, se optó directamente por el 3D puesto que se trata de contrastar y validar el procedimiento para ser utilizados con geometrías más complejas. Trasladado a nuestra aplicación y en líneas generales, se trata de aplicar la ecuación (A.3) para el cálculo del campo eléctrico dentro de un dominio ($\Omega = \mathcal{R}^3$) con material dieléctrico (aire) y en el interior de la cual pueden situarse otras geometrías con sus respectivas propiedades y condiciones.

Geometría, propiedades y mallado utilizados en el capítulo 3

Para el estudio sobre el líder dardo, como se describe en el apartado 3.1.1, se ha definido un dominio principal (o volumen de control) Ω , como un cilindro de 10 km de radio y 12 km de altura. Para las superficies ($\partial\Omega$) que forman las caras del cilindro puede adoptarse diferentes condiciones [110], en nuestro caso se asigna para la superficie inferior el valor $V_{\partial\Omega} = 0$ (tierra) y para el resto de superficies (laterales y superior) se asigna el valor de $\rho_{\partial\Omega} = 0$ (carga cero). En el interior de Ω se considera un medio dieléctrico uniforme (aire, $\epsilon_r = 1$) y un líder que modela al líder descendente con una densidad de carga asignada $\rho_{\partial}^2 \Omega$, este valor puede ser una constante (carga uniforme) o ser ajustado en función de la altura a través de una ecuación.

Para el mallado, el software utilizado permite diversas posibilidades y se realizaron pruebas a fin de elegir la mejor opción en cuanto a precisión en la solución y velocidad de procesamiento, el disponer de modelos teóricos ajustados a la situación reproducida permite el contraste de los resultados obtenidos. Las características de la malla utilizada tiene especial importancia ya que el gran tamaño de la geometría utilizada puede

provocar el desbordamiento de memoria del equipo informático, por este motivo se opta por una mallado progresivo.

Para mejorar la precisión de las soluciones se trabaja con dos posibilidades, la primera consiste en incorporar una línea sobre tierra (con $V_{\delta^2\Omega} = 0$) en la que intensificar el mallado y la segunda, en la que se colocan puntos (con $V_{\delta^3\Omega} = 0$) a las distancias concretas en las que se requiere contrastar resultados. Después de comprobar que no hay diferencias significativas de resultados, parece mejor la segunda opción por precisar de menos recurso del ordenador y poder implementarse con terreno no plano.

En la Tabla A2.1 y Tabla A2.2 se muestran las características del cálculo *FEM* con línea de tierra y con puntos de medida, respectivamente. Las soluciones obtenidas para las distancias de $r = 15, 50, 500, 1000$ y 2000 m de la vertical del canal difieren en menos de un 1% entre un método y otro.

Tabla A2.1. Parámetros de mallado con línea de tierra sin puntos de medida

<p>Subdominio (mallado normal), tamaño máximo de elemento = 1000 tasa de crecimiento = 1,5</p> <p>Canal del líder (mallado extrafino), tamaño máximo de elemento = 15 tasa de crecimiento = 1,35</p> <p>Línea Tierra (2000 m de longitud) (mallado extrafino), tamaño máximo de elemento = 5 tasa de crecimiento = 1,35</p>	<p>La malla consiste de 197718 elementos.</p> <p>Número de grados de libertad resueltos para: 280807</p> <p>Instante de solución: 36,734 s (por cada iteración)</p>
--	---

Tabla A2.2. Parámetros de mallado con puntos de medida sin línea de tierra

<p>Subdominio (mallado normal), tamaño máximo de elemento = 1000 tasa de crecimiento = 1,5</p> <p>Canal del líder (mallado extrafino), tamaño máximo de elemento = 15 tasa de crecimiento = 1,35</p> <p>Puntos de medida ($r = 15, 50, 500, 1000$ y 2000 m) tamaño máximo de elemento = 5 tasa de crecimiento = 1,35</p>	<p>La malla consiste de 124437 elementos.</p> <p>Número de grados de libertad resueltos para: 172170</p> <p>Instante de solución: 20.265 s (por cada iteración)</p>
---	---

En la Fig.A.2.1 se muestra un detalle del mallado con el líder próximo a tierra para $r = 15, 50, 500, 1000$ y 2000 m.

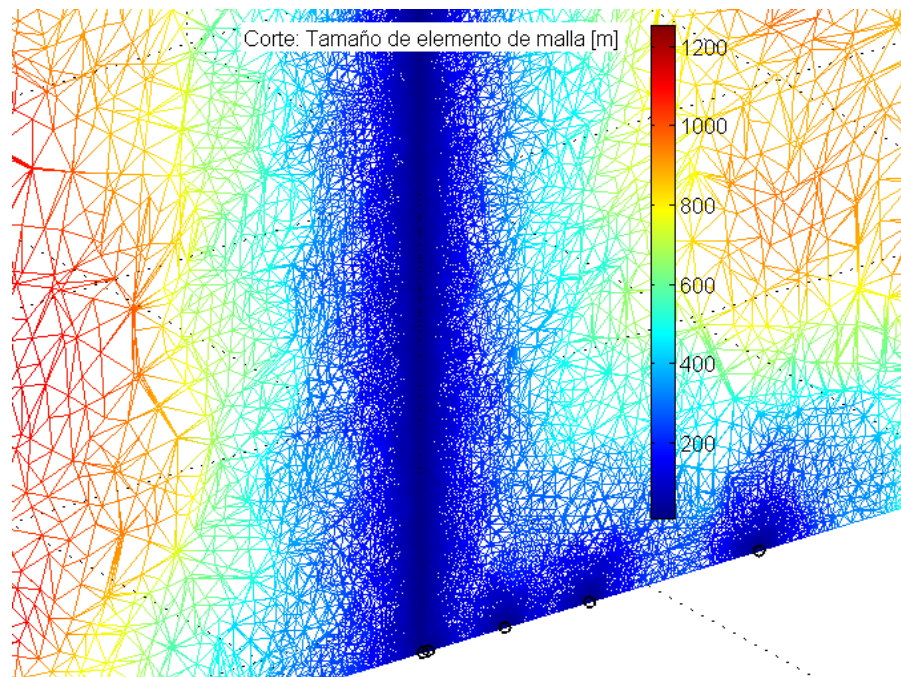


Fig.A.2.1 . Tamaño de malla de la geometría utilizada

Por otra parte, comparando la solución proporcionada por Comsol con el resultado de la ecuación teórica para líder vertical se comprueba que el error, siempre en defecto, es de un 3,5% a la distancia de 15 m y tiende a aumentar con la distancia del punto de observación, siendo del 4,5% para $r = 2000$ m. Estos valores se consideran aceptables y podrían reducirse depurando la geometría y con mayor potencia de cálculo.

El número de iteraciones viene determinado por la longitud estimada de cada salto, y como se explica en el apartado 3.1, en la fase inicial para $h(t) \geq 2500$, se realizan los cálculos para puntos separados cada 200 m, para $2500 > h(t) > 500$ cada 50 m, para $500 > h(t) > 160$ cada 10 m, para $160 > h(t) > 10$ m cada 5 m y para $10 > h(t) > 1$ m cada 1 m, lo cual determina en torno a 140 “saltos”, y un tiempo total de simulación (para el equipo utilizado) próximo a 48 minutos, tiempo que puede reducirse aumentando la longitud de los escalones en la fase inicial.

Finalmente, sobre el dominio principal Ω se aplica un “mallado normal” (estandar del software), sobre el canal del líder se aplican los valores correspondientes a “mallado extrafino” con valores de factor de crecimiento de malla, tasa de crecimiento de elemento, factor de curvatura de malla e intercepción de curvatura de malla de 0,35 - 1,35 - 0,3 y 0,005, respectivamente y tamaño de elemento máximo de 15. Para los puntos definidos de medida se mantienen los mismos parámetros de mallado extrafino pero con un tamaño de elemento máximo de 5.

Para el cálculo del ΔE , a fin de mantener el equilibrio de carga total en el sistema, se procede de forma similar a la ecuación (2.32), de forma que se resta el efecto de la carga que se va incorporando al canal, referido al punto de origen del líder dardo. Esta operación se realiza sobre el valor calculado por Comsol para cada salto de avance del líder. Si vemos la ecuación (5.1), este efecto es el incorporado por el término f_l .

Geometría, propiedades y mallado utilizados en el capítulo 4

El modelo *FEM* para el estudio del líder escalonado se realiza con los mismos criterios utilizados para el estudio del líder dardo (capítulo 2) con alguna diferencia. En la geometría se incorporan las zonas de carga volumétrica de la nube ($\pm\rho_{\text{c}\omega}$), al incorporar la nube el volumen de control principal es un cilindro de 15x15km y el equilibrio de carga total, en este caso, se mantiene, restando del centro de carga negativo de la nube el valor de carga que se va incorporando al canal del líder.

Geometría, propiedades y mallado utilizados en el capítulo 5

El diseño de la geometría y asignación de propiedades ya se ha comentado en el apartado 5.3.6, en cuanto al mallado se siguen los mismos criterios y valores comentados anteriormente. En la Fig.A.2.2 se muestra un detalle del mallado utilizado en estudio de líder inclinado (apartado 5.2).

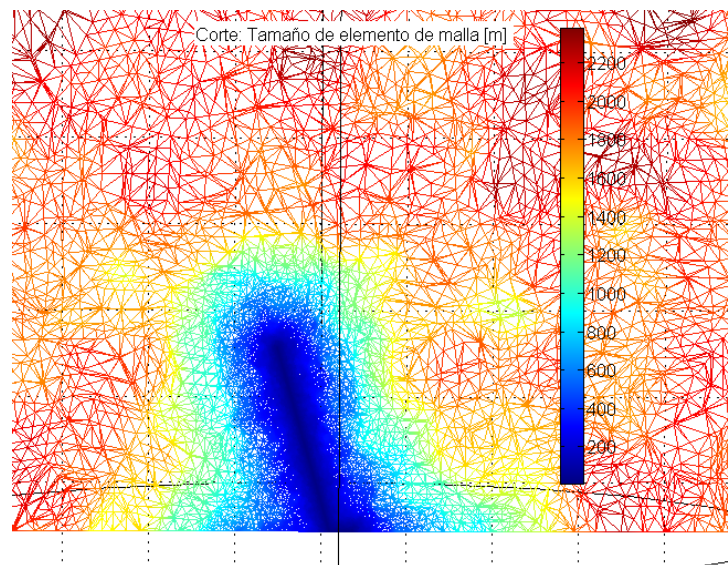


Fig.A.2.2 Tamaño de malla de la geometría utilizada

En el estudio de líder tortuoso (apartado 5.3) se sitúa un punto “de medida” específico en $x=0, y=0, z=3249$ (con $V_{\partial}^3 = 0$) y las condiciones de mallado especificadas anteriormente.

En el caso de asignación de propiedades y mallado en geometrías dinámicas aparece una complicación adicional, ya que una cuestión es disponer de una geometría con puntos, líneas, superficies y subdominios ya definidos que tenemos identificadas y pueden cambiar de posición, y otro mas complicado de abordar, es cuando se incorporan nuevos objetos a la geometría. En el primer caso no es difícil asociar las propiedades y condiciones de mallado correspondientes a un objeto concreto y que se “desplazan” con el objeto. En el segundo supuesto, al incorporar nuevos objetos (puntos, líneas, superficies o dominios) es necesario no sólo identificar a los nuevas incorporaciones sino “resituarse” toda la geometría. Para ello se debe tener en cuenta la forma en la que el software Comsol identifica y numera a los objetos. La forma de hacerlo es partir del objeto mas elemental, que es el punto (vértice), así los puntos se indentifican de menor a mayor a partir de las coordenadas de los puntos siguiendo el criterio:

$$vértice_{\min} = \left[\left\{ \min x_n \left\{ \min y_n \left\{ \min z_n \right\} \right\} \right\} \right]_{n=0}^n \tag{A.II.1}$$

En la Fig.A.2.3 se muestra la identificación de vértices y líneas para una geometría.

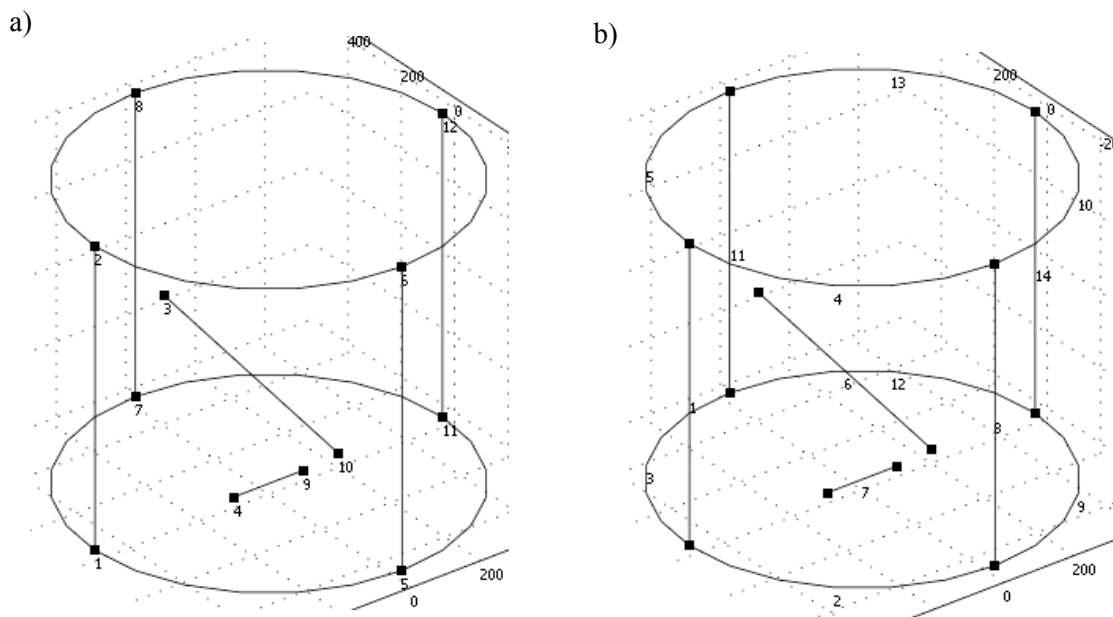


Fig.A.2.3 Identificación de vértices en a) y de líneas en b) para una geometría

A partir de la identificación de los puntos se identifican el resto de objetos siguiendo un criterio similar, las líneas a partir del vértice de menor índice, las superficies a partir de la línea de menor índice y los dominios a partir de las superficies.

En el caso de la geometría del apartado 5.3 tenemos un líder con trayectoria tortuosa formado por una serie de segmentos cuya identificación en la geometría total va cambiando con el avance del líder.

Para solucionar el problema, se parte de la geometría de inicio y se dispone de un algoritmo en Matlab que controla la identificación de objetos y asignación de propiedades y mallado en Comsol al evolucionar la geometría. Esta solución sería la normal para casos en los que la trayectoria del líder, no este predeterminada y dependiera de factores como la evolución de determinados valores en el modelo. Una aplicación similar a esta es utilizada por Borghetti [9] en la aplicación de FEM sobre el *LPM*. En el caso de tener determinada la trayectoria del líder y por tanto el posicionamiento de los objetos, es posible una solución más simple que consiste en implementar la geometría completa y “activar” las propiedades y condiciones de mallado en el paso de cálculo adecuado.

Referencias Bibliográficas

- [1] M. A. Uman, "Lightning discharges," *Science (New York, N.Y.)*, vol. 200, p. 674, 1978-May-12 1978.
- [2] M. Vargas and H. Torres, "On the development of a lightning leader model for tortuous or branched channels - Part I: Model description," *Journal of Electrostatics*, vol. 66, pp. 482-488, Sep 2008.
- [3] V. Cooray, *Lightning Protection*. London, UK.: The Institution of Engineering and Technology., 2010.
- [4] L. Dellera and E. Garbagnati, "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*, vol. 5, pp. 2009-2022, 1990.
- [5] M. Becerra and V. Cooray, "A simplified physical model to determine the lightning upward connecting leader inception," *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 21, pp. 897-908, Apr 2006.
- [6] L. Arevalo and V. Cooray, "'The mesh method' in lightning protection standards - Revisited," *Journal of Electrostatics*, vol. 68, pp. 311-314, Aug 2010.
- [7] L. Arevalo and V. Cooray, "Preliminary study on the modelling of negative leader discharges," *Journal of Physics D-Applied Physics*, vol. 44, Aug 10 2011.
- [8] S. F. Madsen and H. V. Erichsen, "Improvement of numerical models to determine lightning attachment points on wind turbines," in *29 th ICLP*, Uppsala, Sweden, 2008.
- [9] A. Borghetti, F. Napolitano, C. A. Nucci, M. Paolone, and M. Bernardi, "Numerical Solution of the Leader Progression Model by means of the Finite Element Method," presented at the 30th ICLP., Cagliari, Italy, 2010.
- [10] R. G. Harrison, "The global atmospheric electrical circuit and climate," *Surveys in Geophysics*, vol. 25, pp. 441-484, Nov 2004.
- [11] R. G. Harrison, K. L. Aplin, F. Leblanc, and Y. Yair, "Planetary atmospheric electricity," *Space Science Reviews*, vol. 137, pp. 5-10, Jun 2008.
- [12] J. Batlló, Alberca, L.F., "Mesura de l'electricitat atmosfèrica a l'observatori de l'Ebre," in *V trobades d'història de la ciència i de la tècnica*, Barcelona, 2000., pp. 150-160.
- [13] C. T. R. Wilson, "Investigations on lightning discharges and on the electric field of thunderstorms," vol. A221, ed. London: Phil. Trans. Roy. Soc, 1920, pp. 73-115.
- [14] M. Uman, "The Lightning Discharge," A. Press, Ed., ed New York, 1987.
- [15] C. Gary, *La foudre: des mythologies antiques à la recherche moderne* Paris Masson, 1995.
- [16] P. R. Krehbiel, "The electrical structure of thunderstorms, The Earth's Electrical Environment," *Studies in Geophysics*, National Academy Press, Washington D.C.1986.
- [17] E. R. Williams, "The tripole structure of thunderstorms," *Journal of Geophysical Research*, vol. 94, pp. 13,151-13,167, 1989.
- [18] Encyclopedia Britannica on line:Lightning [Online]. Available: <http://serach.eb.com/eb/article-9048228>
- [19] K. Berger and R. Orville, "Physical characteristics of cloud-to-tower lightning discharges at monte-san-salvatore-observatory," *Transactions-American Geophysical Union*, vol. 56, pp. 990-990, 1975.

- [20] K. Berger, Anderson, R.B. , "Parameters of lightning flashes," *Electra* pp. 223-237, 1975.
- [21] H. J. Christian, "Global Lightning Activity," in *12th International Conference on Atmospheric Electricity*, Versailles, France, 2003, pp. 673-676.
- [22] B. J. Franklin, "Experiments and observations on Electricity," *Phil. Tran. Royal Soc*, vol. A47, pp. pp. 202-201, 1752.
- [23] T. Horváth, "Standardization of lightning protection based on the physics or on the tradition?," *Journal of Electrostatics*, vol. 60, pp. 265-275, 2004.
- [24] F. Young, Clayton, J., Hileman, A. , "Shielding of Transmission Lines," *AIEE . Transactions on Power Apparatus and Systems. Special supplement*, pp. 132-154, 1963.
- [25] R. Love, "Improvements on Lightning Strokes Modelling and Applications to the Design of EHV and UHV Transmission Lines," M.Sc. Thesis, University of Colorado, Denver, 1973.
- [26] R. H. Golde, *Lightning Protection*. London: Edward Arnold, 1973.
- [27] R. H. Lee, "Protection zone for buildings against lightning strokes using transmission line protection practice," *IEEE Trans Ind Appl*, vol. IA-14, pp. 465-470, 1978.
- [28] R. H. Lee, "Lightning protection of buildings," *IEEE Trans Ind Appl*, vol. IA-15, pp. 236-240, 1979.
- [29] A. J. Eriksson, "Improved electrogeometric model for transmission line shielding analysis," *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. PWRD-2, pp. 871-886, 1987.
- [30] A. J. Eriksson, "The Incidence of Lightning Strikes to Power Lines," *Power Delivery, IEEE Transactions on*, vol. 2, pp. 859-870, 1987.
- [31] F. D'Alessandro and J. R. Gumley, "A "Collection Volume Method" for the placement of air terminals for the protection of structures against lightning," *Journal of Electrostatics*, vol. 50, pp. 279-302, 2001.
- [32] F. D'Alessandro, Gumley, J. , "The Development of the Three Dimensional Collection Volume Method as an Improved Electrogeometric Model for the Protection of Structures," in *25th ICLP Rhodes, Greece, 2000*, pp. 311-317.
- [33] L. Delleria and E. Garbagnati, "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*, vol. 5, pp. 2023-2029, 1990.
- [34] L. Delleria, A. Pignini, and E. Garbagnati, "Lightning simulation by means of leader progression model," Oxford, Engl, 1982, pp. F4. 1-F4. 9.
- [35] M. Bernardi, Delleria, L., Garbagnati, E., Sartorio, G. , "Leader Progression Model of Lightning: Updating of the Model on the Basis of Recent Test Results," in *23rd ICLP, Firenze, Italy, 1996*, pp. 399-407.
- [36] F. A. M. Rizk, "Switching impulse strength of air insulation: leader inception criterion," *Power Delivery, IEEE Transactions on*, vol. 4, pp. 2187-2195, 1989.
- [37] F. A. M. Rizk, "Modeling of transmission line exposure to direct lightning strokes," *Power Delivery, IEEE Transactions on*, vol. 5, pp. 1983-1997, 1990.
- [38] A. Bondiou-Clergerie, Gallimberti, I, "Theoretical modeling of the development of the positive spark in long gaps," *J. Phys. D: Appl. Phys*, vol. 27, pp. 1252-1266, 1994.
- [39] P. Lalande, "Etude des conditions de foudroisement d'une structure au sol," PhD. Thesis No. 4458, University of Paris Sud U.F.R. Scientifique D'Orsay, 1996.
- [40] V. Mazur and L. H. Ruhnke, "Determining leader potential in cloud-to-ground flashes," *Geophysical Research Letters*, vol. 29, Jun 15 2002.
- [41] B. Schonland, "Progressive lightning," presented at the IV Proc. Roy. Soc, London, 1938.
- [42] B. Schonland, "The lightning discharge," in *Handbuch der Physik*, Springer-Verlag, Ed., ed Berlin, 1956, pp. 576-628.
- [43] V. Rakov and M. Uman, *Lightning: physics and effects*. Cambridge, UK Cambridge University Press, 2003.
- [44] V. A. Rakov and M. A. Uman, "Waveforms of first and subsequent leaders in negative lightning flashes," *J. Geophys. Res.*, vol. 95, pp. 561-577, 1990.
- [45] R. Morrow and T. R. Blackburn, "The stepped nature of lightning, and the upward connecting streamer," *Journal of Physics D-Applied Physics*, vol. 35, pp. L69-L73, Aug 21 2002.

- [46] R. Morrow and T. R. Blackburn, "Reply to comment on 'The stepped nature of lightning and the upward connecting streamer'," *Journal of Physics D-Applied Physics*, vol. 36, pp. 416-417, Feb 21 2003.
- [47] E. Krider, C. Weidman, and C. Noggle, "The electric fields produced by lightning stepped leaders," *J. Geophys. Res.*, 82-6, pp. 951-960, 1977.
- [48] R. Orville and V. Idone, "Lightning leader characteristics in the Thunderstorm," *Research International Program. J. Geophys. Res.*, 87, pp. 11,177-11,192, 1982.
- [49] E. Bazelyan and Y. Raizer, *Lightning physics and lightning protection*. London: Institute of Physics Publishing, 2000.
- [50] V. Cooray, *The lightning flash*. London, UK. : Institution of Electrical Engineers, 2003.
- [51] K. Berger, "Novel observations on lightning discharges: Results of research on Mount San Salvatore," *Journal of the Franklin Institute*, vol. 283, pp. 478-525, 1967.
- [52] B. Hutzler, "Notes Bibliographiques concernant la simulation en laboratoire des points d'impact de la foudre," *Note technique EDF, Ref. HM80-1173*, 1988.
- [53] R. H. Golde, *Lightning Vol. 1: Physics of Lightning*. New York: Academic Press, 1977.
- [54] A. J. Eriksson, "The lightning ground flash – An engineering study," Ph.D. thesis, Faculty of Engineering, University of Natal, Pretoria, South Africa, 1979.
- [55] V. Cooray and S. Lundquist, "Characteristics of the radiation-fields from lightning in sri-lanka in the tropics," *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 90, pp. 6099-6109, 1985 1985.
- [56] V. Cooray, V. Rakov, and N. Theethayi, "The relationship between the leader charge and the return stroke current –Berger's data revisited," presented at the 27th International Conference on Lightning Protection, Avignon, France, 2004.
- [57] M. Vargas, V. Cooray, M. Becerra, and H. Torres, "Lightning channel modelling," presented at the 28th International Conference on Lightning Protection Kanazawa, Japan 2006.
- [58] V. Cooray, "A model for negative first return strokes in lightning flashes," *Physica Scripta*, vol. 55, pp. 119-128, Jan 1997.
- [59] R. H. Golde, "The Frequency of Occurrence and the Distribution of Lightning Flashes to Transmission Lines," *American Institute of Electrical Engineers, Transactions of the*, vol. 64, pp. 902-910, 1945.
- [60] V. Cooray, V. Rakov, and N. Theethayi, "The lightning striking distance—Revisited," *Journal of Electrostatics*, vol. 65, pp. 296-306, 2007.
- [61] D. K. Cheng, *Field and wave electromagnetics*. Massachusetts: Addison Wesley, 1983.
- [62] R. Thottappillil and V. A. Rakov, "On different approaches to calculating lightning electric fields," *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 106, pp. 14191-14205, Jul 16 2001.
- [63] R. Thottappillil, V. A. Rakov, and M. A. Uman, "Distribution of charge along the lightning channel: Relation to remote electric and magnetic fields and to return-stroke models," *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 102, pp. 6987-7006, Mar 27 1997.
- [64] E. M. Thomson, "A Theoretical-Study Of Electrostatic-Field Wave Shapes From Lightning Leaders," *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 90, pp. 8125-8135, 1985 1985.
- [65] W. Beasley, M. A. Uman, and P. L. Rustan, "Electric-Fields Preceding Cloud-To-Ground Lightning Flashes," *Journal of Geophysical Research-Oceans and Atmospheres*, vol. 87, pp. 4883-4902, 1982 1982.
- [66] M. Rubenstein, F. Rachidi, M. A. Uman, R. Thottappillil, V. A. Rakov, and C. A. Nucci, "Characterization of vertical electric fields 500 m and 30 m from triggered lightning," *Journal of Geophysical Research*, vol. 100, pp. 8863-8872, 1995.
- [67] B. Hermoso, H. Torres, and S. Visacro, "Striking Distance and Attractive Radius: A New Revision " presented at the GROUND 2002, Rio de Janeiro, Brazil, 2002.
- [68] B. Hermoso, "Etapas en las descargas atmosfericas, aportaciones investigadoras y modelos," presented at the ALTAE 2005, Panama, Panama, 2005.
- [69] R. H. Golde, "Protection of structures against lightning," *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, vol. 115, pp. 1523-1529, 1968.
- [70] C. WG 33 01 Lightning, "Guide to Procedures for Estimating the Lightning Performance of Transmission Lines," ed: CIGRE Monograph No. 63, October, 1991.
- [71] C. 33 01(TF 03) Lightning, "Exposure of structures and interception efficiency of air terminals," ed: CIGRE, April 1997.

- [72] IEC, "Protection against lightning – Part 1: General principles," in *62305-1*, ed, 2005.
- [73] N. I. Petrov and R. Waters, "Determination of the striking distance of lightning to earthed structures," *Proc. Roy. Soc. London*, vol. A 450, pp. 589–601, 1995.
- [74] F. A. M. Rizk, "Modeling of lightning incidence to tall structures Part II: Application," *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 9, pp. 172-193, 1994.
- [75] F. A. M. Rizk, "Modeling of lightning incidence to tall structures - Part I: Theory," *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 9, pp. 162-171, 1994.
- [76] N. I. Petrov and F. D'Alessandro, "Assessment of protection system positioning and models using observations of lightning strikes to structures," *Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical Physical and Engineering Sciences*, vol. 458, pp. 723-742, Mar 8 2002.
- [77] V. Mazur and L. H. Ruhnke, "Determining the striking distance of lightning through its relationship to leader potential," *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 108, Jul 18 2003.
- [78] G. Bacchiega, Gazzani, A., Bernardi, M., Gallimberti, I., Bondiou, A. , "Theoretical modeling of negative stepped leader," presented at the International Aerospace and Ground Conf. on Lightning and Static Electricity, Mannheim (Germany), 1994.
- [79] D. E. Crawford, V. A. Rakov, M. A. Uman, G. H. Schnetzer, K. J. Rambo, M. V. Stapleton, and R. J. Fisher, "The close lightning electromagnetic environment: Dart-leader electric field change versus distance," *Journal of Geophysical Research D: Atmospheres*, vol. 106, pp. 14909-14917, 2001.
- [80] J. Jerauld, M. A. Uman, V. A. Rakov, K. J. Rambo, and D. M. Jordan, "A triggered lightning flash containing both negative and positive strokes," *Geophysical Research Letters*, vol. 31, 2004.
- [81] V. Kodali, V. A. Rakov, M. A. Uman, K. J. Rambo, G. H. Schnetzer, J. Schoene, and J. Jerauld, "Triggered-lightning properties inferred from measured currents and very close electric fields," *Atmospheric Research*, vol. 76, pp. 355-376, 2005.
- [82] L. Janicke and A. Kost, "Error estimation and adaptive mesh generation in the 2D and 3D finite element method," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 32, pp. 1334-1337, 1996.
- [83] L. Janicke, A. Kost, and J. P. A. Bastos, "Local error distribution in adaptively generated meshes," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 36, pp. 1627-1630, 2000.
- [84] J. Schoene, "Analysis of parameters of rocket-triggered lightning measured during the 1999 and 2000 Camp Blanding experiment and modeling of electric and magnetic field derivatives using the transmission line model," Master of Science, Electrical and Computer Engineering, University of Florida, 2002.
- [85] V. A. Rakov, V. Kodali, D. E. Crawford, J. Schoene, M. A. Uman, J. Rambo, and G. H. Schnetzer, "Close electric field signatures of dart leader//return stroke sequences in rocket-triggered lightning showing residual fields," *Journal Of Geophysical Research*, vol. 110, p. 11, 2005.
- [86] M. Brook, N. Kitagawa, and E. J. Workman, "Quantitative study of strokes and continuing currents in lightning discharges to ground," *Geophys. Res.*, vol. 67, pp. 649-59, 1962.
- [87] X. Qie, R. Jiang, C. Wang, J. Yang, J. Wang, and D. Liu, "Simultaneously measured current, luminosity, and electric field pulses in a rocket triggered lightning flash," *Journal Of Geophysical Research*, vol. 116, p. 11, 2011.
- [88] K. B. McEachron, "Lightning to the Empire State Building," *J. Franklin Inst.* 227, pp. 149-217., 1939.
- [89] D. M. Jordan, V. P. Idone, V. A. Rakov, M. A. Uman, W. H. Beasley, and H. Jurenka, "Observed dart leader speed in natural and triggered lightning," *J. Geophys. Res.*, vol. 97, pp. 9951–9957, 1992.
- [90] D. M. Mach and W. D. Rust, "Two-dimensional speed and optical risetime estimates for natural and triggered dart leaders," *J. Geophys. Res.* , vol. 102, pp. 673-84, 1997.
- [91] X. M. Shao, P. R. Krehbiel, R. J. Thomas, and W. Rison, "Radio interferometric observations of cloud-to-ground lightning phenomena in Florida," *J. Geophys. Res.*, vol. 100, pp. 2749-83, 1995.
- [92] D. Wang, Z. Kawasaki, K. Yamamoto, and K. Matsuura, "Luminous propagation of lightning attachment to CN tower," *J. Geophys. Res.* 100: 11,661-7., 1995.

- [93] M. M. F. Saba, W. Schulz, T. A. Warner, L. Z. S. Campos, C. Schumann, E. P. Krider, K. L. Cummins, and R. E. Orville, "High-speed video observations of positive lightning flashes to ground," *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, vol. 115, Dec 16 2010.
- [94] L. Z. S. Campos, M. M. F. Saba, T. A. Warner, E. P. Krider, K. L. Cummins, and R. E. Orville, "Does the average downward speed of a lightning leader change as it approaches the ground? – An observational approach," presented at the 21st International Lightning Detection Conference, Orlando, Florida, USA, 2010.
- [95] P. Hubert and G. Mouget, "Return stroke velocity measurements in two triggered lightning flashes," *J. Geophys. Res.* 86, pp. 5253-61, 1981.
- [96] V. Idone, R. Orville, P. Hubert, L. Barret, and A. Eybert-Berard, "Correlated observations of three triggered lightning flashes.," *J. Geophys. Res.* 89, pp. 1385-94, 1984.
- [97] D. Wang, V. A. Rakov, M. A. Uman, N. Takagi, T. Watanabe, D. E. Crawford, K. J. Rambo, G. H. Schnetzer, R. J. Fisher, and Z. Kawasaki, "Attachment process in rocket-triggered lightning strokes," *J. Geophys. Res.* 104: 2143-50., 1999.
- [98] D. M. Jordan, V. A. Rakov, W. H. Beasley, and M. A. Uman, "Luminosity characteristics of dart leaders and return strokes in natural lightning," *J. Geophys. Res.*, vol. 102, pp. 22025-22032, 1997.
- [99] Y. Zhang, W. Lu, J. Li, W. Dong, D. Zheng, and S. Chen, "Luminosity characteristics of leaders in natural cloud-to-ground lightning flashes," *Atmospheric Research*, vol. 91, pp. 326-332, 2009.
- [100] R. A. Rakov, C. T. Mata, M. A. Uman, K. J. Rambo, and A. G. Mata, "Review of triggered-lightning experiments at the ICLRT at Camp Blanding, Florida," in *Power Tech Conference Proceedings, 2003 IEEE Bologna*, 2003, p. 8 pp. Vol.3.
- [101] A. V. Gurevich and K. P. Zybin, "Runaway breakdown and electric discharges in thunderstorms," *Physics U.*, vol. 44, pp. 1119-1140, 2001.
- [102] M. Stolzenburg and T. C. Marshall, "Charge Structure and Dynamics in Thunderstorms," *Space Science Reviews*, vol. 137, pp. 355-372, 2008.
- [103] E. M. Bazelyan, N. L. Aleksandrov, Y. P. Raizer, and A. M. Konchakov, "The effect of air density on atmospheric electric fields required for lightning initiation from a long airborne object," *Atmospheric Research*, vol. 86, pp. 126-138, 2007.
- [104] S. Tao, F. T. Victor, Z. Cheng, I. L. Mikhail, A. S. Dmitrii, Y. Ping, V. K. Andrei, and B. Evgeni Kh, "Spark discharge formation in an inhomogeneous electric field under conditions of runaway electron generation," *Journal of Applied Physics*, 2012.
- [105] J. Montanyà, S. Soula, and N. Pineda, "A study of the total lightning activity in two hailstorms," *J. Geophys. Res.* 112, D13118, 2007.
- [106] H.-D. Betz, T. C. Marshall, M. Stolzenburg, K. Schmidt, W. P. Oettinger, E. Defer, J. Konarski, P. Laroche, and F. Dombai, "Detection of in-cloud lightning with VLF/LF and VHF networks for studies of the initial discharge phase," *Geophys. Res. Lett.*, 35, L23802 2008.
- [107] N. H. Malik, "A review of the charge simulation method and its applications," *Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 24, pp. 3-20, 1989.
- [108] O. Zienkiewicz, *The Finite Element Method*. New York: McGraw Hill, 1977.
- [109] L. Janicke and A. Kost, "Convergence properties of the finite element solution," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 35, pp. 1414-1417, 1999.
- [110] Comsol Multiphysics, "User's Guide Version 3.4.," ed, 2007.
- [111] T. C. Marshall, M. Stolzenburg, C. R. Maggio, L. M. Coleman, P. R. Krehbiel, T. Hamlin, R. J. Thomas, and W. Rison, "Observed electric fields associated with lightning initiation," *Geophysical Research Letters*, vol. 32, pp. 1-5, 2005.
- [112] M. Izadi, M. Z. Ab Kadir, C. Gomes, and W. F. H. Wan Ahmad, "Analytical expressions for electromagnetic fields associated with the inclined lightning channels in the time domain," *Electric Power Components and Systems*, vol. 40, pp. 414-438, 2012.
- [113] M. Izadi, M. Z. A. A. Kadir, and C. Gomes, "Evaluation of electromagnetic fields associated with inclined lightning channel using second order FDTD-hybrid methods," *Progress in Electromagnetics Research*, vol. 117, pp. 209-236, 2011.

- [114] M. Rubinstein and M. A. Uman, "Methods for calculating the electromagnetic fields from a known source distribution: Application to lightning," *Ieee Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 31, pp. 183-189, 1989.
- [115] T. X. Song, Y. H. Liu, and J. M. Xiong, "Computations of electromagnetic fields radiated from complex lightning channels," *Progress in Electromagnetics Research*, vol. 73, pp. 93-105, 2007.
- [116] C. Gomes, V. Cooray, and I. K. Ik, *The dependence of the leader and return stroke field changes on the orientation of a segment of the leader channel*, 1999.
- [117] M. Vargas and H. Torres, "On the development of a lightning leader model for tortuous or branched channels - Part II: Model results," *Journal of Electrostatics*, vol. 66, pp. 489-495, Sep 2008.
- [118] H. Armstrong and E. Whitehead, "Field and analytical studies of transmission line shielding," *IEEE Trans. Power Apparatus Syst. PAS-87*, pp. 270-281, 1968.
- [119] N. I. Petrov, G. Petrova, and F. D'Alessandro, "Quantification of the probability of lightning strikes to structures using a fractal approach," *IEEE Trans Dielectrics Electr. Insul.* 10 (4), pp. 641-654, 2003.
- [120] N. I. Petrov, G. Petrova, and R. Waters, "Determination of attractive-area and collection volume method of earthed structures," in *25 th ICLP*, Rhodes, Greece, 2000, pp. 374-379.