



**HAL**  
open science

# Reconstruction, caractérisation et modélisation acoustiques des éclairs d'orages

Arthur Lacroix

► **To cite this version:**

Arthur Lacroix. Reconstruction, caractérisation et modélisation acoustiques des éclairs d'orages. Acoustique [physics.class-ph]. Sorbonne Université, 2018. Français. NNT : 2018SORUS428 . tel-02924985

**HAL Id: tel-02924985**

**<https://theses.hal.science/tel-02924985>**

Submitted on 28 Aug 2020

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

École doctorale n° 391 : Sciences mécaniques, acoustique,  
électronique et robotique de Paris (SMAER)

# THÈSE

pour obtenir le grade de docteur de

**Sorbonne Université**

**Spécialité “Acoustique”**

## **Reconstruction, caractérisation et modélisation acoustiques des éclairs d’orages**

*présentée et soutenue publiquement le 19 décembre 2019 par*

**Arthur LACROIX**

le 19 décembre 2018 devant un jury composé de :

Rapporteur,	Philippe ROUX	Directeur de Recherche, ISterre
Rapporteur,	Julien DE ROSNY	Directeur de Recherche, Institut Langevin
Examineur,	François OLLIVIER	Maître de Conférences, Sorbonne Université
Examineur,	Eric DEFER	Chargé de Recherche, Laboratoire d’Aérodynamique
Examineur,	Daniel JUVÉ	Professeur, École Centrale Lyon
Directeur de thèse,	François COULOUVRAT	Directeur de Recherche, Sorbonne Université
Co-directeur de thèse,	Régis MARCHIANO	Professeur, Sorbonne Université
Co-directeur de thèse,	Thomas FARGES	Ingénieur chercheur, CEA, DAM, DIF

**Institut Jean le Rond d’Alembert**  
UMR 7190  
4, Place Jussieu  
75252 Paris Cedex 05, France

**CEA, DAM, DIF**  
Bruyères le Châtel  
91297 Arpajon Cedex, France

*“Nombreux sont les chiens fous qui se pensent  
loups”*

*Valentin Gallican (Il y a peu)*

## Remerciements

Cette thèse a été financée dans le cadre du LRC LETMA qui est l'oeuvre de la collaboration entre plusieurs organismes de recherches, notamment le CEA et Sorbonne Université. Je tiens ainsi à remercier l'ensemble de ces organismes sans lesquels il n'aurait pas été possible d'accomplir ce travail dans d'aussi bonnes conditions.

Je remercie particulièrement mes directeurs de thèse, François Coulouvat, Régis Marchiano, et Thomas Farges qui m'ont guidé, soutenu, écouté, et surtout fait confiance tout au cours de mon doctorat. Ces trois années ont été extrêmement enrichissantes et m'ont énormément appris, aussi bien du point d'un de vue scientifique qu'humain. C'est pour toutes ces raisons que je souhaite leur exprimer toute ma gratitude pour leur investissement et leur expertise au cours de cette aventure.

Je tiens ensuite à remercier l'ensemble des membres du jury pour leur investissement, leur déplacement et pour le débat passionnant que nous avons pu entretenir lors de la soutenance. Je remercie en particulier Philippe Roux et Julien De Rosny pour le temps qu'ils ont consacré à rapporter ce manuscrit de thèse. Un grand merci aussi à Eric Defer pour les nombreuses corrections et suggestions qu'il a apporté à ce manuscrit ainsi que pour l'aide qu'il nous a fourni au cours de ce doctorat, notamment concernant le traitement des données HyLMA.

De part la nature collaborative de cette thèse, j'ai travaillé à la fois au CEA et à l'Institut Jean le Rond d'Alembert. C'est pourquoi je souhaite faire part de ma reconnaissance à plusieurs acteurs de ces deux organismes. Au CEA tout d'abord, je remercie Jean-Philippe Braeunig et Yves Cansi pour leurs différentes relectures du manuscrit et leurs corrections. Mille merci à Jean-Marc Koenig pour son aide très précieuse lors de la campagne de calibrage menée à l'institut, à Julien Vergoz pour m'avoir aidé à maîtriser PMCC et à Jean-François Ripoll pour son concours indispensable dans le développement du modèle du tonnerre et les réunions passionnantes que nous avons partagées. Enfin, je remercie l'ensemble des membres de l'équipe LDG. À l'Institut ensuite, je remercie l'ensemble de ces membres pour l'ambiance de travail extrêmement agréable qui y règne. Je suis très reconnaissant à Jean Loïc Le Carrou et Laurent Quartier de l'aide qu'ils m'ont apportée pour réaliser la campagne de calibrage. Et bien sur, un grand merci à Olivier Labbey et Simona Otarasanu pour leur présence, leur soutien et leur investissement à la bonne ambiance du laboratoire.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble des doctorants du laboratoire pour tous les bons moments que nous avons pu passer ces trois dernières années, le midi au déjeuner, le soir autour d'une bière, à Villers sur Mer pour les d'Alembertienne, où à l'étranger au cours des congrès. Sans eux le doctorat n'aurait pas été une expérience aussi incroyable! Comment parler des doctorants sans évoquer le 313B, bureau dans lequel j'ai travaillé à Jussieu, je tiens donc à réaliser une dédicace spéciale à mon crew : Valentin, Antoine, Aurélie, Matthias et Virgile pour tous ces supers moments, nos discussions sur la sciences, l'actualité, le cinéma,

sur tout et rien finalement, pour nos blind-tests improvisés et pour les innombrables cafés et bières partagés.

Enfin, je ne remercierai jamais assez mes amis et à ma famille qui ont toujours été présents, m'ont encouragé tout au long de ce périple, et surtout, qui ont su me remonter le moral pendant mes moments de doutes en faisant preuve d'un soutien indéfectible à ce projet. Un énorme merci évidemment à mes parents qui n'ont jamais cessé de croire en moi et qui m'ont poussé à faire le maximum. Et bien sur un énorme merci à toi Lucile, mon Amour, pour partager mon quotidien avec tant de patience lorsque le stress est si intense, d'être là pour moi durant tous ces moments difficiles, de m'épauler et de me donner toujours autant d'amour. *Ultimo*, je dédie ce manuscrit à la mémoire de ma grand mère adorée, partie trop vite, qui aurait tant voulu voir l'aboutissement de ce travail.

## Résumé

Le tonnerre est le son produit par les éclairs. Bien qu'audible, il contient une importante composante infrasonore ( $f < 20\text{Hz}$ ) dont l'origine est toujours en débat. Le tonnerre a été mesuré, dans le cadre de la campagne européenne HyMeX, pendant deux mois (septembre – octobre 2012), dans les Cévennes à partir de deux réseaux de capteurs couvrant la bande de fréquence [0.5–180] Hz. La participation à cette campagne a également permis d'obtenir des mesures électromagnétiques donnant la localisation au sol des décharges de foudre (réseau opérationnel EUCLID) et la reconstruction tridimensionnelle de la décharge orageuse (réseau de recherche HyLMA). De cette base de données, vingt-sept flashes ayant eu lieu à moins de 25 km de la station ont été sélectionnés. Une méthode acoustique originale, permettant la reconstruction et la séparation des différentes composantes d'un même flash a été développée, permettant d'isoler le contenu acoustique des arcs en retour et de montrer sans ambiguïté qu'ils émettent la majorité de l'énergie acoustique, en particulier les infrasons. Par ailleurs, une étude statistique a montré une forte dépendance de certains paramètres acoustiques, telle l'énergie acoustique, à la distance à l'éclair. Un nouveau modèle théorique a ensuite été développé et a montré que le caractère cylindrique de l'éclair favorise l'émanation des infrasons tandis que la tortuosité du canal de foudre apporte une très forte variabilité à champ proche. Les résultats statistiques sur la simulation montrent un très bon accord avec les mesures du terrain. Enfin, un lien entre l'énergie déposée à la source et l'énergie acoustique par longueur de l'éclair a été mis en évidence.

## Abstract

Thunder is the sound made by lightning. In addition to the audible content thunder also includes an important infrasound component ( $f < 20\text{Hz}$ ). The origin of this component is still in debate. In the context of the European campaign HyMeX, thunder was recorded in the Cevennes through two sensors networks covering the frequency range [0.5–180.0] Hz). Electromagnetic measures were also obtained allowing to locate stroke impact location (EUCLID operational network) and build 3D reconstruction of the storm cell (HyLMA research network). 27 flashes occurring less than 25 km from the station were selected. An original method allowing the separation, within the acoustical signal, of Cloud-to-Ground (CG) from Intra-Cloud (IC) parts of the discharge was developed. A total of 36 CG signals and associated spectra was obtained, along with IC signals and shows clearly that the main origin of infrasound is the CG. Moreover, a statistical study has shown a strong dependency of some acoustical parameters such as the acoustical energy and the distance to the lightning stroke. These new results cannot be explained by the two existing models. That is why a new one was developed. Many cases of simulated thunder have been carried out and have shown that the cylindrical and extended aspect of the lightning channel favors infrasound emission while the tortuous shape leads to a strong variability in the close field. Statistical analysis like the one lead on the experimental data was realized to compare the model to the field measures. Results show a good agreement between both. Finally, a link between source released energy and acoustic energy was shown.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Contexte	1
1.1.1	Sources d'infrasons	1
1.1.2	Le Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires	3
1.1.3	Le projet HyMeX	6
1.2	Phénoménologie des décharges de foudres	11
1.2.1	Mécanismes de formation d'un cumulonimbus	12
1.2.2	Mécanisme de déclenchement des décharges	15
1.2.3	Les différents types de décharges	18
1.3	Reconstructions et localisations des décharges de foudre	25
1.4	Mécanismes d'émission acoustique du tonnerre	31
1.4.1	Observation du contenu acoustique du tonnerre	31
1.4.2	La partie audible du tonnerre	36
1.4.3	La partie infrasonore du tonnerre	43
	Objectif et plan de la thèse	45
<b>2</b>	<b>La base de données THOR</b>	<b>49</b>
	Introduction	50
2.1	Campagne de mesure SOP1	50
2.1.1	Site et périodes d'intérêts	51
2.1.2	Mesures électromagnétiques	53
2.1.3	Mesures acoustiques	61
2.2	Campagne de calibrage	67
2.2.1	Description de la méthode choisie	68
2.2.2	Théorie de la correction	69
2.2.3	Déroulement de l'expérience de calibrage	73
2.2.4	Influence de la longueur des tubes sur la fréquence de résonance	78
2.2.5	Choix final pour la correction	78
2.3	L'algorithme PMCC	83
2.3.1	Méthode de détection	83
2.3.2	Localisation de sources à partir de PMCC	85
2.3.3	Paramètres utilisés dans l'algorithme PMCC	87
2.4	Traitements des données	87
2.4.1	Restriction des journées d'études	88
2.4.2	Traitement de la base de données THOR	90

2.4.3 Exemple de reconstruction . . . . .	91
Conclusion . . . . .	93
<b>3 Mise en évidence du contenu IS des arcs en retour</b>	<b>95</b>
Résumé . . . . .	95
Introduction . . . . .	96
3.1 Methodology . . . . .	99
3.1.1 Measurement campaign . . . . .	99
3.1.2 Broadband acoustic waves and selected thunderstorms presentation . .	100
3.2 3D acoustic reconstructions of the flash geometry . . . . .	101
3.2.1 Acoustic reconstruction methodology . . . . .	101
3.2.2 Separation between the CG and the IC contribution . . . . .	104
3.2.3 Separation of different return strokes . . . . .	107
3.2.4 Identification of different discharges for three other events . . . . .	109
3.3 Spectral analysis . . . . .	115
3.3.1 Description of the set of the events . . . . .	115
3.3.2 Assesment of SNR . . . . .	115
3.3.3 Comparisons of CG and IC spectrum levels . . . . .	117
3.3.4 CGs produce infrasounds . . . . .	119
3.4 Statistical analysis . . . . .	123
Conclusion . . . . .	127
<b>4 Modélisation du tonnerre</b>	<b>129</b>
Introduction . . . . .	130
4.1 Modèle de propagation . . . . .	130
4.1.1 Modèle en chaîne de perles . . . . .	130
4.1.2 Fonction de Green en atmosphère homogène . . . . .	131
4.1.3 Réponse impulsionnelle de l'éclair $G_{tot}$ . . . . .	132
4.1.4 Ajout de l'absorption dans le calcul de la réponse impulsionnelle de l'éclair . . . . .	137
4.2 Génération aléatoire d'éclairs tortueux . . . . .	141
4.2.1 Observation de la géométrie . . . . .	142
4.2.2 Modèle bidimensionnel . . . . .	146
4.2.3 Extension à trois dimensions . . . . .	151
4.3 Forme initiale de la source . . . . .	162
4.3.1 L'onde en N . . . . .	162
4.3.2 L'onde de Kinney . . . . .	163
4.3.3 Modèle de plasma chaud pour un éclair . . . . .	165
4.4 Implémentation et validation numérique . . . . .	170
4.4.1 Implémentation et critère de discrétisation . . . . .	171
4.4.2 Cas test : éclair rectiligne . . . . .	173
Conclusion . . . . .	176

<b>5 Vers l'identification des mécanismes sources du tonnerre</b>	<b>177</b>
Introduction	177
5.1 Étude numérique des mécanismes physiques du tonnerre	178
5.1.1 Présentation de l'étude	178
5.1.2 Influence de la géométrie	179
5.1.3 Réponse en fréquence moyenne des éclairs tortueux	181
5.1.4 Influence de l'absorption	182
5.1.5 Influence de la signature temporelle à la source	186
5.1.6 Conclusion	192
5.2 Étude statistique	193
5.2.1 Énergie acoustique par unité de longueur	195
5.2.2 Pente spectrale	195
5.2.3 Centre de gravité spectral	196
5.2.4 Cas sans absorption	196
5.2.5 Comparaison statistique du modèle avec la base de données THOR	197
Conclusion	200
<b>Conclusion</b>	<b>201</b>
Perspectives	203
<b>Bibliographie</b>	<b>205</b>
<b>A Récapitulatif des flashes choisis</b>	<b>219</b>
A.1 Évènements du lundi 22 octobre 2012	219
A.2 Évènements du mardi 23 octobre 2012	219
A.3 Évènements du vendredi 26 octobre 2012	220
<b>B Comparaison des reconstructions acoustiques entre réseaux MP et MB</b>	<b>221</b>
<b>C Reconstructions des flashes sélectionnés</b>	<b>225</b>
<b>D Implémentation du code</b>	<b>251</b>
D.1 Création de la géométrie	251
D.2 Création du réseau de capteurs de mesure	251
D.3 Calcul de $G_{tot}$	252
D.4 Choix de la source	253
<b>E Structure géométrique des éclairs étudiés au chapitre 5</b>	<b>255</b>



# Chapitre 1

## Introduction

### Sommaire

---

<b>1.1 Contexte</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1.1 Sources d'infrasons . . . . .	1
1.1.2 Le Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires . . . . .	3
1.1.3 Le projet HyMeX . . . . .	6
<b>1.2 Phénoménologie des décharges de foudres</b> . . . . .	<b>11</b>
1.2.1 Mécanismes de formation d'un cumulonimbus . . . . .	12
1.2.1.1 Formation du cumulonimbus . . . . .	12
1.2.1.2 Électrification du nuage . . . . .	13
1.2.2 Mécanisme de déclenchement des décharges . . . . .	15
1.2.3 Les différents types de décharges . . . . .	18
1.2.3.1 Décharge nuage-sol : CG . . . . .	20
1.2.3.2 Décharge intranuage : IC . . . . .	24
<b>1.3 Reconstructions et localisations des décharges de foudre</b> . . . . .	<b>25</b>
<b>1.4 Mécanismes d'émission acoustique du tonnerre</b> . . . . .	<b>31</b>
1.4.1 Observation du contenu acoustique du tonnerre . . . . .	31
1.4.2 La partie audible du tonnerre . . . . .	36
1.4.3 La partie infrasonore du tonnerre . . . . .	43
<b>Objectif et plan de la thèse</b> . . . . .	<b>45</b>

---

## 1.1 Contexte

### 1.1.1 Sources d'infrasons

Les infrasons sont des ondes acoustiques de basses fréquences (inférieures à 20 Hz qui est le seuil inférieur de l'audible). Par nature, les infrasons sont très peu absorbés. Dans l'air, par exemple, une onde acoustique à 10 Hz sera cent fois moins atténuée qu'une onde à 1 kHz ([Sutherland and Bass, 2004]). En conséquence, ces ondes ont la capacité de se propager à très grande distance. De plus, du fait de leurs faibles fréquences, les infrasons sont

de grandes longueurs d'ondes. Cette dernière propriété rend la localisation de sources infrasonores plus délicate, et en fait un sujet d'étude important. Les sources d'infrasons sont diverses et variées. On peut déjà créer une première distinction : les infrasons d'origine naturelle, et les infrasons d'origine anthropique. Les principales causes naturelles sont les suivantes :

- Mouvements violents de masses d'air : vents forts, tempêtes, cyclones, trombes. Les tornades, en particulier produisent des infrasons à une amplitude pouvant monter jusqu'à 135 dB, lorsque les vents dépassent les 100 km.h<sup>-1</sup> [Campus and Christie, 2009], section 3.1, [Chatillon, 2006]).
- Mouvements de grandes masses d'eau, et la houle provoquant un fort contenu infrasonore de l'ordre du dixième de Hertz ([Garcés et al., 2009])
- Les séismes et éruptions volcaniques sont associés à un important contenu infrasonore de forte amplitude ([Fee et al., 2013]).
- Des animaux, comme les baleines, les pinnipèdes, les éléphants, ou encore les casoars utilisent les infrasons pour communiquer à grande distance ([Tanzarella, 2005]).
- Enfin, une source d'infrasons bien connue n'est autre que le tonnerre associé aux éclairs d'orage qui est source d'une forte composante infrasonore pouvant atteindre des amplitudes très importantes ([Balachandran, 1979], [Holmes et al., 1971]). Il est important ici de réaliser une distinction entre le tonnerre et le système orageux en tant que tel. En effet, il existe des orages sans éclairs, qui peuvent générer des infrasons. Ce cas s'apparente plutôt au premier point de cette liste. Toujours dans le thème des orages, il est important également d'évoquer les sprites (phénomènes lumineux transitoires de haute atmosphère), associés à certains types d'orages, qui produisent aussi un fort contenu infrasonore ([Farges, 2009]).

D'autre part, les principales sources anthropiques d'infrasons peuvent se résumer dans la liste suivante :

- Certains registres musicaux, comme le *drum and bass*, ou le cinéma utilisent des sources infrasonores pour produire de nouveaux types de sensations, ou une meilleure immersion.
- Le bruit de certains chantiers (démolition, explosions en carrière et chantiers impliquant par exemple l'utilisation de grues, de marteau-piqueur...).
- Certains moyens de transports motorisés comme les camions, les hélicoptères, les trains, les avions et les bateaux à moteur ont une composante vibratoire basse fréquence et infrasonore qui peut être plus ou moins importante selon l'engin et son régime de fonctionnement ou son état. En particulier, les infrasons des avions supersoniques sont enregistrés à grande distance ([Le Pichon et al., 2002]).
- Certaines machines, notamment les installations lourdes et à moteurs tournants, sont connues comme étant de fortes sources infrasonores. On peut notamment citer les climatiseurs et ventilateurs industriels, pompes, compresseurs, machines à sécher, machines à air conditionné, broyeurs, centrifugeuses à béton, etc. À une échelle plus réduite, certaines machines à laver ouessoreuses produisent couramment des niveaux

significatifs d'infrasons. Les éoliennes sont également connues comme étant une source importante d'infrasons ([Tian, 2016]).

- Enfin, les détonations explosives, et nucléaires en particulier, produisent une quantité très importante d'infrasons ([Gainville et al., 2009]).

Comme nous venons de le voir, les infrasons ont des origines très différentes, naturelles ou anthropiques. Parmi toutes ces sources, c'est le tonnerre qui constitue l'objet de cette thèse. Notamment, son étude est en partie motivée par le Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires qui est maintenant présenté.

### 1.1.2 Le Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires

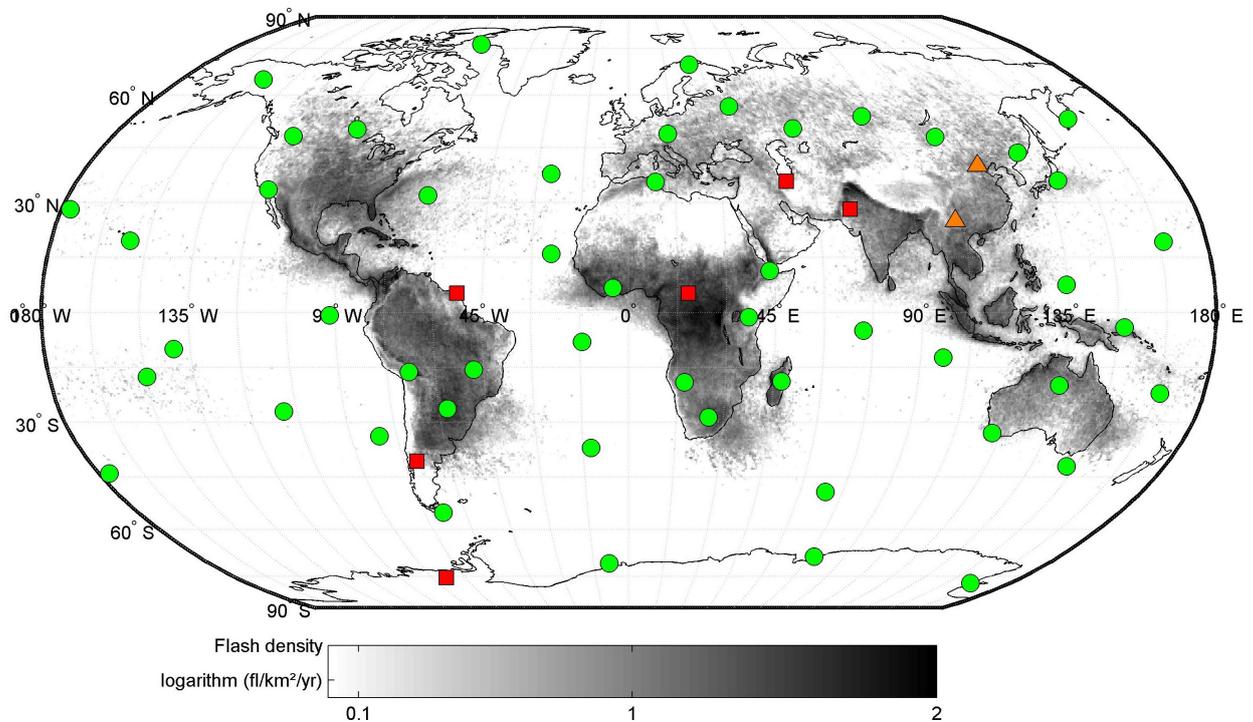


FIGURE 1.1 – Carte du monde représentant l'ensemble des stations infrasonores du réseau SSI. Les cercles verts correspondent aux stations installées et certifiées. Les triangles oranges aux stations en construction ou en cours de certification. Les carrés rouges représentent les stations prévues. À la localisation des stations est superposée l'activité orageuse mondiale, représenté par les points en niveaux de gris (en nombre de décharges par kilomètre carré par an) selon [Cecil et al., 2014]. Carte mise à jour par Thomas Farges (CEA, DAM, DIF).

Le Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires (TICE), en anglais "the Comprehensive nuclear-Test-Ban Treaty" (CTBT), est un traité international interdisant tout essai nucléaire, quelle que soit l'énergie libérée, et ce dans n'importe quel type d'environnement, que celui-ci soit en surface, aérien, sous-marin ou souterrain. L'article premier de ce traité donne deux grandes obligations qui sont les suivantes :

1. "Chaque État partie s'engage à ne pas effectuer d'explosion expérimentale d'arme nucléaire ou d'autre explosion nucléaire et à interdire et empêcher toute explosion de cette nature en tout lieu placé sous sa juridiction ou son contrôle."
2. "Chaque État partie s'engage en outre à s'abstenir de provoquer ou d'encourager l'exécution - ou de participer de quelque manière que ce soit à l'exécution - de toute explosion expérimentale d'arme nucléaire ou de toute autre explosion nucléaire."

Ce traité est ouvert à la signature depuis le 24 septembre 1996 au siège des Nations-Unies à New-York. Au 21 septembre 2016, 183 états ont signé ce traité et 166 l'ont ratifié. La dernière ratification concerne le Myanmar (ex-Birmanie). Il est important de préciser que la France, le Royaume-Uni et la Fédération de Russie qui sont trois grandes puissances nucléaires et membres permanents du conseil de sécurité de l'ONU, ont ratifié ce traité. Pour pouvoir entrer en vigueur, le traité doit être ratifié par les 44 états figurant dans l'annexe 2 de celui-ci. Ces 44 états sont ceux, qui au moment de la Conférence sur le désarmement de 1996, possédaient des réacteurs nucléaires. Parmi ces 44 états, il en demeure 5 qui ont signé le traité mais ne l'ont pas ratifié (Chine, Égypte, États-Unis, Iran, et Israël). Toutefois, lors de son déplacement en Europe en avril 2009, Barack Obama a prononcé à Prague un discours plaidant pour la ratification du Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires (Libération, 5 avril 2009). Plus dommageable pour la mise en vigueur de ce traité, 3 pays n'ont à ce jour ni signé, ni ratifié, le traité (Corée du Nord, Inde et Pakistan). Toutes les informations relatives au TICE sont disponibles sur le site officiel de l'Organisation du Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires : OTICE (CTBTO en anglais), organisation des Nations-Unies dont le siège est à Vienne en Autriche.

Afin de veiller à l'application du traité, un Système de Surveillance International (SSI) est progressivement mis en place. Au 10 septembre 2018, environ 88% du dispositif est opérationnel (296 stations de mesure sont opérationnelles et certifiées, 10 en cours de certification, 6 en construction et 25 sont encore prévues). Ce système de surveillance est un réseau de mesure composé de quatre composantes complémentaires qui sont destinés à détecter d'éventuels essais nucléaires. La première, est un réseau de stations sismiques composé de 50 stations primaires et de 120 stations auxiliaires. La deuxième est constitué de 11 stations hydroacoustiques. La troisième est composé de 60 stations infrasonores (voir [Le Pichon et al., 2009], chapitre 2), et la quatrième de 80 stations radio-nucléides. Ce réseau permet la surveillance de l'ensemble de la Terre.

Le sous réseau infrasonore du SSI est celui qui nous intéresse en particulier. Les différents capteurs du réseau ont été répartis de la façon la plus uniforme possible autour du globe. La figure 1.1 montre une carte du réseau de capteurs infrasonore sur l'ensemble de la planète superposé à l'activité orageuse mondiale. Ce réseau est actuellement (le 10 septembre 2018) constitué de 51 stations certifiées, 1 est en cours de construction, une en cours de certification et 7 sont prévues. Le site du CTBTO fournit des cartes interactives régulièrement mises à jour, dont celle de l'état du réseau (<https://www.ctbto.org/map/#ims>). Comme on peut

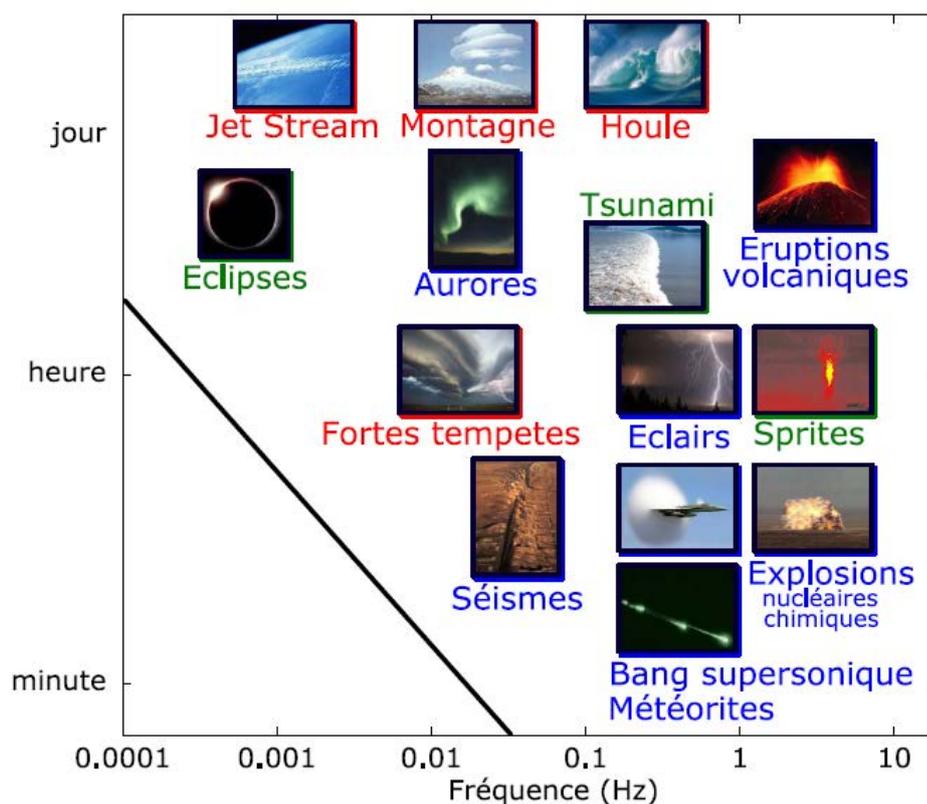


FIGURE 1.2 – Présentation de différentes sources infrasonores en fonction de leur fréquence et de leur durée d'observation. En bleu : les sources émettant principalement de manière impulsionnelle. En rouge : sources émettant de manière continue. Et en vert, les sources qui sont difficiles à classer. Figure extraite de [Gainville, 2008].

l'observer sur la carte du réseau, les stations sont sur l'ensemble des continents et sur des îles isolées des trois principaux océans. Du point de vue du fonctionnement, le réseau a pour objectif de détecter toute explosion nucléaire d'une puissance supérieure à la kilotonne de TNT ( $1 \text{ kT TNT} = 4.185 \times 10^{12} \text{ kJ}$ ), que ce soit à la surface, dans les océans ou n'importe où dans l'atmosphère. Cependant, comme nous l'avons évoqué dans la sous-section précédente, un grand nombre de sources infrasonores existent. Bien que ce réseau soit calibré pour détecter des explosions, d'autres types de sources que les détonations nucléaires sont susceptibles d'être détectés. La figure 1.2 représente différents types de sources infrasonores pouvant notamment être captées par ce réseau. On retrouve naturellement la houle, le jet stream, les ondes sismiques et volcaniques comme nous l'avons évoqué plus haut. Cependant, ces différents types d'ondes sont "continus" et de longues durées. Cette constatation permet de facilement les séparer des ondes de pression plus brèves, caractéristiques des explosions. Elles sont souvent non linéaires, et ont principalement pour origine :

- Les explosions chimiques [Gainville et al., 2009]
- Les volcans [Le Pichon et al., 2005], [Ripepe et al., 2010a, Ripepe et al., 2010b]
- Les bang soniques associés aux avions supersoniques [Le Pichon et al., 2002], [Luquet, 2016], [Maglieri et al., 2014], et également associés aux rentrées de météorites dans l'atmosphère [Henneton, 2013], [Brown et al., 1996], ou aux navettes spatiales [Qamar, 1995]

- Les éclairs et les sprites émis pendant un orage [Farges et al., 2005], [Farges and Blanc, 2010], [Blanc, 1985], [Bass, 1980], [Assink et al., 2008], [De Larquier and Pasko, 2010].

La difficulté rencontrée par le réseau de capteurs est alors qu'il faut être capable de séparer une détection liée à un évènement d'origine nucléaire de tous les autres (et notamment des orages). Or, les effets atmosphériques sur la propagation modifient notablement la signature acoustique originelle du signal émis par une source quelconque. Cette très forte influence atmosphérique est connue depuis le début du 20ème siècle et est notamment présentée par [Evers and Haak, 2009] pour les sources acoustiques de fortes amplitudes. [Norris et al., 2009] présentent une revue des différents effets physiques intervenants sur la propagation.

C'est dans ce contexte de difficulté à bien séparer l'onde acoustique produite par une détonation nucléaire des autres types de sources que nous nous intéressons aux éclairs. En effet, ils frappent le sol continûment tous les jours, à raison de 45 éclairs par seconde sur toute la terre en moyenne, émettant des ondes électromagnétiques (optique et radio) et acoustiques (le tonnerre). Les éclairs ont toujours suscité un intérêt important. Le tonnerre a été en particulier très étudié entre 1960 et 1980 (voir plus loin pour une bibliographie détaillée). Des études plus récentes, notamment menées par le CEA ([Farges and Blanc, 2010], [Farges et al., 2005], [Farges, 2009]), ont montré des détections acoustiques d'orages situés à plus de 50 *km*. Ce constat permet d'établir que les orages produisent un bruit de fond élevé, et que dans certains cas, ils peuvent conduire soit à de fausses détections, soit à des non-détections d'explosions réelles. Ce risque est d'autant plus important que la région est fortement foudroyée (comme les zones tropicales et équatoriales). C'est pourquoi, il est nécessaire de développer des techniques de mesures et d'analyse pour être en mesure de séparer les signaux issus d'éclairs naturels, d'autres types d'évènements comme les explosions nucléaires ou chimiques. Les techniques et technologies actuellement employées pour l'analyse acoustique des signaux, notamment en reconstruction, ont considérablement été améliorées, ce qui a amené à un regain d'intérêt non négligeable pour le tonnerre. C'est dans ce cadre que le CEA a participé en 2012 à la campagne de mesure HyMeX, en y installant un réseau de capteurs acoustiques.

### 1.1.3 Le projet HyMeX

Le projet européen Hydrological cycle in Mediterranean Experiment (HyMeX), est d'initiative française et a pour objectif d'améliorer la compréhension et la modélisation du cycle de l'eau en Méditerranée, de sa variabilité (de l'échelle de l'évènement météorologique aux échelles saisonnières et interannuelles), et de ses caractéristiques sur une décennie, dans un contexte de changement global. Ce projet, coordonné par Véronique Ducrocq (Météo-France) et Philippe Drobinsky (CNRS) est décrit dans les articles écrits par les mêmes auteurs : [Drobinski et al., 2014] et [Ducrocq et al., 2014]. Le contexte de cette étude s'inscrit directement dans la lignée du "siècle de l'eau". En effet, plus que jamais les problèmes de sécheresses et de pénuries d'eaux, sources de crises alimentaires majeures et d'épidémies, ou au contraire les très fortes précipitations et inondations aux conséquences dramatiques sur les personnes et infrastructures, sont au cœur de l'actualité et constituent des problèmes

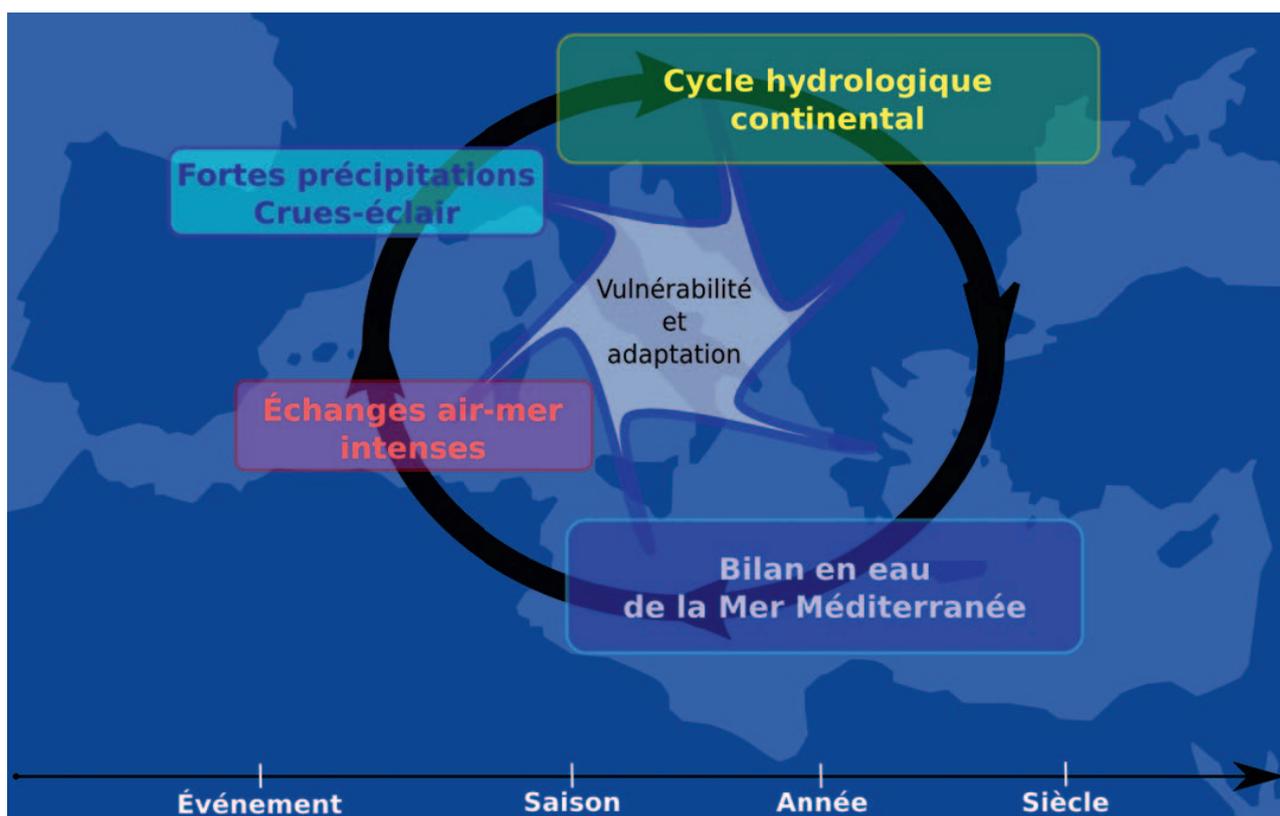


FIGURE 1.3 – Les cinq thématiques scientifiques du projet HyMeX en relation avec les échelles d'intérêt du cycle hydrologique. Figure extraite de [Drobinski et al., 2013]

sociétaux de premier ordre. Le bassin méditerranéen a été choisi pour ce projet car il s'agit d'une région clé du point de vue climatique. En effet, se situant à la transition entre régions subtropicales semi-arides et régions de moyenne latitude, tout déplacement de cette zone de transition aura des conséquences environnementales, sociétales, économiques et politiques considérables. La proximité de massifs montagneux tels que les Alpes et les Pyrénées, la quasi fermeture de la mer Méditerranée, le climat aride du Sahara, les fonds marins importants, la très grande dimension côtière de cette région, la dynamique des différents affluents de la mer Méditerranée (et la présence de plus en plus de barrages) font du bassin méditerranéen un système particulièrement complexe et sensible. Il s'y produit de nombreuses interactions et rétroactions entre des processus aux échelles de distance allant du kilomètre à la centaine de kilomètres et aux échelles de temps allant de l'heure à la journée (appelés phénomènes méso-échelles). Ces processus sont des phénomènes à la fois atmosphériques, océaniques et continentaux. Ils jouent un rôle prédominant sur le climat régional et sur les phénomènes hydrométéorologiques extrêmes. En particulier, il s'agit des fortes précipitations et des crues soudaines pendant l'automne, des vents violents qui peuvent être associés à de fortes houles pendant l'hiver, des vagues de chaleur et de sécheresses, accompagnées d'incendies de forêt, durant l'été. En raison d'une faible disponibilité expérimentale, la capacité à prévoir de tels événements demeure très faible. C'est pourquoi les objectifs principaux de ce projet sont les suivants :

1. Améliorer la compréhension et la modélisation du cycle de l'eau en Méditerranée, avec un intérêt particulier porté à la prévisibilité et à l'évolution des événements intenses

associés au cycle de l'eau.

- Évaluer la vulnérabilité sociale et économique de cette région aux événements extrêmes et sa capacité d'adaptation.

Pour répondre à ces questions, HyMeX propose une stratégie novatrice, basée sur la surveillance, la modélisation, l'étude de la variabilité (allant d'évènements saisonniers à des évènements pluriannuels) et des caractéristiques du bassin méditerranéen sur une durée totale de 10 ans (2010 - 2020). Cinq thèmes d'études ont été définis et sont représentés dans la figure 1.3. Les deux premières thématiques sont l'étude et la quantification (i) des termes du bilan en eau de la mer Méditerranée, qui pilotent la circulation, (ii) des composantes naturelles et anthropiques (l'irrigation par exemple) du cycle hydrologique continental à l'échelle régionale. Les deux thématiques suivantes se concentrent sur les évènements climatiques intenses : (iii) fortes précipitations et crues rapides, (iv) les flux océan-atmosphère intenses, ce qui inclut aussi bien les phénomènes atmosphériques responsables de ces flux (e.g. vents régionaux) que leurs conséquences sur l'océan (comme la formation de convection océanique). Enfin, la cinquième thématique, très transverse, relève plus particulièrement du domaine des sciences humaines et sociales. Elle concerne (v) la vulnérabilité et la capacité d'adaptation des territoires et des peuples méditerranéens aux évènements intenses, dans le contexte du changement climatique.

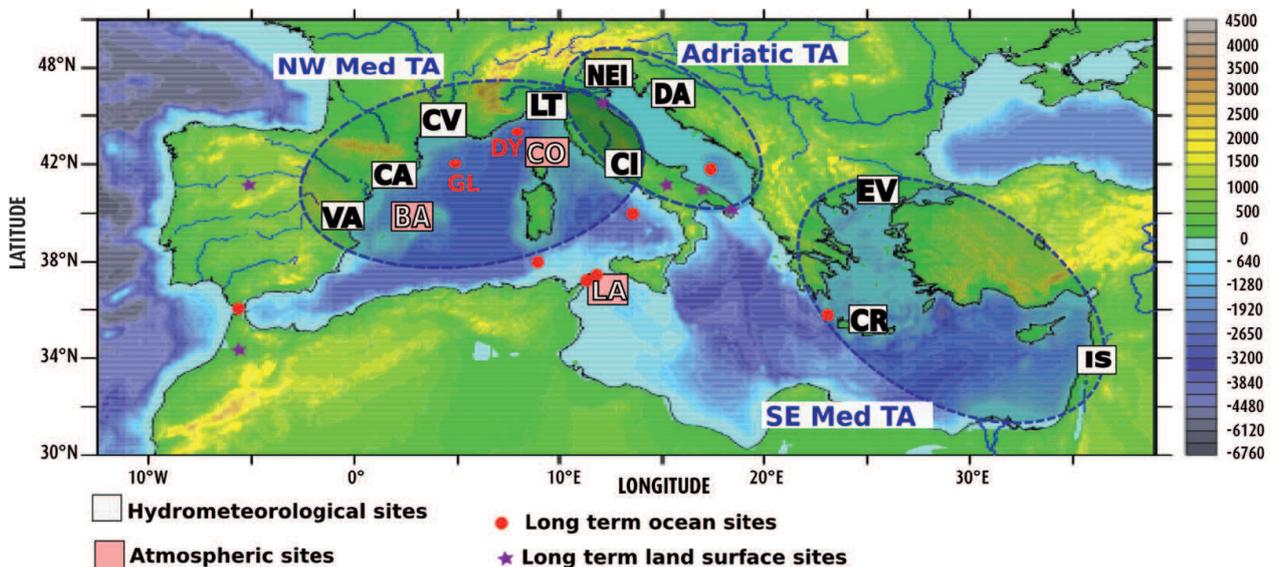


FIGURE 1.4 – Localisation des zones de mesures du projet HyMeX. La période d'observation longue LOP couvre l'ensemble du bassin. La période d'observations renforcées EOP (2011-2014) cible 3 régions d'intérêt : Méditerranée nord-occidentale (NW Med), Adriatique (Adriatic), et Méditerranée sud-orientale (SE Med). Les périodes d'observations spéciales (SOP) ciblent la région de la Méditerranée nord-occidentale. Figure extraite de [Drobinski et al., 2013]

Le bassin méditerranéen est un système multi-échelles et multi-compartiments. En conséquence, la stratégie choisie pour son étude l'est également. Elle repose sur l'imbrication des domaines et des périodes d'observation. Ainsi, les observations menées par le projet HyMeX

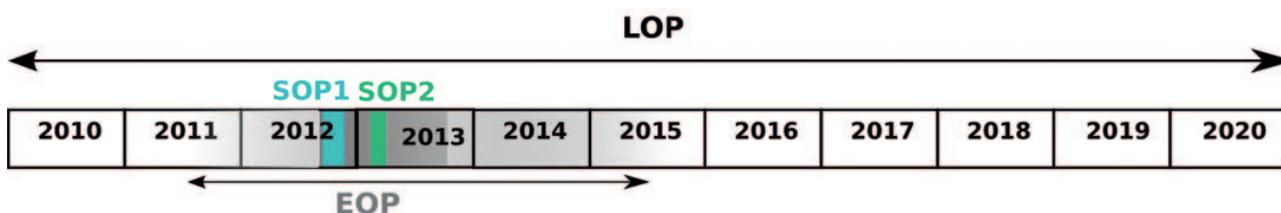


FIGURE 1.5 – Représentation du calendrier des trois phases de mesures. Figure extraite de [Ducrocq et al., 2013]

se font dans trois zones et à leurs interfaces. La figure 1.4 représente une carte du bassin méditerranéen avec l'affichage de ces trois régions, où les périodes d'observations sont emboîtées à trois niveaux dans le temps. Ces trois niveaux sont les suivants :

- LOP :** Programme d'Observation à Long terme. Cette première phase, qui s'étend sur la décennie 2010 - 2020, a pour objectif l'étude de la composante dite "lente" du cycle de l'eau. Cette composante est notamment à l'origine de la variabilité saisonnière et inter-annuelle du bilan d'eau de la mer Méditerranée et du cycle de l'eau continental. L'ensemble des données collectées pendant la phase LOP proviennent de réseaux opérationnels d'observations répartis sur tout le bassin méditerranéen, comme le Mediterranean Ocean Observing System on Environment (MOOSE) ou encore l'Observatoire Hydro-Météorologique – Cévennes-Vivarais (OHM-CV).
- EOP :** Programme d'Observation Renforcé. Cette deuxième phase se situe dans les trois régions d'intérêts : bassin nord occidental, bassin adriatique et région hellénique (voir figure 1.4). Cette phase, d'une durée de 4 ans, a démarré en 2011, avec un pic d'activité entre septembre 2012 et décembre 2013. L'objectif de la période EOP est de renforcer, à l'aide de nouveaux instruments, les réseaux opérationnels déjà existants pour des études de bilan d'eau et de certains processus couplés, susceptibles de jouer un rôle important dans la formation de phénomènes météorologiques extrêmes.
- SOP :** Programme Spécial d'Observation. Cette dernière phase constitue le cœur du dispositif HyMeX. Elle est constituée de deux périodes spéciales d'observations (SOP1 et SOP2) dans le bassin nord-occidental d'une durée de quelques mois chacune. La première période spéciale d'observation (SOP1) a eu lieu du 5 septembre au 6 novembre 2012. Elle était consacrée à l'étude des événements de précipitations intenses et aux inondations. La deuxième période spéciale d'observation (SOP2) s'est déroulée du 1er février au 15 mars 2013. Elle fut dédiée à la formation d'eaux denses et à la convection océanique sous l'effet des vents forts dans le golfe du Lion. Le bassin nord-occidental a été choisi car il présente la majorité des objets d'étude d'HyMeX : fortes précipitations, crues éclair, vents régionaux forts, convection océanique (golfe du Lion), etc. Cette phase d'opération est ainsi dédiée à l'analyse de phénomènes plutôt courts qui nécessitent le déploiement d'instruments de recherches spécifiques. Il peut s'agir d'appareils embarqués à bord d'avions, de bateaux ou de ballons, ou de réseaux de mesures installés pour de courtes périodes dans des zones à risques pour les phénomènes ciblés.

La campagne de mesure réalisée par le CEA s'inscrit dans le cadre de SOP1. En effet, les observations de l'activité électrique associée aux orages violents sont d'un intérêt particulier. Il est connu qu'il existe un lien entre les taux instantanés de précipitations ou les chutes de grêles avec les orages violents présentant une forte activité électrique. Cependant, ce lien demeure très mal compris, sans doute à cause de la complexité des conditions météorologiques et de leurs fortes variabilités durant un orage. Cette mauvaise compréhension en fait un sujet de recherche actif, on peut citer par exemple [Soula and Chauzy, 2001], [Soula et al., 2004], [Price and Federmesser, 2006] ainsi que [Pineda et al., 2007]. Par ailleurs, [Dietrich et al., 2011] corrèle les détections d'impacts de foudre et la pluviométrie observée par satellites. La figure 1.6, montre l'exemple d'une telle comparaison pour un orage ayant eu lieu au-dessus de la Sicile le 1er Octobre 2009 et montrant une claire corrélation entre impacts de foudre et fortes précipitations. Depuis 2007 la simulation numérique de nuages d'orages électriques réalisée avec le modèle MesoNH est intégrée dans les codes atmosphériques dédiés aux prévisions météorologiques ([Barthe and Pinty, 2007], [Pinty et al., 2013]). Les résultats sont plutôt prometteurs : [Lagouvardos et al., 2013] montrent que l'assimilation de ces données électriques permet d'améliorer la caractérisation de la cellule orageuse, la localisation des champs de pluie, et notamment de leur maximum d'intensité. Par ailleurs, la connaissance de l'activité électrique viendrait également améliorer les estimations de pluviométrie issues des satellites. Pour ces différentes raisons, [Bonelli and Marcacci, 2008], [Dietrich et al., 2011] et [Meyer et al., 2013] encouragent à utiliser les données sur les décharges de foudre dans le but de localiser et de suivre les régions où la convection est importante. Un dernier élément vient justifier l'intérêt de l'étude des orages dans le contexte d'HyMeX : le suivi en temps réel des décharges électriques est aujourd'hui facile et peu coûteux grâce à des réseaux opérationnels déjà en place (voir la section 2.1.2.1). Ce suivi permet d'ajouter un point de contrôle sur les prévisions météorologiques et peut, par exemple, aider à l'émission d'une alerte de tempête.

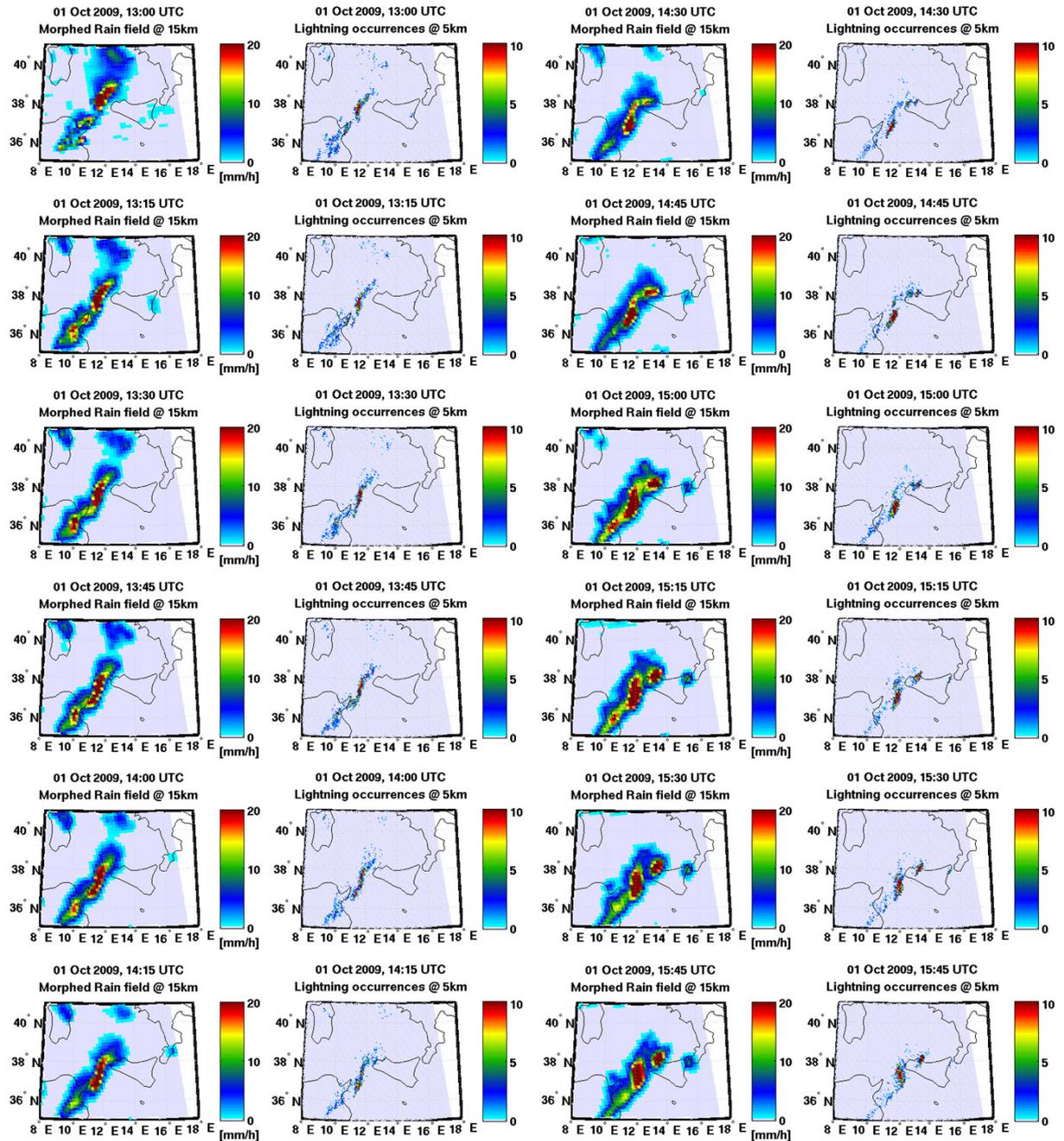


FIGURE 1.6 – Représentation pour l’orage ayant eu lieu le 1<sup>er</sup> octobre 2009, des précipitations enregistrées en comparaison avec les impacts de foudre. Les différents cadres se lisent par paire, l’un correspondant aux précipitations et l’autre aux décharges de foudre. Chaque représentation est donnée pour une durée de quinze minutes. Figure extraite de [Dietrich et al., 2011]

## 1.2 Phénoménologie des décharges de foudre

Ce manuscrit est spécifiquement consacré à l’étude du tonnerre. Cependant, pour pouvoir obtenir une bonne compréhension du phénomène, une synthèse bibliographique des mécanismes liés à la foudre est tout d’abord présentée. Cette synthèse a globalement été réalisée à l’aide de cinq sources récentes. En premier lieu, deux ouvrages conséquents dédiés aux différents mécanismes de l’orage sont utilisés. Il s’agit de *Lightning, Physics and*

*Effects* de [Rakov and Uman, 2003] et *Lightning : Principles, Instruments and Applications* [Betz et al., 2009]. Plus récemment, [Rakov, 2013] et [Dwyer and Uman, 2014] ont publié un article de revue sur la physique des décharges de foudre. Dans [Rakov and Uman, 2003], chapitre 11, ainsi que dans [Farges, 2009] (dans le livre de [Betz et al., 2009]), une revue des observations de tonnerre est proposée. Dans un premier temps, nous allons présenter les mécanismes de formation d'un nuage d'orage et de son électrification. Dans un deuxième temps, nous décrirons le mécanisme de déclenchement des décharges, et dans un dernier temps, nous ferons un point sur les différents types de décharges.

## 1.2.1 Mécanismes de formation d'un cumulonimbus

### 1.2.1.1 Formation du cumulonimbus

Le nuage d'orage par excellence n'est autre que le célèbre cumulonimbus (du latin "cumulus" : tas, et "nimbus" : tempête de pluie). Un cumulonimbus n'est au départ qu'un simple cumulus, nuage classique que l'on observe par beau temps. Pour se former, les cumulus ont besoin d'une région d'air chaud et humide qui tend à s'élever par convection. Dès lors, puisque la pression atmosphérique diminue avec l'altitude, ces nuages vont subir une expansion adiabatique et commencer à se refroidir. Ce système en formation est isolé. Les transferts de chaleur ou de matières avec les régions extérieures sont inexistantes. Arrive le moment où la vapeur d'eau de la masse d'air ascendante se condense en gouttelettes en suspension. Pour que ce phénomène se produise, il faut que l'humidité relative de la masse d'air ascendante dépasse le seuil de saturation en eau. C'est à ce stade que le nuage devient visible. L'altitude à laquelle la condensation peut se produire définit l'altitude de la base du cumulus. Cette base du nuage dépend de l'humidité relative au sol : quand celle-ci décroît, la hauteur augmente. Lorsque ces régions d'air chaud et humide continuent à se développer et à monter en altitude, un cumulonimbus finit par se former. L'atmosphère devient par voie de fait instable. En effet, les régions humides ascendantes demeurent plus chaudes que l'air ambiant, ce qui maintient leur ascension par effet de flottaison. Si l'ascension continue, la masse d'air finit par atteindre l'isotherme  $0^{\circ}\text{C}$ . À ce moment, une partie des particules d'eau vont se transformer en glace, et d'autres, plus petites, vont rester dans un état surfondu, c'est à dire que malgré la température négative, elles demeurent liquides. Cette coexistence entre eau liquide et eau solide existe pour des températures comprises entre  $0^{\circ}\text{C}$  et  $-40^{\circ}\text{C}$ . Si la température est inférieure à cette dernière alors toutes les particules d'eau sont transformées en glace. L'ascension du cumulonimbus, n'est cependant pas infinie et est limitée à la tropopause. Cet arrêt est dû à l'inversion du gradient de température dans la tropopause et au passage à un gradient de température positif dans la stratosphère. La hauteur de la tropopause dépend très fortement de la latitude et de la saison auxquelles on se situe; elle peut passer du simple au double. Pour exemple, en été, dans les tropiques, la tropopause est à environ  $18\text{ km}$  d'altitude alors qu'en hiver dans une région à haute latitude, la tropopause ne se situera qu'à  $8\text{ km}$  seulement. Les régions côtières de basses latitudes sont ainsi particulièrement adaptées à la formation de nuages d'orages. En effet, d'une part, elles bénéficient d'une tropopause à haute altitude permettant une forte convection verticale. D'autre part, les régions côtières sont chauffées par le soleil dès son lever, mais la mer demeure plus

froide. Cette différence de température provoque l'apparition de courants d'air humides du large vers l'intérieur des terres qui sont propices à la convection verticale. Un phénomène équivalent existe aussi pour les régions montagneuses, où les sommets sont chauffés plus vite que les vallées.

### 1.2.1.2 Électrification du nuage

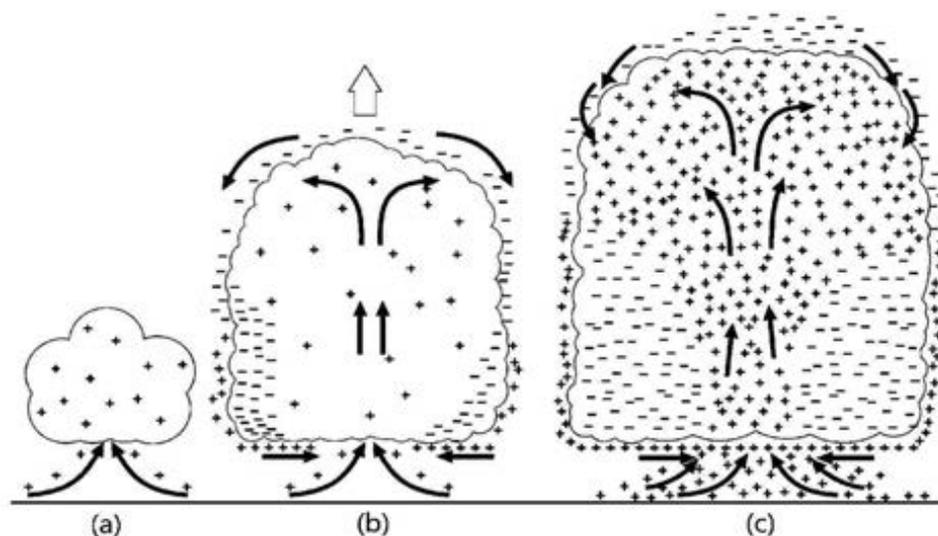


FIGURE 1.7 – Schéma représentant la formation d'un cumulonimbus et le mécanisme de charge électrique associé. Les trois étapes présentées sont les suivantes : (a) charges d'espace positives aspirées par la base du nuage. (b) Écrantage électrique par apparition de charges négatives pour maintenir l'équilibre électrostatique. Des charges positives continuent d'être aspirées par la base du nuage. (c) La charge électrique négative créée à la base du nuage engendre un champ électrique suffisamment important pour produire de nouvelles charges positives qui viennent alimenter le système. Schéma extrait de [Saunders, 2008]

D'après [Saunders, 2008], quatre mécanismes principaux expliqueraient l'électrification locale du cumulonimbus, tandis que le mouvement des hydrométéores<sup>1</sup> par les vents existants dans un nuage d'orage permet de transporter ces charges localement créées. Globalement ces mouvements importants permettent la formation de zones de charges géographiquement séparées dans le nuage, imposant alors un champ électrique dans celui-ci. Lorsqu'il est suffisant quelque part dans le nuage cela peut entraîner le déclenchement d'un éclair. On rappelle que l'activité électrique durant les orages conduit à maintenir une charge négative faible à la surface du sol, et la charge positive correspondante dans l'atmosphère.

1. Hydrométéores : ensemble des phénomènes liés au comportement de l'eau dans l'atmosphère, comme la rosée, le brouillard, la brume, la pluie, la bruine, le grésil et la grêle, la neige, le givre et le verglas. Dans le cadre des orages il s'agit essentiellement de pluie, de grésil, et de grêle, incluant des zones où cohabitent eau surfondue et solide.

Les quatre phénomènes d'électrification locaux sont les suivants :

1. Lorsqu'une goutte d'eau se subdivise en gouttes plus petites, leurs tailles sont inégales. Les plus petites emportent avec elles une charge électrique négative, tandis que les plus grosses emportent un excès de charge positive.
2. Le deuxième mécanisme est lié d'une part au bombardement par les rayons cosmiques de la partie supérieure du nuage, et d'autre part à la radioactivité naturelle terrestre pour la partie inférieure.
3. Lors du phénomène de convection verticale décrit en amont, les particules constitutives du nuage piègent des charges positives à sa base et sont emmenées par convection vers son point culminant. Afin de maintenir un équilibre électrostatique les parties basses du nuage se chargent négativement. La figure 1.7 représente schématiquement la convection verticale du nuage et la migration de charges en son sein.
4. Le dernier phénomène d'électrification du nuage est selon Saunders un effet de triboélectricité. Ce phénomène est illustré par la figure 1.8 et est dû aux très nombreuses collisions entre les gouttelettes d'eau et particules de glace dans le nuage. Ces collisions provoquent des transferts de charges électriques. En effet, les travaux en laboratoire de Saunders ont montré que les échanges de charges dépendent du contenu en liquide surfondu, de la température, de la différence de vitesse des différents hydrométéores entrant en collision. Par exemple, à certaines températures, les particules de glace se chargent positivement, et étant plus légères montent dans le nuage grâce au phénomène de convection. En revanche, les particules appelées graupel (petite grêle pouvant présenter une couche d'eau surfondue à sa surface), se chargent négativement et sont dirigés vers le bas du nuage par gravité.

Ces quatre phénomènes sont expliqués en détail dans l'article de [Saunders, 2008]. Il explique notamment que les phénomènes 3 et 4 sont les mécanismes les plus fréquents. Cependant, quels que soient les phénomènes, ils conduisent tous à une séparation des charges positives et négatives dans le nuage. Cette séparation produit des différences de potentiel entre les particules et est à l'origine de micro-décharges. L'initiation des micro-décharges a notamment été étudiée par [Coquillat et al., 1995] à l'aide d'une expérience de laboratoire montrant que le champ électrique rayonné par ces décharges est à très haute fréquence.

Finalement, on peut proposer une approche très simplifiée à partir des quatre explications fournies par Saunders pour décrire le nuage chargé. Le nuage est considéré soit comme un dipôle, soit comme un tripôle, dont les gouttes de pluie chargées négativement sont à la base de celui-ci alors que les particules de glace chargées positivement se trouvent dans sa partie supérieure. Dans le cas du tripôle, on considère qu'à la base du nuage, il subsiste des petites régions de charges positives. Au travers de ce modèle, les charges électriques de chacun de ces ensembles sont particulièrement significatives et atteignent plusieurs dizaines de Coulombs (voir [Rakov and Uman, 2003], chap. 3). Notons que des dipôles ou tripôles inversés ont déjà été observés, notamment durant les campagnes STEPS (Colorado, Nebraska, Kansas) et ARISE (Corse).

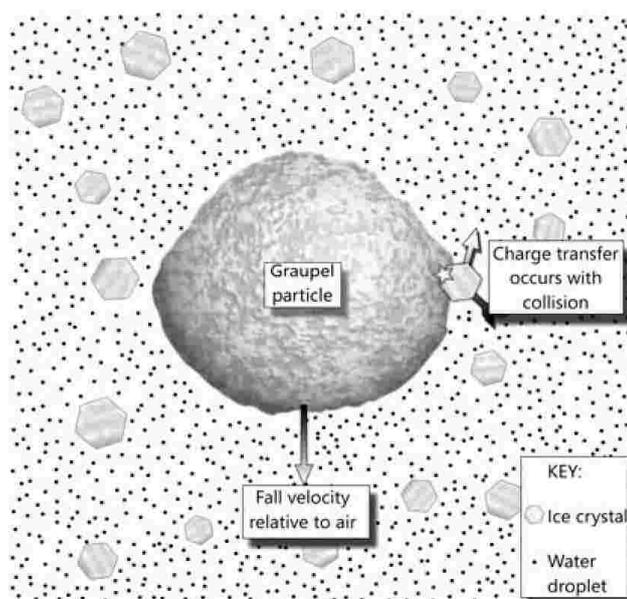


FIGURE 1.8 – Schéma représentant le mécanisme de chargement par triboélectricité entre les gouttes d'eau, les cristaux de glace et les amas d'eau surfondue et de glace (graupel). Schéma extrait de [Saunders, 2008].

## 1.2.2 Mécanisme de déclenchement des décharges

Nous avons vu dans la sous-section précédente la façon dont un nuage d'orage se forme et s'électrise. La question, qui se pose désormais, est comment, à partir de ce nuage chargé, la décharge se produit. Une revue détaillée des mécanismes d'initiation est notamment donnée par [Stolzenburg and Marshall, 2009]. Ces auteurs présentent également les mécanismes de propagation des éclairs au sein du nuage d'orage, ainsi que les différents types de décharges existantes (qui seront présentées dans la sous-section suivante), et les paramètres physiques qui leur sont associés. Pour déterminer les paramètres électriques d'un nuage d'orage, il est nécessaire et suffisant de connaître la distribution de charges électriques en son sein. Cependant cette connaissance doit être à plusieurs échelles : (i) au niveau microscopique, c'est-à-dire la connaissance des particules de glace et des gouttes d'eau chargées, et (ii) au niveau macroscopique des différentes régions du nuage. D'un point de vue pratique, c'est le champ électrostatique induit par ces régions chargées à l'intérieur des cumulonimbus qui est mesuré. La figure 1.9 montre un schéma du cas simplifié où l'on considère le nuage d'orage comme un tripôle. Les lignes de champs tracées correspondent au champ électrostatique créé par les zones de charges P, N et LP du nuage. D'un point de vue expérimental, il n'est pas aisé d'avoir accès à la connaissance de la distribution de charges à l'intérieur du nuage. En effet, d'une part il faut savoir quand l'orage aura lieu et, d'autre part, avoir l'instrumentation permettant de faire des observations *in situ* à l'intérieur du nuage. Plus important encore, il est nécessaire de connaître les effets du champ électromagnétique du nuage sur un tel capteur et sa mesure, puisque celui-ci va moduler, voire véroler la mesure. Ce type de mesures intranuages a cependant été décrit et réalisé par [Simpson and Scrase, 1937]. Ils ont développé un dispositif expérimental utilisant des ballons sondes pour explorer et mesurer, à l'aide d'un système analogique, le champ électrique

au sein du nuage (les premières mesures datent de 1934). L'avantage des ballons sondes est que ceux-ci gravissent verticalement très rapidement le nuage (entre 10 et 30 minutes). Cette ascension permet de réaliser un échantillonnage précis des grandeurs électriques à différentes altitudes. En revanche, ces mesures ne permettent pas de quantifier la dynamique de répartition des charges électriques au sein du nuage. Les mesures effectuées par ces ballons sondes ont permis de montrer que la distribution de charges dans les cumulonimbus est complexe. En conséquence, voir un cumulonimbus comme un dipôle ou un tripôle constitue une approximation assez forte.

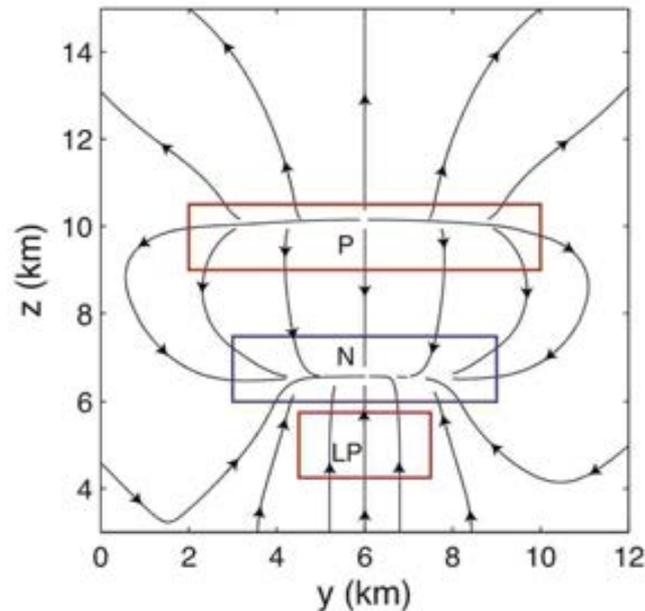


FIGURE 1.9 – Exemple de champ électrique rayonné par une distribution de charge en tripôle dans un nuage. Sigle 'P' : région supérieure chargée positivement, sigle 'N' : région chargée 'négativement'. Sigle 'LP' (pour lower positive) : petite région chargée positivement à la base du nuage. Figure extraite de [Gallin, 2014].

Si l'on suppose que le champ électrique rayonné est connu, on peut théoriquement revenir à la charge électrique au travers du théorème de Gauss en électromagnétisme. Pour ce faire, on suppose que l'on dispose d'un ensemble de charges électriques contenues dans un volume  $V$ , de surface fermée  $S$ . Le champ électrique produit est alors noté  $\vec{E}$ , la densité de charge électrique  $\rho_e$ , en  $C.m^{-3}$ , et la charge totale dans le volume  $Q$ . En utilisant ensuite le théorème de Gauss, qui permet de relier la charge électrique totale au flux du champ  $\vec{E}$  au travers de la section  $S$ , nous avons :

$$\oiint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_a} \iiint_V \rho_e dV = \frac{Q}{\epsilon_a}, \quad (1.1)$$

où  $\epsilon_a$  est la permittivité de l'air. Puisque le nuage est souvent décrit comme un dipôle ou un tripôle, on peut faire l'hypothèse que le champ électrique ne dépend que de l'altitude ([Stolzenburg and Marshall, 1998]). Il s'agit alors d'une approximation unidimension-

nelle qui permet de réduire l'équation (1.1) sous la forme :

$$\rho_e = \epsilon_a \frac{\Delta E_z}{\Delta z}, \quad (1.2)$$

où  $\Delta E_z$  correspond à la composante verticale du champ électrique  $\vec{E}$  dont l'unité est les  $V.m^{-1}$ , le long du pas vertical  $\Delta z$ . Dans le cadre de la modélisation du nuage d'orage, on peut supposer que le potentiel électrique du sol est toujours nul (ce qui correspond à une hypothèse de sol infiniment conducteur). Cette hypothèse donne une condition aux limites qui permet d'évaluer le potentiel électrique dans le nuage en fonction de l'altitude au travers d'une intégration selon la verticale du champ électrique. On obtient :

$$V(z) = - \int_0^z E_z dz. \quad (1.3)$$

La figure 1.10, extraite de [Stolzenburg and Marshall, 2008], présente un résultat schématique de la distribution de charge électrique au sein d'un cumulonimbus à l'aide de mesures avec ballon sonde. La partie centrale du schéma représente à l'aide de signes plus et moins les régions du nuages chargées positivement et négativement. On observe effectivement que l'on est assez loin de la représentation tripolaire utilisée jusqu'ici. Pour la partie inférieure du nuage, deux cas de figure sont à noter. Le premier, qui a lieu lorsqu'un courant d'air descendant transporte les charges électriques (positives et négatives) vers le sol, donne lieu à la présence d'une multitude de petites régions de charges positives et négatives. En revanche, si l'on a un courant ascendant (vent vertical) qui transporte les charges positives dans le nuage par convection, la partie inférieure du nuage est essentiellement une région chargée positivement. La partie centrale du nuage est une région plutôt chargée négativement, et la partie supérieure essentiellement positivement. Cependant, un ensemble de petites régions négatives apparaissent aussi sur tout le pourtour du nuage. Ces régions décrivent avec plus de réalisme la complexité de la structure électrique du nuage. De part et d'autre du schéma central, des profils du champ électrostatique de ces différentes régions dans le cas où le courant est ascendant ou descendant sont reproduits. L'information importante est que l'on observe que le champ électrique rayonné par ces poches de charges électriques varie jusqu'à environ  $\pm 105 \text{ kV}.m^{-1}$  selon l'altitude. Notons que [Cooray and Rakov, 2012] ont estimé que le champ électrique le plus intense qui puisse exister à la base d'un nuage d'orage (entre les zones de charges N et LP) est de l'ordre  $150 \text{ kV}.m^{-1}$ . Au niveau du sol en revanche, l'intensité du champ électrique est bien moins grande et se situe plutôt autour de la dizaine de  $\text{kV}.m^{-1}$  ([Rakov, 2013], page 70, figure 3.2c).

Bien que des modèles simplifiés aient été proposés, et que des mesures du champ électrique dans des nuages d'orages aient été effectuées, [Dwyer and Uman, 2014] expliquent dans leur article de revue que les mécanismes d'initiation de la décharge de foudre au sein du nuage demeurent mal compris. Notamment, les deux principales difficultés résident dans la mise en place de mesures au sein du nuage et la non-reproductibilité du phénomène en laboratoire. Dans la littérature (voir [Rakov and Uman, 2003], chap. 3, p. 82), il est établi que le champ électrique minimal pour permettre une ionisation de l'air, c'est à dire qui permettrait le claquage de l'air et l'initiation d'une étincelle, et donc de la décharge, est de l'ordre

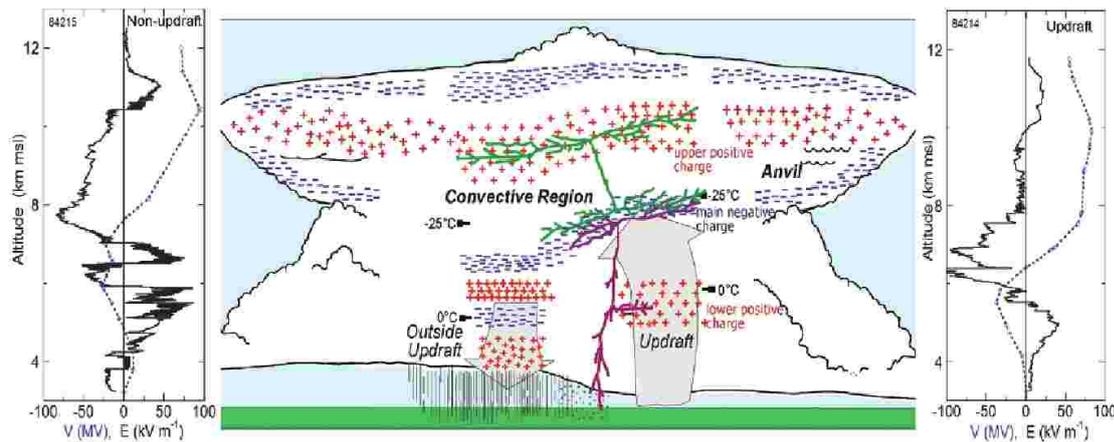


FIGURE 1.10 – Schéma de la répartition des charges électriques à l'intérieur d'un nuage d'orage parvenu à maturité, sous nos latitudes. Pour le schéma central, les symboles "+" rouge représentent les régions chargées positivement et "-" bleus les régions chargées négativement. La flèche grisée annotée "updraft" représente le cas où des courants d'air ascendants transportent vers le haut les charges positives vers l'intérieur du nuage. La flèche grisée annotée "outside updraft" représente les courants d'air descendants qui emportent vers le sol les charges électriques. Un exemple de décharge intra-nuage est représenté en vert, et une décharge connectée au sol est représentée en violet. La courbe sur le côté gauche (respectivement à droite) de la figure représente les champs électriques et le potentiel en fonction de l'altitude pour le cas sans courant ascendant (respectivement avec). Figure extraite de [Stolzenburg and Marshall, 2008].

de  $n_{air} \times 3 \times 10^6 \text{ V.m}^{-1}$ , où  $n_{air}$  correspond à la densité de l'air relativement au niveau de la mer et décroît avec l'altitude. Cependant, à altitude modérée, le champ électrique nécessaire demeure de l'ordre du  $\text{MV.m}^{-1}$ . Cette valeur reste dix fois plus grande que le champ maximal mesuré. En conséquence, une inconnue de taille demeure, puisque les champs électriques mesurés au sein des cumulonimbus sont trop faibles pour initier une telle décharge. Une alternative à ces modèles serait la physique des plasmas, qui permet d'expliquer d'éventuelles initiations de décharges à partir de champs électriques plus faibles (voir [Dwyer and Uman, 2014] pour plus d'informations). Finalement, la compréhension des mécanismes d'initiations de la foudre est encore aujourd'hui l'un des plus grands enjeux de ce domaine d'étude.

### 1.2.3 Les différents types de décharges

Avant de conclure sur la phénoménologie des décharges de foudre, il est important de présenter les différents types de décharges qui existent. Pour simplifier, une décharge de foudre n'est autre qu'une étincelle qui s'initie au travers des phénomènes expliqués précédemment, et se propage dans le nuage d'orage en ayant pour objectif de rééquilibrer les différentes régions chargées du nuage. Dans le premier chapitre de leur livre, [Rakov and Uman, 2003], définissent précisément la notion de traceurs, appelés *leaders* en anglais. Il s'agit formellement d'une décharge électrique capable de se propager dans l'air. En se propageant, ce traceur crée un canal ionisé d'une conductivité électrique de l'ordre de  $10^4 \text{ S.m}^{-1}$ . La température à l'intérieur du canal ionisé est de l'ordre de  $5000^\circ\text{K}$  (voir [Dwyer and Uman, 2014]).

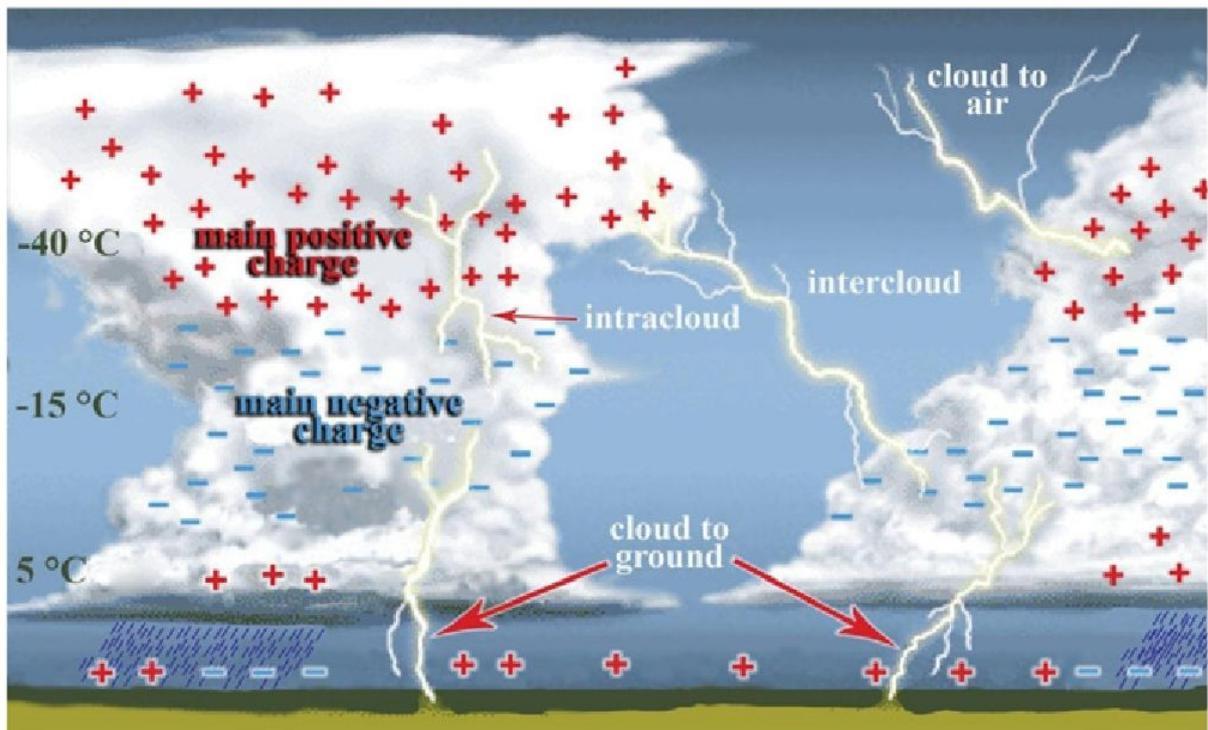


FIGURE 1.11 – Schéma présentant les différentes décharges électriques qui peuvent se produire entre deux cellules orageuses. Figure extraite de [Dwyer and Uman, 2014]

À leur tête, les traceurs génèrent un champ électrique très intense qui permet l'ionisation de l'air ambiant. Un régime auto-entretenu se met en place : l'air ionisé autour de la tête du traceur permet une alimentation de celui-ci en charges électriques. Cette abondance de charges permet de maintenir un courant électrique intense à la tête du traceur. Ce courant intense permet à son tour le maintien d'une température élevée et donc de l'ionisation de l'air. Le traceur se propage alors de cette façon à l'aide de ce régime auto-entretenu, même dans un milieu où les champs électriques sont naturellement faibles. La distance de propagation peut être très importante, et si le traceur se rapproche d'un champ électrique fort, des ramifications sont alors possibles. Une fois le traceur totalement formé, le canal ionisé permet le passage d'une grande quantité de charges, c'est ce que l'on appelle la décharge. [Cummins and Murphy, 2009] ont proposé une revue des différents types de décharges électriques lors d'un orage. Deux principaux types de décharges sont proposés :

1. Les décharges allant du cumulonimbus au sol qui sont appelées dans la littérature *Cloud to Ground discharges* (Nuage-sol en français), et couramment abrégées CG (cette notation sera utilisée dans la suite du manuscrit). Ces décharges sont typiquement celles qui sont observées par tout un chacun au cours d'un orage. Cette catégorie dispose elle-même de sous catégories que nous expliciterons ultérieurement.
2. Les décharges se propageant au sein même du nuage, d'un nuage à un autre ou éventuellement dans l'air environnant sont appelées en anglais *Cloud discharges*. Cependant, les décharges du nuage les plus courantes sont celles se propageant au sein du nuage qui sont appelées *IntraCloud discharges* (Intranuages en français) et sont couramment notées IC (cette notation sera également utilisée tout au long de ce manus-

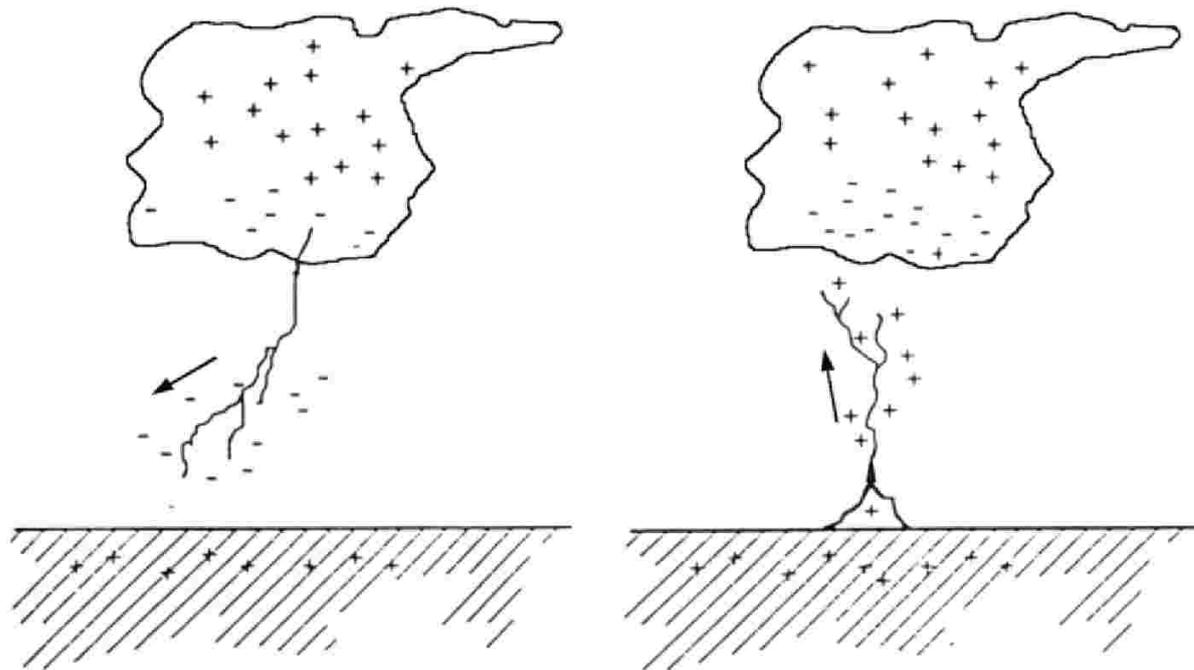
crit).

La figure 1.11 illustre schématiquement les différents types de décharges que nous venons d'évoquer. Une information d'importance dans cette figure concerne le chargement électrique du sol. On constate que celui-ci se charge par influence. Concrètement, cela signifie que des régions de charges négatives s'organisent au niveau du sol sous les régions chargées positivement à la base du nuage et inversement. En revanche, si la distance au nuage augmente, le sol devient sensible au champ électrique lointain rayonné par le haut du nuage qui est en général une région positive, en conséquence le sol se charge négativement. Les deux sous-sections suivantes vont présenter plus en détail les CGs et les ICs, en sachant que les décharges avec connexion au sol représentent environ 25% de l'ensemble de l'activité électrique terrestre, contre 75% de décharges sans connexion avec celui-ci (voir [Rakov, 2013]).

### 1.2.3.1 Décharge nuage-sol : CG

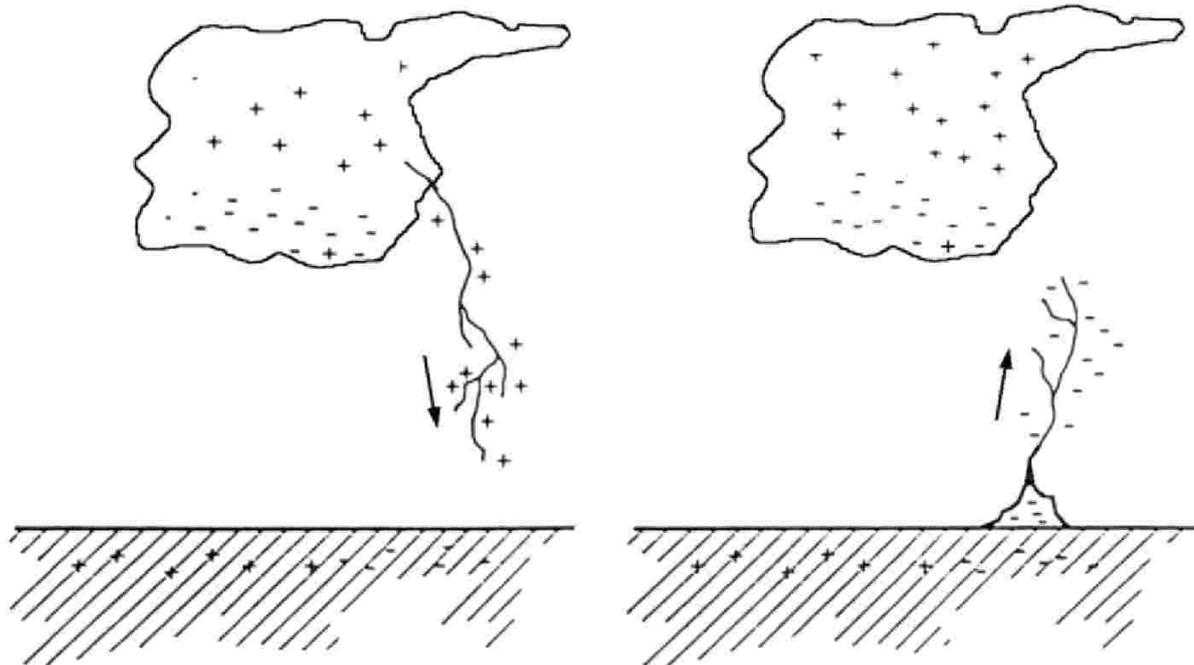
[Dwyer and Uman, 2014] proposent la description de quatre types de décharges nuage-sols. Ces décharges se différencient par le signe et la direction du courant électrique dans le canal formé par le traceur. La figure 1.12, extraite de [Dwyer and Uman, 2014] présente les quatre formes de traceurs possibles. La liste suivante présente succinctement ces différentes formes :

- (A) Le premier cas est celui d'un traceur qui prend source dans la partie inférieure du cumulonimbus (en général entre les régions chargées N et LP, voir figure 1.9) et qui se propage vers le sol. La dénomination standard de ce type de décharge est en anglais : *downward negative leader*. Ce type de traceur représente plus de 90% des décharges de foudre avec connexion au sol. Les différentes étapes de la propagation et des échanges électriques qui se produisent entre la Terre et le nuage d'un tel traceur sont décrites dans la figure 1.13 extraite du chapitre 4 de [Rakov and Uman, 2003]. L'initiation d'une décharge de foudre à l'intérieur du nuage d'orage dure de l'ordre d'une à quelques 10 ms. C'est au cours de cette initiation que le traceur se propage par bonds successifs (ce qui explique le terme anglais *stepped leader*), à l'aide du processus auto-entretenu présenté plus haut. Chaque saut s'effectue en ligne droite sur 10 m environ à la vitesse de  $10^7 \text{ m.s}^{-1}$  (chaque bond dure ainsi de l'ordre de 1  $\mu\text{s}$ ). Puis, un laps de temps oscillant entre 20 et 50  $\mu\text{s}$  en moyenne est observé entre chaque bond, donnant ainsi une vitesse de propagation macroscopique du traceur d'environ  $2 \times 10^5 \text{ m.s}^{-1}$ . Lorsque le traceur s'est propagé suffisamment proche du sol, l'initiation d'un nouveau traceur ascendant depuis la terre et de polarité inverse au traceur descendant devient possible. Lorsque ces deux traceurs se rencontrent, on parle du processus d'attachement. Les deux traceurs ne forment alors plus qu'un seul canal ionisé connectant la base du nuage et le sol. Ce canal ionisé permet le transfert d'un très grand nombre de charges du sol jusqu'au nuage à une vitesse atteignant environ le tiers de la célérité de la lumière, produisant un très fort courant électrique. Ce processus produit un flash lumineux très intense (qui correspond souvent à ce que l'on observe à l'œil nu ; le traceur est aussi visible mais il est nécessaire d'avoir une prise de vue rapide pour le voir se former), que l'on appelle Arc en Retour (return stroke en anglais). Le courant électrique



(a) Downward lightning negatively-charged leader.

(b) Upward lightning positively-charged leader.



(c) Downward lightning positively-charged leader.

(d) Upward lightning negatively-charged leader.

FIGURE 1.12 – Schéma représentant les 4 types de décharges nuage-sol de foudre à partir d'un cumulonimbus. Figure extraite de [Dwyer and Uman, 2014]

de celui-ci permet la neutralisation des charges négatives présentes dans le canal ionisé et se propage ensuite à l'intérieur du nuage, horizontalement le plus souvent, sur plusieurs kilomètres pour rééquilibrer la charge électrique. Pour ce type de décharge, il arrive que la neutralisation de la charge électrique lors du premier arc en retour ne soit pas complète. Au contraire même, la décharge peut apporter un excès de charges

électriques positives dans le canal. C'est pourquoi, il est fréquent que plusieurs arcs en retour à la suite aient lieu. Sous nos latitudes on en compte en moyenne entre trois et cinq. Avant de se reformer, d'autres échanges complexes (processus K, J et composantes M, qui ne seront pas détaillés ici) ont lieu, suivis de la formation de nouveaux traceurs appelés en anglais *Dart Leader*. Ces nouveaux traceurs empruntent le chemin ionisé par les traceurs. Une fois la connexion établie avec le sol, un nouvel arc en retour se produit<sup>2</sup>. Deux arcs en retour sont globalement espacés d'une cinquantaine de millisecondes ([Rakov, 2013], page 7, table 1.1). Désormais, nous appellerons **flash** l'ensemble des échanges électriques qui se produisent entre le nuage d'orage et le sol en moins d'une seconde (il s'agit de la même définition que celle donnée par [Rakov and Uman, 2003] dans leur chapitre 1). Ainsi, plusieurs arcs en retour peuvent faire partie du même flash. Par ailleurs, nous noterons désormais les arcs en retour associés à ce type de décharges **CG-** (pour negative Cloud-to-Ground).

- (B) Le deuxième cas est celui d'un traceur formé de charges positives partant du sol et montant vers le nuage. Ce type de décharge peut avoir lieu lorsque les charges négatives de la partie inférieure du nuage initient par influence le démarrage à partir du sol. Le principe de neutralisation dans le nuage une fois l'arc en retour formé est ensuite le même que le cas (A). Ce type de décharge est appelé *upward positive leader*.
- (C) Le troisième cas se produit lorsque les conditions électriques permettent au traceur de se former depuis la partie supérieure du nuage et donc chargée positivement. Ce traceur, au même titre que le CG- se propage en descendant vers les parties du sol qui se sont chargées négativement (souvent plus éloignées du nuage). Ces décharges, que nous nommerons désormais **CG+** sont souvent plus longues que les CG- puisqu'elles partent d'une altitude plus élevée et se propagent plus lentement. Le mécanisme de raccord avec un traceur (négatif cette fois-ci) du sol, et la formation de l'arc en retour apparaît assez similaire au CG-. Une autre différence notable est que lors de ce type de décharges il n'y a en général qu'un seul arc en retour par flash, très intense, qui permet la neutralisation des charges en une seule fois.
- (D) Le quatrième et dernier cas est analogue au cas (B) avec pour différence qu'il s'agit d'un traceur en partance d'une région au sol chargée négativement (souvent plus lointaine du nuage) et cherchant à atteindre les régions chargées positivement en haut du cumulonimbus. Notons que les cas (B) et (D) se retrouvent le plus souvent dans le cas d'éclairs initiés par de grandes tours ou des éoliennes.

Concernant les arcs en retour, [Cooray and Rakov, 2012] présentent une étude sur les valeurs limites inférieures et supérieures du courant crête mesuré du premier arc en retour d'un flash. Ils estiment que pour les régions tempérées la valeur supérieure est de 300 kA, alors que la valeur inférieure serait plutôt aux alentours de 2 kA. À partir des travaux de [Cooray et al., 2007] sur l'existence de liens empiriques entre le courant crête de l'arc et la charge électrique échangée entre la terre et le nuage, [Cooray and Rakov, 2012] proposent

2. Notons que plusieurs traceurs peuvent se connecter au sol, ce qui indique que l'éclair nuage-sol a plusieurs points de contact au sol. En conséquence les dart leaders peuvent emprunter ces différents chemins ionisés.

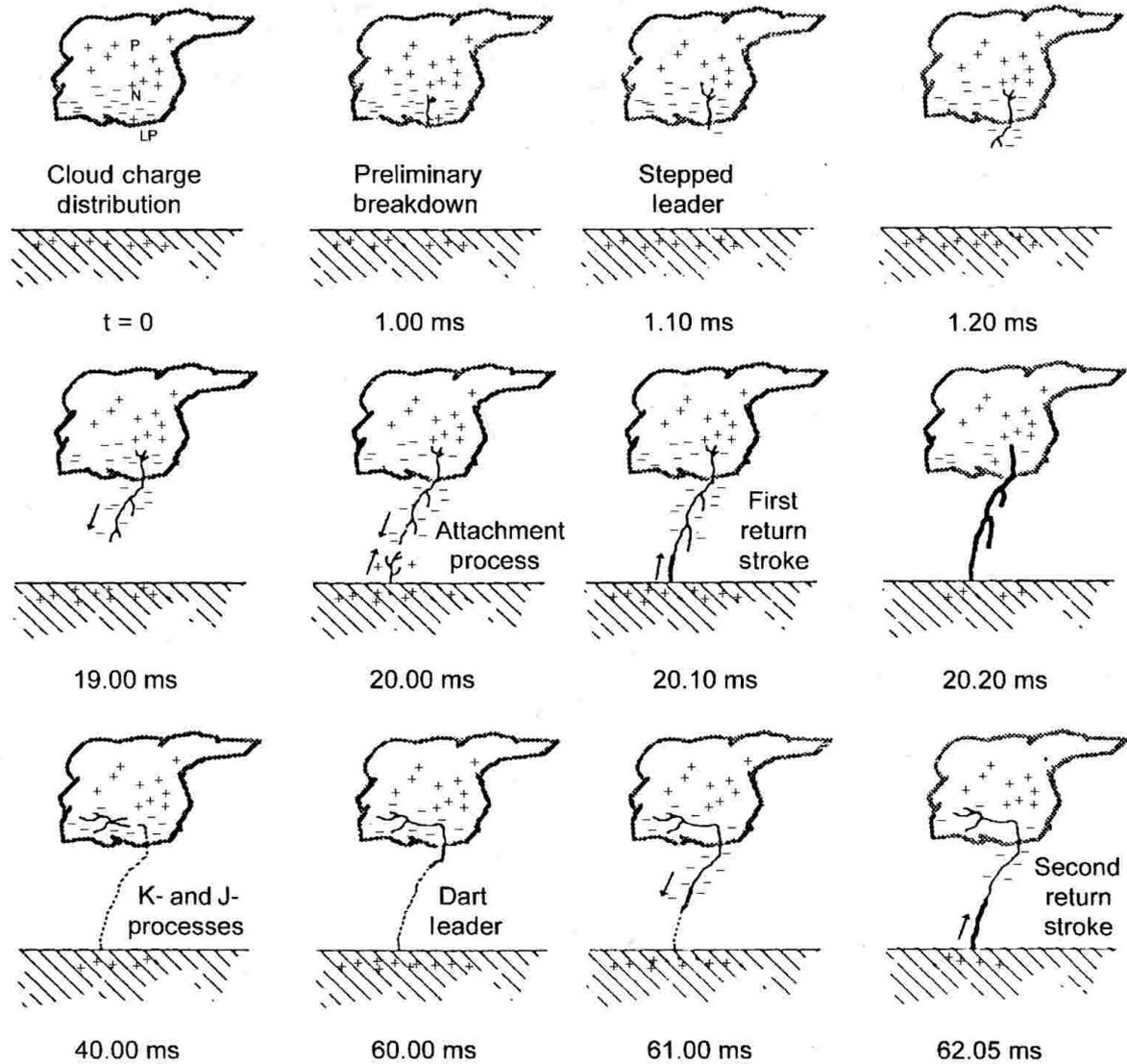


FIGURE 1.13 – Schéma représentant l'ensemble des étapeormations de formation d'un arc en retour dans le cas d'une décharge partant du nuage et allant vers le sol. Le sigle "LP" dans le cadre en haut à gauche signifie "lower positive" et marque la présence de petites régions chargées positivement dans la base du nuage. Figure extraite de [Rakov and Uman, 2003], chapitre 4.

une loi empirique permettant de relier le courant crête  $I_p$  (en  $kA$ ) du premier arc en retour à la charge électrique  $Q$  (en  $C$ ), qui est transportée jusqu'au sol par l'arc en retour durant la première centaine de microsecondes de l'échange électrique. En conséquence, la totalité de la charge neutralisée ne peut être évaluée qu'à partir des courants crêtes dont les durées ne représentent qu'une faible proportion temporelle du flash. Une deuxième relation est également proposée, et relie cette fois-ci le courant crête  $I_p$  à l'amplitude du champ électrique ambiant  $E$  (en  $kV.m^{-1}$ ) sous le nuage. Ces relations sont les suivantes :

$$I_p = 19.6Q^{0.78} \text{ et } I_p = 2.44E^{0.967}. \tag{1.4}$$

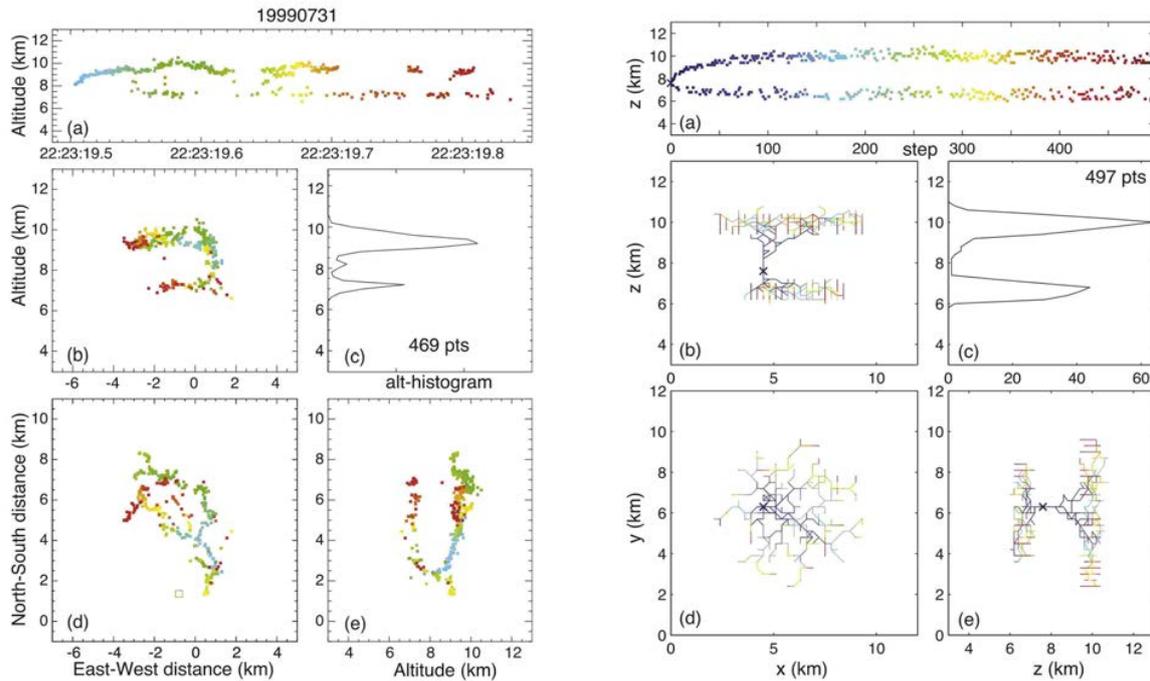


FIGURE 1.14 – Ensemble de graphiques à gauche : décharge intranuage observée le 31 juillet 1999. La décharge est représentée par un ensemble de détections électromagnétiques à très haute fréquence ( $[60 - 66]$  MHz). Les détections sont tracées en fonction des différents paramètres de localisation. (a) : altitude de la décharge en fonction du temps. (b) : altitude de la décharge en fonction de la distance Est–Ouest. (c) : histogramme du nombre de détections le long de l’altitude. (d) : détections vues du dessus dans le plan. (e) : altitude de la décharge en fonction de la distance Nord–Sud. Ensemble de droite : résultats donnés par le modèle fractal. Les graphiques sont organisés de la même manière qu’à gauche. Figures extraites de [Riousset et al., 2007].

### 1.2.3.2 Décharge intranuage : IC

Les décharges ne sont visibles à l’œil nu que par un effet d’illumination diffus dans le nuage du fait que le nuage est opaque optiquement. Pour pouvoir les étudier, les reconstructions électromagnétiques sont souvent utilisées (voir la section 2.1.2 qui présente en détail certaines méthodes de reconstruction). Les décharges intranuages, que nous appellerons désormais **IC**, ont notamment été observées et étudiées par [Riousset et al., 2007]. Dans ce papier, est présenté un modèle fractal pour reproduire la géométrie des décharges intranuages, en bon accord avec les reconstructions électromagnétiques. La figure 1.14 présente un exemple, issu de cet article, où sont comparées les reconstructions électromagnétiques très haute fréquence d’un éclair survenu le 31 juillet 1999 avec le résultat du modèle fractal. L’accord apparaît satisfaisant. Cette figure donne des résultats très intéressants. L’éclair présenté ici s’est déclenché à  $8\text{ km}$  d’altitude. Une décharge négative se propage verticalement pour atteindre l’altitude de  $10\text{ km}$  puis se propage vers le Nord-Ouest à altitude constante. Simultanément, une décharge positive se propage du point de déclenchement vers le bas jusqu’à une altitude de  $6\text{ km}$  avant de se propager également à altitude constante vers le Nord-Ouest. Il s’agit ainsi d’une décharge intranuage typique présentant un canal vertical et des branches se propageant à deux altitudes différentes (respectivement  $6$  et  $10\text{ km}$ ) avec une extension horizontale assez importante. À partir de l’analyse du signal VHF et de la pro-

pagation des différentes décharges reconstruites, cela a permis de conclure que la couche supérieure correspondait à une zone de charge positive tandis que la couche inférieure correspondait à une zone de charge négative.

### 1.3 Reconstructions et localisations des décharges de foudre

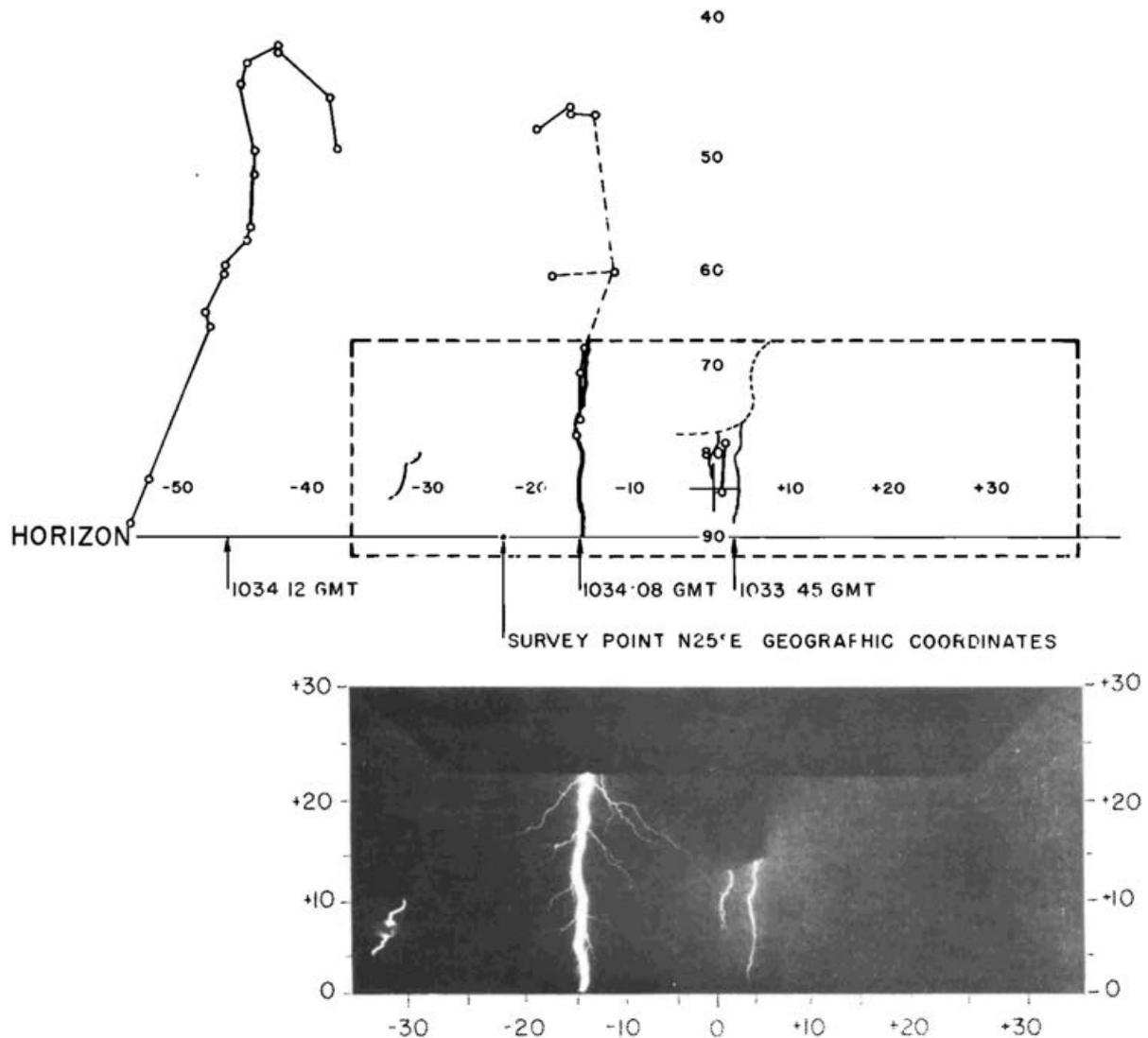


FIGURE 1.15 – Comparaison de géométries de canaux de foudre reconstruites acoustiquement et d'une photographie des mêmes décharges. Sur le graphique du haut, le rectangle pointillé délimite le champ de vue de la caméra (dont l'image est donnée en dessous). Figure adaptée de [Few and Teer, 1974].

Les reconstructions de décharges électriques avaient pour premier objectif de caractériser la géométrie du canal de foudre. Ces premières études ont eu lieu dans les années 70 à 80. On peut remarquer que les premières reconstructions ont été effectuées par [Few, 1968, Few, 1970] à partir de mesures acoustiques. Initialement, le projet était de mesurer les émissions acoustiques du tonnerre, mais à l'aide de son réseau de microphones de 30 m de côté,

Few parvient à reconstruire la géométrie de plusieurs flashes. Il utilise une méthode par corrélation croisée des signaux aux différents points du réseau pour y parvenir. La figure 1.15 présente une comparaison d'une telle reconstruction acoustique d'un canal de foudre et une photographie de celui-ci. On remarque que l'accord entre les photographies et les reconstructions acoustiques est excellent dans le champ de la photographie. Ces reconstructions lui ont permis de trouver un résultat très important qui n'était jusqu'ici pas observable : les flashes, composés aussi bien de décharges nuage-sol que d'intranuages, présentent une grande extension horizontale, de plusieurs kilomètres. Cette extension n'est pas visible à l'œil nu puisque le nuage est opaque optiquement. Pour un arc en retour classique, l'extension verticale du canal qui relie le nuage au sol est typiquement de l'ordre de 3 à 5 km. De fait, la composante horizontale est bien plus importante que la composante verticale d'une décharge. L'article de [Few and Teer, 1974] permet de vérifier cette observation. La figure 1.16, extraite de leur article, montre pour quatre orages passés au-dessus de différentes villes la distribution de l'extension horizontale des décharges de foudre. On remarque que le minimum affiché est de 5 km, et que l'on peut atteindre jusqu'à 20 km dans certain cas.

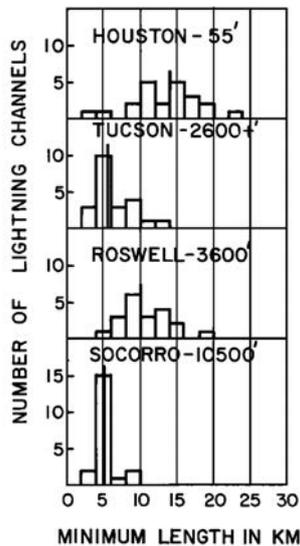


FIGURE 1.16 – Distribution de la longueur minimale des canaux d'éclairs pour un ensemble d'orages survenus au-dessus de 4 villes. La longueur des décharges est déterminée par reconstruction acoustique à partir d'enregistrements de signaux de tonnerre. Pour chaque graphique la barre verticale est la position de la médiane de la distribution. L'altitude du site est précisée à côté du nom du site. Figure extraite de [Few and Teer, 1974].

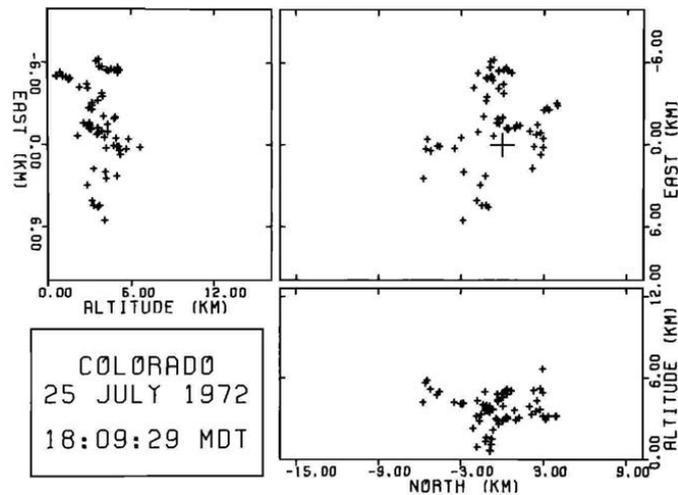


FIGURE 1.17 – En haut à gauche : détections acoustiques reconstruites et tracées dans le plan (altitude, direction Ouest–Est). En haut à droite : détections tracées dans le plan (direction Nord–Sud, direction Est–Ouest). En bas à droite : détections tracées dans le plan (direction Nord–Sud, altitude). Les petites croix représentent les détections acoustiques, la grande croix, la position de la station acoustique. Figure extraite de [MacGorman et al., 1981].

Au début des années 80, [MacGorman et al., 1981] confirment une fois de plus la grande extension horizontale des décharges à l'aide de nouvelles reconstructions acoustiques. La

figure 1.17 représente une carte d'une telle reconstruction dans différents plans (respectivement, en haut à gauche, en haut à droite et en bas à droite) : altitude vs direction ouest - est , vue du dessus latitude vs longitude et direction nord - sud vs altitude. Les petites croix noires représentent les détections acoustiques et la grande croix noire la position de la station acoustique. Cette figure permet d'observer une extension horizontale d'environ 12 km. La figure 1.18 extraite du même article, montre un autre résultat important sur la géométrie d'une décharge : les sources acoustiques sont réparties essentiellement sur deux couches d'altitudes différentes entre 4 et 6 km (qui semble correspondre à la région chargée négativement) et entre 8 et 10 km (qui semble correspondre à la région chargée positivement).

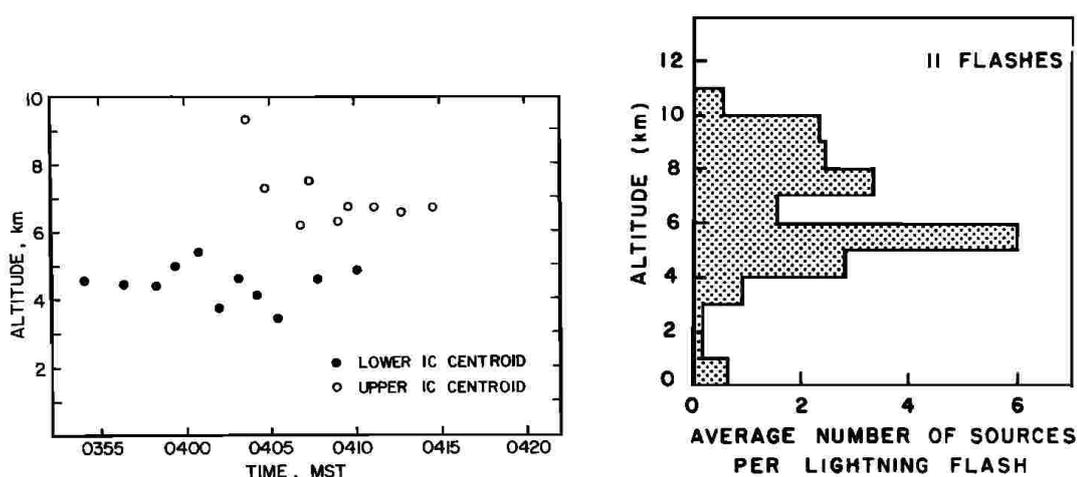


FIGURE 1.18 – Étude d'un orage survenu en Arizona. A gauche : distribution des altitudes des décharges intranuages reconstruites par méthode acoustique en fonction du temps durant un orage (les 25 dernières minutes de l'orage considéré). A droite : distribution en altitude des sources acoustiques reconstruites. Figures extraites de [MacGorman et al., 1981]

Il faudra ensuite attendre l'avènement des reconstructions électromagnétiques haute fréquence, basées sur l'enregistrement des formes d'ondes électromagnétiques émises par les traceurs durant leur propagation pour voir un regain d'intérêt sur les reconstructions d'éclairs d'orages. En effet, un flash émet un contenu électromagnétique large bande à cause des longueurs différentes de chacun des processus du flash. Le signal émis par l'arc en retour est principalement centré autour de 5 à 10 kHz (c'est ce que l'on nomme la bande très basse fréquence, abrégé en VLF de l'anglais Very Low Frequency). Le signal émis par le traceur est quant à lui plutôt centré autour du MHz (sur les bandes hautes et très hautes fréquences, abrégées HF et VHF en anglais pour High Frequency et Very High Frequency). Ainsi, en remarquant que les ondes VLF se propagent dans le guide d'onde formé par l'ionosphère sur plusieurs milliers de kilomètres, et qu'au contraire les ondes HF et VHF se propagent seulement à quelques centaines de kilomètres, on en déduit que la détection et la localisation électromagnétiques d'un éclair dépendent très fortement de la bande spectrale et de l'extension d'un réseau. Trois échelles différentes sont à présenter :

1. Le réseau World Wide Lightning Location network (WWLLN, [www.wlln.net](http://www.wlln.net)), composé d'une cinquantaine de capteurs VLF tout autour du monde, permet un suivi de

l'activité des éclairs à l'échelle du globe. Cependant il ne permet pas l'enregistrement du courant crête et de sa polarité et ne permet donc pas d'identifier si la décharge détectée est un CG+ un CG- ou un IC.

2. Les réseaux régionaux, comme le NLDN (National Lightning Detection Network) aux USA, ou le réseau EUCLID (EUropean Cooperation for LIghtning Detection) en Europe (ce réseau sera décrit plus en détail dans la section 2.1.2.1) sont composés de centaines de capteurs VLF/LF à l'échelle d'un pays ou d'un continent. Avec de tels réseaux il devient possible d'obtenir la datation et la localisation plus précises (de l'ordre de quelques microsecondes en temps et de quelques centaines de mètres en espace), d'une décharge ainsi que d'obtenir le courant crête et sa polarité et donc de distinguer les CG+ des CG-. Notons que certains ICs peuvent parfois être détectés.
3. Les réseaux locaux, comme le LMA (Lightning Mapping Array, voir la section 2.1.2.2 pour une présentation détaillée), qui utilisent une dizaine de capteurs VHF dans un rayon de 300 km environ permettent la détection des événements de type traceur. En conséquence, ces réseaux fournissent une description haute résolution des différentes étapes de la décharge et permettent la reconstruction tridimensionnelle de sa géométrie avec une précision de l'ordre de la dizaine de mètres et une résolution temporelle de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Notons que ce type de réseau détecte préférentiellement l'activité des IC et est très complémentaire des réseaux régionaux.

Ces nouveaux outils électromagnétiques ont provoqué l'apparition d'un renouveau pour les reconstructions acoustiques. En effet, il devient possible de comparer les reconstructions acoustiques et de vérifier leur précision. Dans leur article, [Gallin et al., 2016] présentent une synthèse de différentes reconstructions acoustiques comparées à des reconstructions électromagnétiques. En quelques mots : [Arechiga et al., 2011] comparent les résultats de reconstructions acoustiques (à partir de mesures réalisées sur microphones) et électromagnétiques pour des cas de flashes artificiellement déclenchés (voir la figure 1.19). [Qiu et al., 2012] réalisent la même comparaison acoustique/électromagnétique pour le cas de deux décharges naturelles nuage-sol présentant une forte ramification. De leur côté, [Bodhika et al., 2013] proposent la reconstruction acoustique tridimensionnelle de cinq cas d'arcs en retour et d'ICs. Un point important à soulever est que l'ensemble de ces approches fournit des points géométriques supposés associés à des sources acoustiques ponctuelles. Cependant, ces méthodes ne donnent pas de réelles informations sur les incertitudes de localisation. Il n'y a ainsi pas de preuve qui permette de justifier que les sources reconstruites sont bien physiques. C'est dans cette optique que [Johnson et al., 2011] tentent de dépasser ce problème en décrivant les sources acoustiques reconstruites par des distributions continues représentant la cohérence de leur position.

Plus récemment encore, [Gallin, 2014] et [Gallin et al., 2016] présentent des reconstructions acoustiques d'éclairs à partir d'un traitement utilisant l'algorithme PMCC (développé et présenté par [Cansi, 1995]), couplées à des mesures électromagnétiques. L'ensemble des signaux a été enregistré lors de la campagne SOP1 d'HyMeX, décrite en détail dans la section 2.1. Les méthodes de reconstruction sont précisées dans la section 2.4. La figure 1.20 présente un exemple de ces reconstructions. Les points rouges représentent les détections

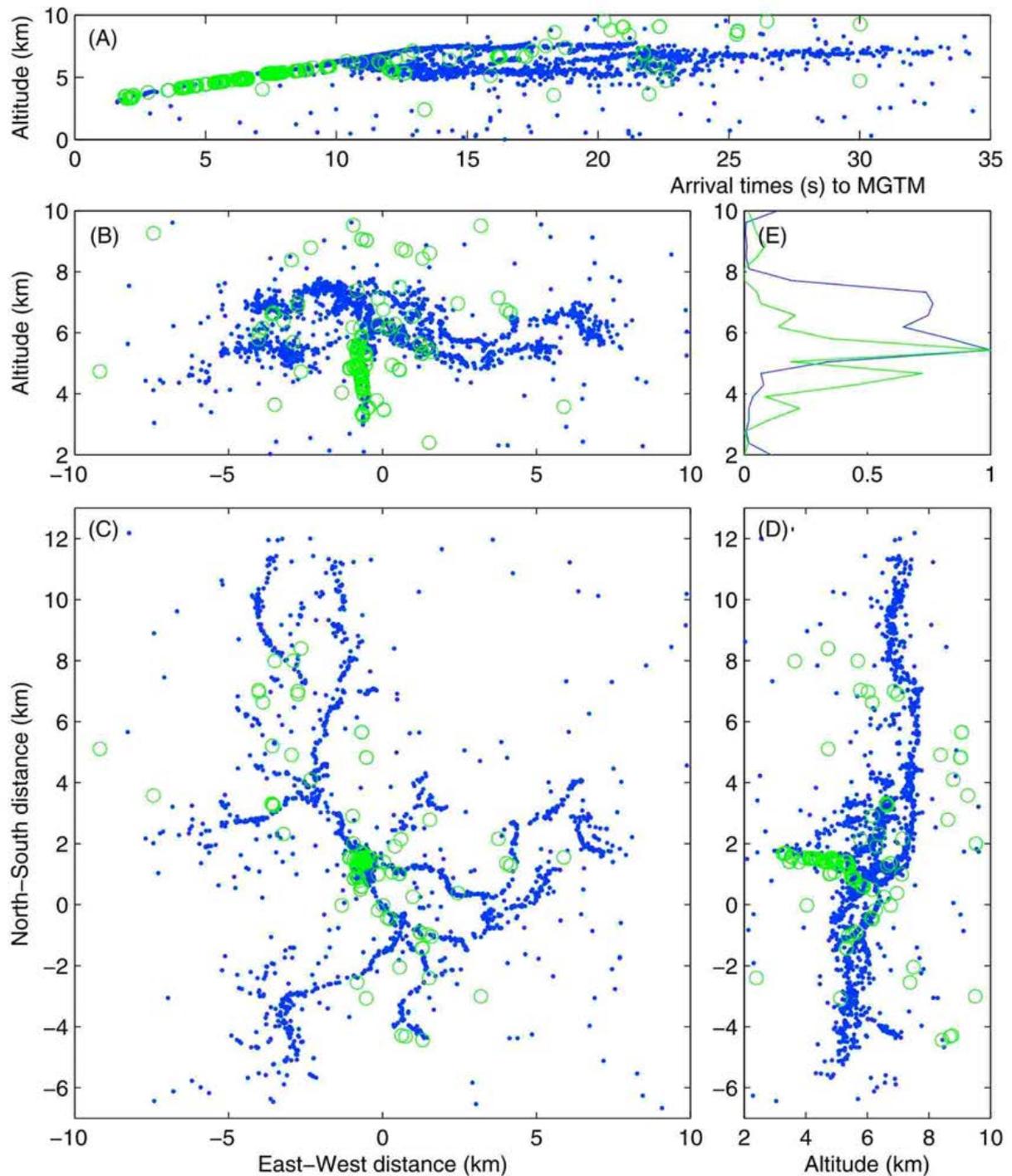


FIGURE 1.19 – Cercles verts : sources acoustiques reconstruites. Points bleus : sources électromagnétiques. (A) : Altitudes des sources en fonction du temps à la station acoustique. (B) : localisation des sources dans le plan (distance Est-Ouest, altitude). (E) : distribution en altitude des sources acoustiques et électromagnétiques. (C) à gauche : localisation des sources dans le plan (longitude, latitude). (D) : localisation des sources dans le plan (distance Nord-Sud, altitude). Figure extraite de [Arechiga et al., 2011]

acoustiques, les carrés gris les reconstructions électromagnétiques et les triangles bleus les localisations EUCLID de points d'impact d'éclairs au sol. Gallin montre, à partir d'une analyse statistique basée sur 56 flashes, la bonne précision de sa méthode. Il met aussi en évi-

dence que la partie inférieure des arcs en retour est mieux reconstruite par l'acoustique que par la méthode électromagnétique. Enfin, il met en lumière la capacité de cette méthode à pouvoir séparer les différentes composantes d'un même flash (IC/CG). Cette voie est celle que nous avons décidée de suivre dans ce travail de thèse, et les résultats sont présentés dans le chapitre 3.

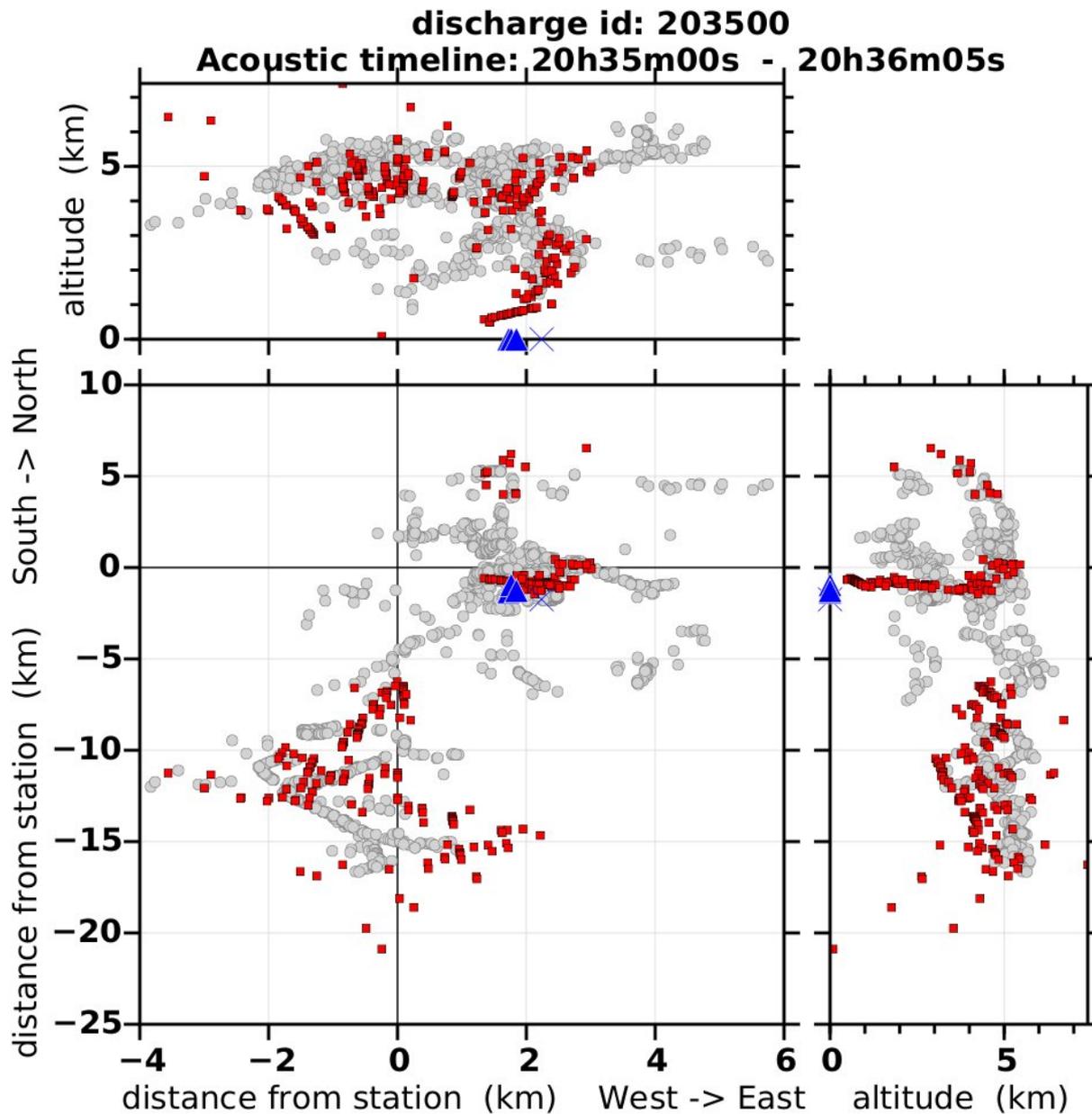


FIGURE 1.20 – Reconstruction acoustique de la décharge de 20h35 du 26 septembre 2012. Les points rouges représentent les reconstructions acoustiques, les points gris les reconstructions électromagnétiques et les triangles bleus les points d'impact détectés. La station acoustique est située aux coordonnées (0.0;0.0). Figure extraite de [Gallin, 2014] et [Gallin et al., 2016]

## 1.4 Mécanismes d'émission acoustique du tonnerre

L'objectif de cette thèse est la compréhension et la modélisation des mécanismes physiques associés aux ondes acoustiques émises lors d'un orage : le tonnerre. Dans l'introduction du Chapitre 11 de [Rakov and Uman, 2003], le tonnerre est défini comme suit (la citation suivante a été traduite) :

"Le tonnerre peut être défini comme l'ensemble des émissions acoustiques associées à une décharge électrique d'orage. Il apparaît que l'ensemble des processus, à la fois intranuages et nuage-sol, incluant également les mécanismes complexes de type processus de la composante M, produisent du tonnerre. La partie significative du spectre du tonnerre s'étend de quelques Hertz à plusieurs kilohertz. La composante audible du tonnerre (i.e.  $f > 20$  Hz), peut être vue d'une manière générale comme une série d'ondes de choc décroissantes produites par la dynamique du gaz en expansion des différentes parties de l'éclair liée au chauffage très rapide du canal, tandis que la composante infrasonore (i.e.  $f \leq 20$  Hz) est associée à la contraction subite d'un large volume du nuage d'orage lorsque l'éclair vient neutraliser les charges électriques de celui-ci<sup>3</sup>."

La description de ces deux mécanismes expliquant à la fois le contenu audible et infrasonore du tonnerre est présentée dans un article de revue de [Few, 1995], et chacune des contributions va être présentée. Cependant, avant de rentrer dans les présentations de ces deux contributions, il convient de réaliser une courte revue des observations du tonnerre.

### 1.4.1 Observation du contenu acoustique du tonnerre

Les orages et le tonnerre ont toujours fasciné les hommes, et c'est pour cette raison qu'ils ont beaucoup été observés. La simple audition humaine a d'ailleurs été la première source de mesure du tonnerre ([World Meteorological Organization, 1956]). En effet, une mesure appelée le niveau kéraunique est basée sur le relevé du nombre de jours par an (dans une région donnée) où le tonnerre a été entendu. Cette mesure a notamment permis de déterminer les zones à risques orageux. La figure 1.21, issue du site de Météo-France, représente la carte du niveau kéraunique en France. Notons cependant qu'aujourd'hui le niveau kéraunique n'est plus relevé par l'audition humaine mais par des capteurs. Cette carte permet d'observer que les zones montagneuses du sud-est de la France, et les Cévennes en particulier, sont des zones particulièrement exposées aux orages.

---

3. Citation originale : Thunder can be defined as the acoustic emission associated with a lightning discharge. It appears that all impulsive processes in both cloud-to-ground and cloud flashes, including M-component-type processes, produce thunder. The significant part of the thunder spectrum extends from a few hertz or less to a few kilohertz. It is the general view that audible thunder (above 20 Hz or so) is a series of degenerated shock waves produced by the gas dynamic expansion of various portions of the rapidly heated lightning channel, while infrasonic thunder (approximately 20 Hz and below) is associated with the sudden contraction of a relatively large volume of the thundercloud when lightning rapidly removes the charges from that volume.

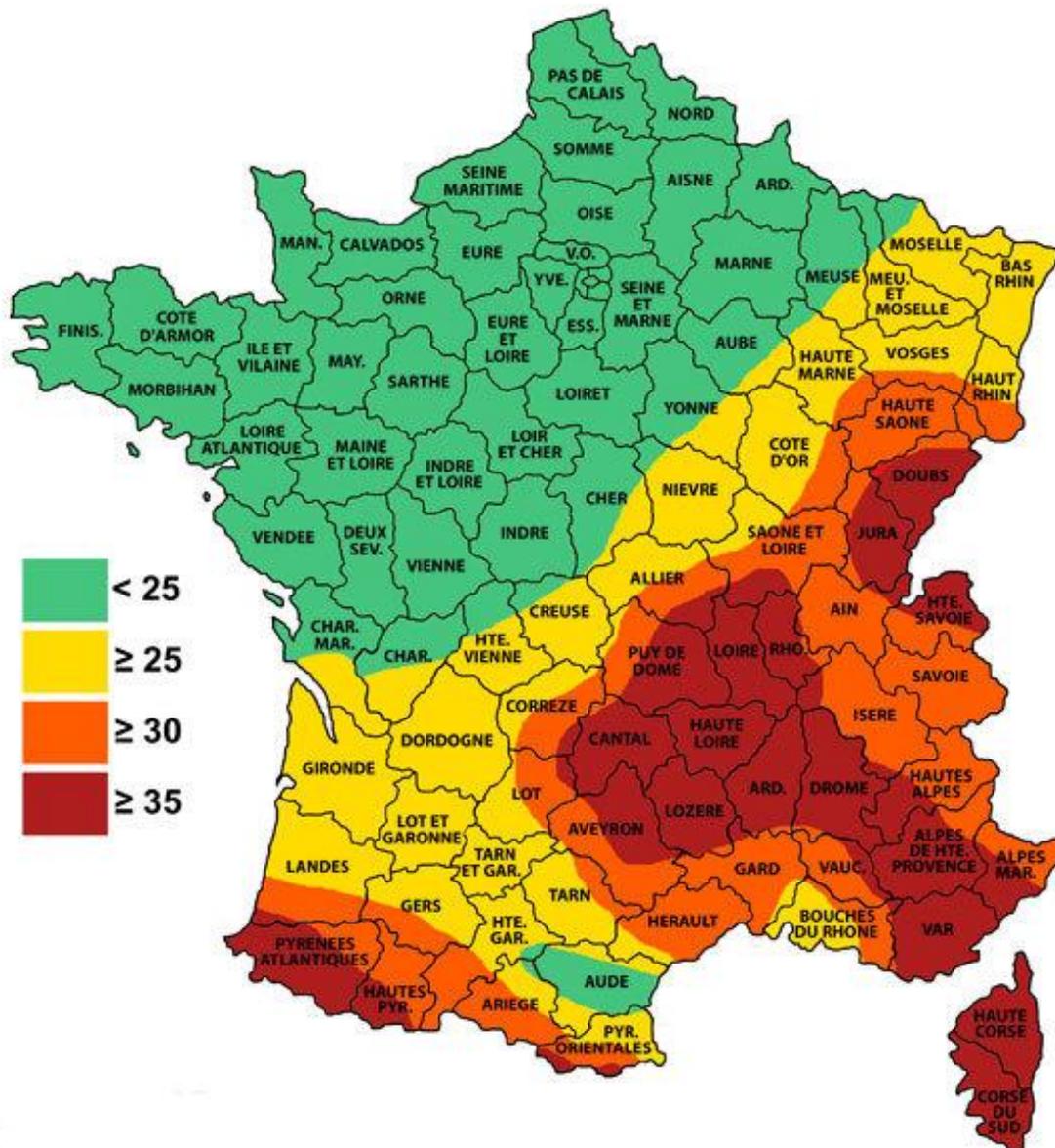


FIGURE 1.21 – Carte issue du site de Météo-France (<http://www.meteofrance.com>) représentant le niveau kéraunique en France. Les couleurs correspondent au nombre de jours d'orages par an : inférieur à 25 (vert), compris entre 25 et 30 (jaune), compris entre 30 et 35 (orange), et plus de 35 (rouge).

Il faudra attendre les années 60-70 pour les premières mesures acoustiques du tonnerre et le calcul de leur spectre. [Holmes et al., 1971] font partie des premiers à avoir effectué ce travail. Ils proposent l'étude des spectres issus de 40 signaux de tonnerre associés aussi bien à des décharges nuage-sol qu'à quelques décharges intranuages. La figure 1.22 de gauche représente un spectrogramme réalisé à partir de l'enregistrement de l'un de ces signaux d'éclair. Le moment où le flash se déclenche est arbitrairement fixé à l'origine du temps sur cette figure. L'arrivée acoustique survient environ 13 s après. L'arrivée est clairement visible puisqu'elle excite une grande gamme fréquentielle avec des zones à l'amplitude maximale aux alentours de 50 et 200 Hz (il s'agit des parties colorées en rouge sur la figure). On constate qu'aux alentours de 22 s un nouveau pic d'énergie est mesuré avec un contenu

spectral important inférieur à 20 Hz. Les deux mécanismes que suggèrent [Holmes et al., 1971] sont décrits dans les deux sous-sections suivantes. La figure 1.22 de droite représente la distribution des fréquences maximales mesurées sur les spectres de ces quarante signaux d'éclairs. On remarque un maximum dans la gamme infrasonore et un autre dans la gamme [40–60] Hz. Une étude menée par [Balachandran, 1979] sur plusieurs années a permis l'étude des signaux acoustiques du tonnerre enregistrés à proximité de New-York. En particulier, une forme d'onde très basse fréquence aux amplitudes faibles (de l'ordre du Pascal) est mesurée. Cette forme d'onde est présentée sur la figure 1.23.

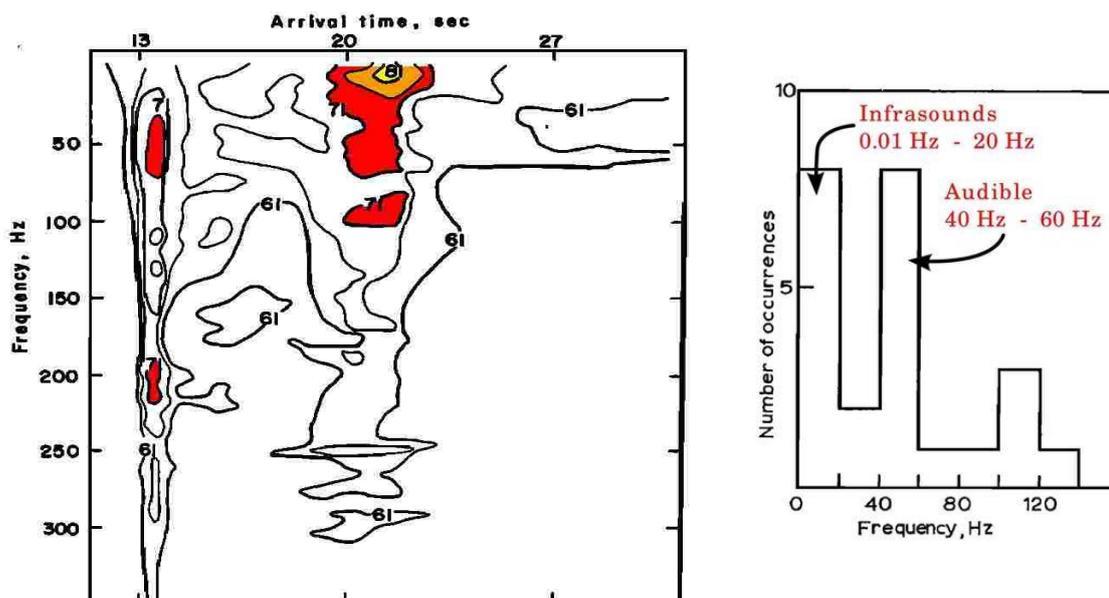


FIGURE 1.22 – À gauche : Spectrogramme d'un évènement orageux. À droite : distribution des fréquences maximales mesurées sur les spectres des quarante signaux d'éclairs étudiés. Figure extraite [Holmes et al., 1971] et re-colorisée par [Gallin, 2014].

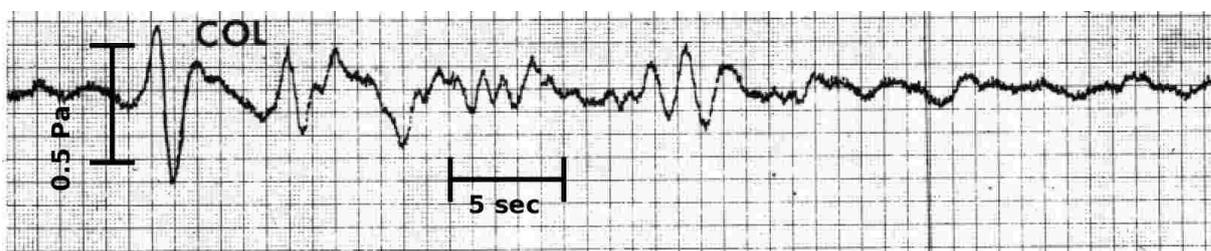


FIGURE 1.23 – Exemple de forme d'onde de tonnerre à basse fréquence enregistrée par [Balachandran, 1979]

[Few et al., 1967] présente dans son article un mécanisme d'émission acoustique qui sera détaillé dans la section suivante, mais également quelques résultats expérimentaux. En effet, il présente un spectre moyen (voir figure 1.24) issu des spectres provenant de l'enregistrement de 12 arcs en retour et de 11 décharges intranuages. Ce spectre moyen semble être

maximal aux alentours de 100 Hz. Few précise dans cet article qu'il ne mesure pas de composantes infrasonores particulières. Il s'agit de l'une des rares représentations de moyenne de spectres présentant un net maximum fréquentiel (autour de 200 Hz) que nous avons pu observer dans la littérature.

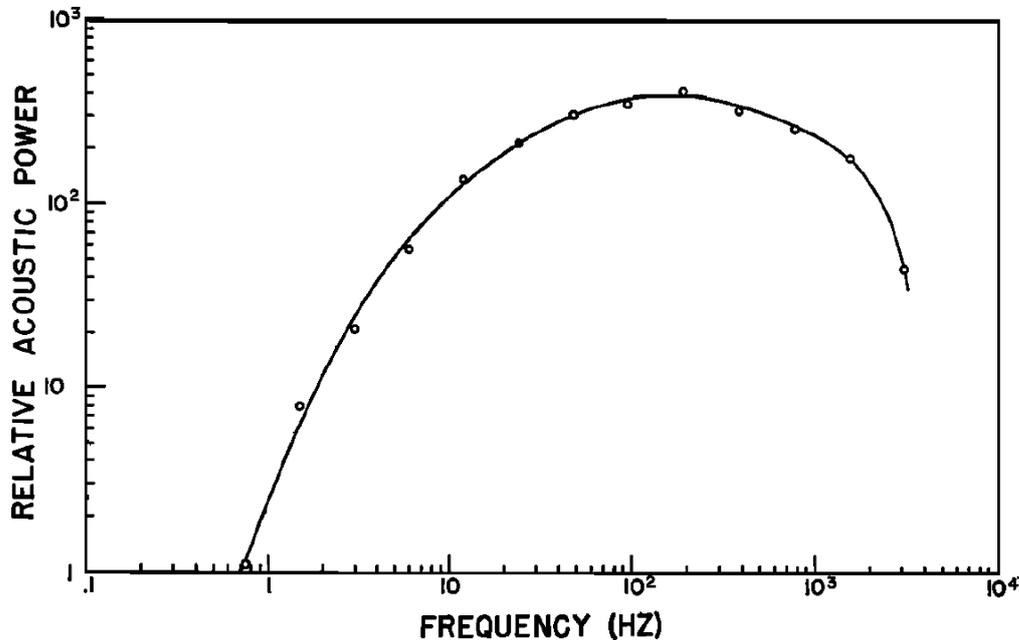


FIGURE 1.24 – Spectre moyen issu de 23 spectres de tonnerre enregistrés par [Few et al., 1967]

Il faudra attendre une vingtaine d'années avant que les mesures du tonnerre ne reprennent. [Assink et al., 2008] posent une nouvelle pierre à l'édifice en étudiant les signaux infrasonores mesurés aux Pays-Bas en 2006. La figure 1.25 présente un exemple d'enregistrement du tonnerre pour un orage situé à proximité des capteurs, ainsi que le spectrogramme associé obtenu à l'aide d'une transformée de Stockwell. Ce résultat démontre d'une part la forte composante infrasonore du tonnerre que n'observaient pas [Few et al., 1967], et permet même d'identifier une succession de signatures caractéristiques de sources explosives traduites par l'augmentation brutale de la pression suivie d'une dépression aussi rapide. Assink montre également dans cet article qu'il peut capter des signaux infrasonores pour des événements situés à plus de 50 km. À peu près à la même période, [Farges et al., 2005] donnent des résultats de premiers enregistrements d'infrasons réalisés dans le cadre de la campagne Eurosprite en 2003, provenant de décharges de la haute atmosphère. Il est important de noter que ces décharges étaient situées à très grande distance des capteurs (environ 400 km). Puis, [Farges and Blanc, 2010] (et également [Farges, 2009]) étudient des signaux de tonnerre enregistrés dans le cadre de la campagne Eurosprite 2005, à l'aide d'un réseau de quatre microbaromètres échantillonnés à 20 Hz disposés aux sommets d'un triangle de 1 km de côté (l'un des capteurs était placé au centre de ce triangle). Ce réseau a été déployé dans la commune de Saint-Just en Dordogne (France). Les données ont été analysées dans la gamme de fréquence [0.1–8] Hz. La figure 1.26 présente un exemple de deux signaux enregistrés durant cette campagne, le 31 août 2005. La partie supérieure (a et b) représente un enregistrement

d'un moment sans activité orageuse, où la houle domine le spectre, avec une composante inférieure à 0.5 Hz. La figure inférieure (c et d) représente cette fois-ci un cas avec éclair. On voit que les signaux de tonnerre sont beaucoup plus large bande et occupent toute la gamme de fréquence disponible (inférieure à huit Hertz).

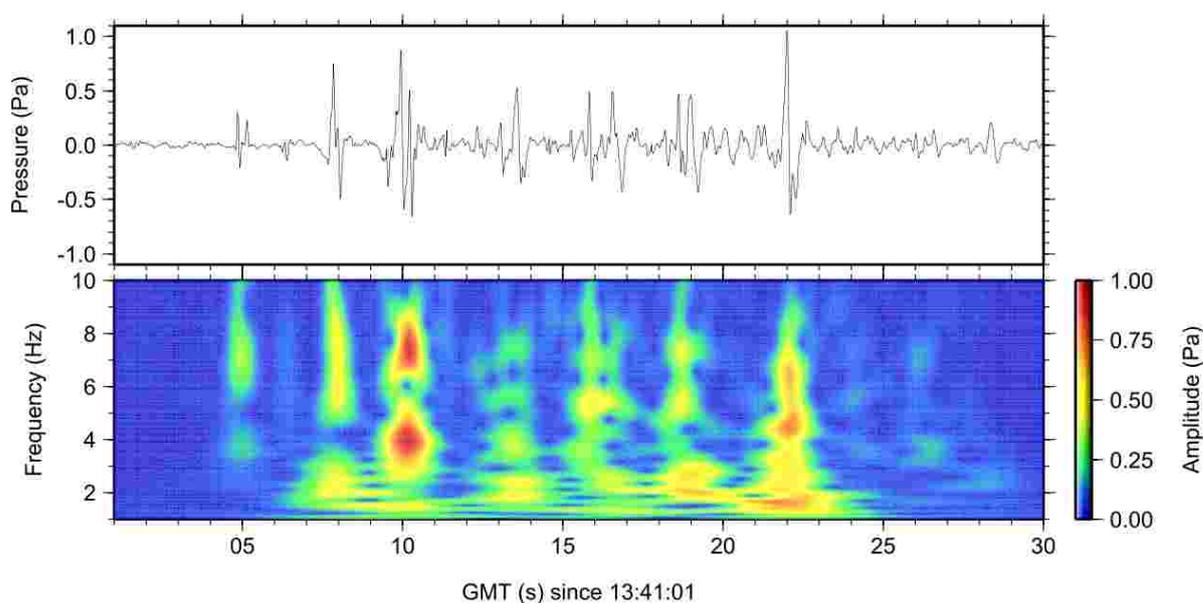


FIGURE 1.25 – Exemple de forme d'onde de tonnerre à basse fréquence et spectrogramme obtenu par une transformée de Stockwell. Figure extraite de [Assink et al., 2008].

[Gallin, 2014] et [Gallin et al., 2016] étudient les signaux de tonnerre enregistrés durant la campagne de mesure SOP1 d'HyMeX en automne 2012 (voir section 2.1), issus d'un réseau de microphones et d'un réseau de microbaromètres. Pour le premier réseau, Gallin étudie les signaux jusqu'à 40 Hz. La figure 1.27 présente un exemple de signal mesuré le 26 octobre 2012, durant la campagne et son spectre associé. Il est à noter que la localisation du point d'impact était connue et donc la distance à l'éclair également. Pour ce cas particulier, le réseau était à 5 km seulement de celui-ci. La colonne de gauche représente respectivement le signal associé à la partie arc en retour et sa densité spectrale en énergie. La courbe bleue est l'enregistrement sur microphone et la courbe rouge sur microbaromètre. La colonne de droite est équivalente à celle de gauche mais associée à la partie intranuage qui a suivi l'arc en retour. On remarque que le signal acoustique de l'arc en retour est bien plus important en amplitude que celui de la partie intranuage. Concernant les spectres, celui de l'arc en retour apparaît relativement plat (moins d'un ordre de grandeur en variation d'amplitude), et pas particulièrement piqué. Une forte composante inférieure à 20 Hz est également visible. En revanche, pour la partie intranuage, on remarque que le contenu est essentiellement basse fréquence et une décroissance est visible. En 2015, [Dayeh et al., 2015] réalisent une expérience de déclenchement d'éclair et enregistrent les signaux de tonnerre résultants à l'aide d'une antenne située à 100 m seulement de l'éclair. La figure 1.28 montre un spectre relativement plat avant 100 Hz, et aucun piquage important n'est visible. Enfin, la dernière analyse du tonnerre à notre connaissance, est celle réalisée par [Haney et al., 2018] qui détectent pour la première fois la composante audible (supérieure à vingt Hertz) du tonnerre produit

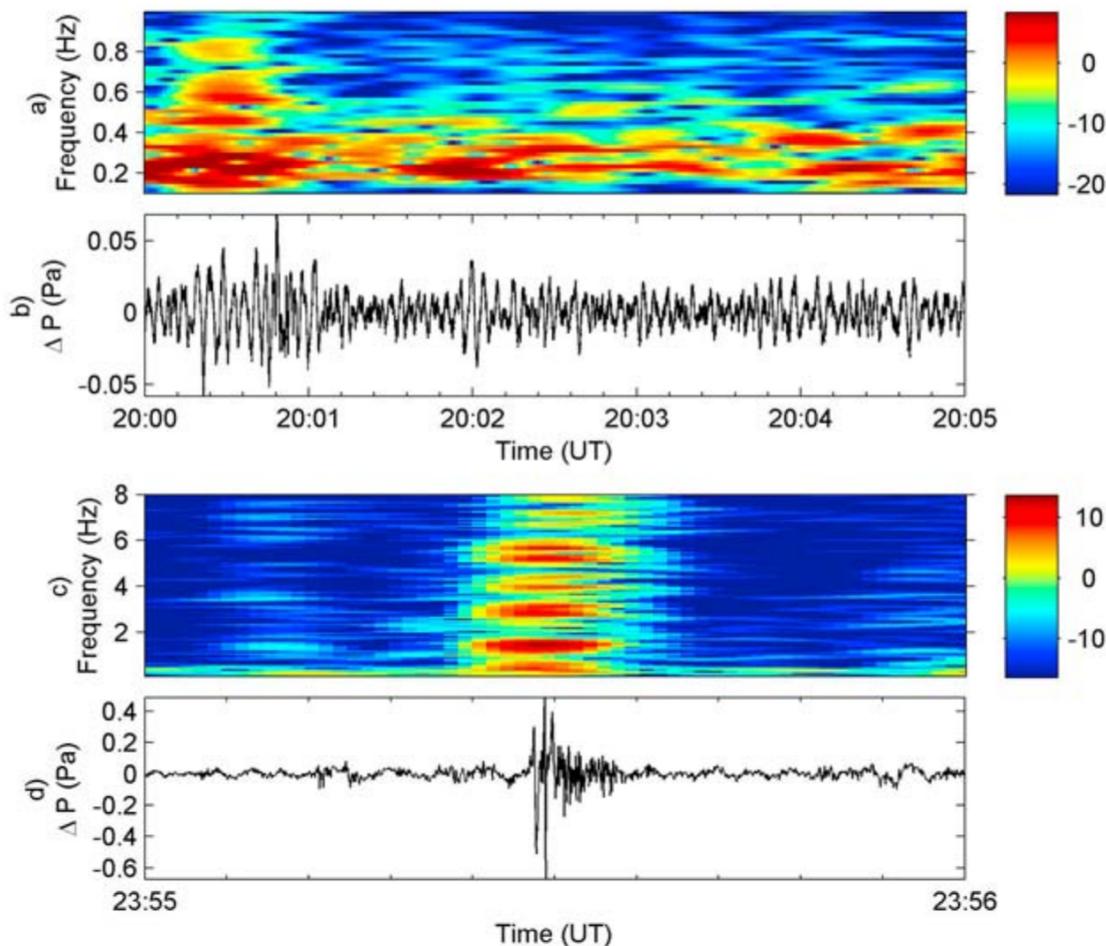


FIGURE 1.26 – Deux premières lignes : signal de houle et spectrogramme associé. Deux dernières lignes : signal de tonnerre et spectrogramme associé. Figure extraite de [Farges and Blanc, 2010]

par les éclairs dans les panaches volcaniques du volcan Bogoslof en Alaska. Ceci complète les moyens d'observations électriques ([McNutt and Williams, 2010], [Behnke and McNutt, 2014]) des éclairs observés dans les panaches de cendres volcaniques.

### 1.4.2 La partie audible du tonnerre

Dans son article de revue, [Few, 1995] rappelle que le canal d'éclair chauffe brutalement l'air jusqu'à une température d'environ 25000 à 30000°K à la suite de la décharge électrique. Ce chauffage intense et brutal crée une série d'ondes de choc intenses le long du canal d'éclair. Un point important à noter, qui est rappelé par [Few, 1985], est que le temps caractéristique des échanges électriques est beaucoup plus faible que le temps caractéristique des collisions moléculaires. En d'autres termes, cela signifie que l'ensemble des échanges électriques sont terminés avant même que le travail hydrodynamique en réponse à l'augmentation de pression dans le canal de foudre n'ait réellement commencé. Cette observation permet de préciser que l'analyse du tonnerre ne permettra en aucun cas d'avoir accès aux différentes étapes de **formation** de l'éclair présentées dans la section 1.2.3.1 (*i.e.* la propagation des traceurs etc. En revanche nous montrerons dans le chapitre 3 notre capacité à séparer la contribution acoustique des arcs en retour de celle de la décharge in-

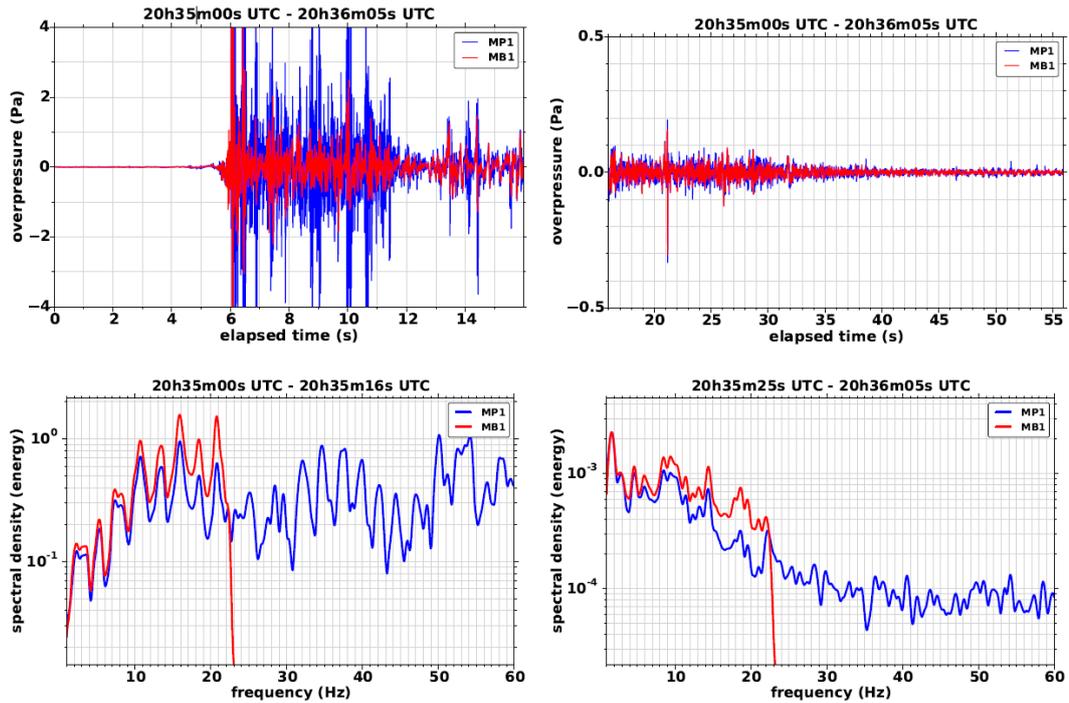


FIGURE 1.27 – Signal de pression (en haut) et densité spectrale d’énergie (en bas) associés aux différentes parties de la décharge, pour le microphone (MP1 - courbes bleues) et le microbaromètre (MB1 - courbes rouges) au centre des réseaux. À gauche arc en retour. À droite partie horizontale intra-nuage de la décharge. Figure extraite de [Gallin, 2014]

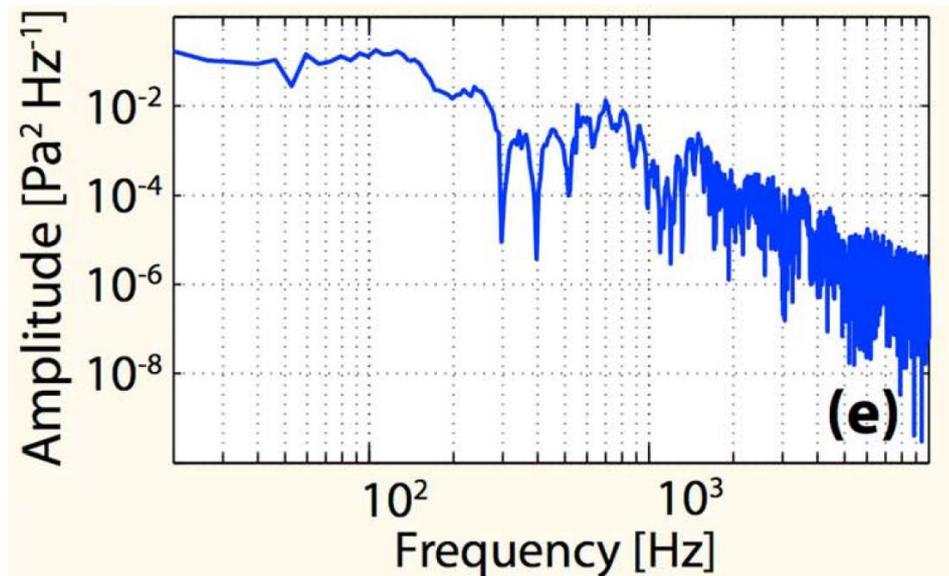


FIGURE 1.28 – Spectre obtenu à partir de l’enregistrement du tonnerre produit par l’un des éclairs déclenchés. Figure extraite de [Dayeh et al., 2015]

tranuage). La dépendance temporelle de l’onde de pression au sein du canal de foudre a été estimée pour la première fois par [Orville, 1968a], à l’aide de spectres optiques résolus en temps ([Orville, 1968b]). Grâce à ces mesures, Orville détermine que la pression (pic à

pic) du canal d'éclair peut culminer jusqu'à 80 *kPa*. Quelques années plus tard, [Hill, 1971] développe un modèle de radiation basé sur des principes thermodynamiques. Ce modèle lui permet de confirmer les valeurs de pression maximales mesurées par Orville. En prenant des durées d'enregistrement plus courtes, il trouve même des amplitudes encore plus importantes pour le choc. Notamment, les différentes étapes du passage d'une onde de choc forte, à une onde de choc faible et enfin une onde acoustique ont été décrites par [Few, 1969a]. Pour développer son modèle, Few s'est inspiré de [Taylor, 1950], et [Lin, 1954] qui étudient théoriquement les chocs forts issus respectivement de sources ponctuelles et linéaires. Ces deux modèles ont été numériquement étendus pour intégrer le passage à l'onde de choc faible par [Brode, 1955] dans le cas de la géométrie à symétrie sphérique, tandis que [Plooster, 1970] a étudié la géométrie cylindrique. Finalement, un modèle empirique permettant le bon raccord entre les deux types d'ondes (choc fort et choc faible) a été proposé par [Jones et al., 1968] à partir des références précédentes et adapté au cas particulier d'un éclair considéré comme rectiligne (plus de détails sur les calculs réalisés sont disponibles dans la partie bibliographie du manuscrit de thèse de [Henneton, 2013] qui synthétise les différents types de sources explosives et les travaux de [Jones et al., 1968]). Notons que l'hypothèse d'un éclair parfaitement rectiligne est discutable, puisque [Hill, 1968] a démontré le fait qu'un éclair est tortueux et a déterminé l'angle moyen entre un brin et un autre de l'ordre de 16° (voir la section 4.2.1, où la géométrie des éclairs est détaillée). C'est à partir de l'ensemble de ces observations et modèles que Few ([Few et al., 1967] et [Few, 1969a]) a développé son propre modèle pour expliquer le spectre du tonnerre couramment appelé "modèle du tonnerre de Few" que nous allons rappeler ici. En premier lieu, dans son article de revue, [Few, 1995], explique qu'il existe plusieurs grandes difficultés majeures à l'interprétation des signaux de tonnerre enregistrés et qui sont les suivantes :

- Comme précisé dans la définition proposée en début de section, le tonnerre est une superposition d'ondes acoustiques provenant de toutes les composantes électriques de la décharge : arc en retour, composante intranuage, traceur etc. En conséquence l'onde reçue est la somme des différentes contributions.
- Un éclair n'est pas simplement un cylindre rectiligne et dispose en réalité d'une tortuosité assez marquée (celle-ci sera étudiée en détail dans le chapitre 4). En conséquence, comme le précise [Ribner and Roy, 1982], le signal reçu par un observateur est la convolution de la géométrie tortueuse de l'éclair et du signal source.
- Un éclair est un phénomène à géométrie aléatoire non reproductible. Pour pouvoir décrire totalement la source acoustique il serait nécessaire de connaître la géométrie des canaux et un grand nombre de paramètres physiques (qui varient fortement) auxquels nous n'avons pas accès en mesures de façon précise et fiable.

Malgré ces limitations, [Few, 1969a] propose un modèle à partir des hypothèses suivantes :

- (i) Un arc en retour est considéré comme une succession de sources cylindriques et non comme un cylindre seul. Cela permet de prendre en compte la tortuosité. Chacun de ces cylindres devient au passage de la décharge électrique un volume à très haute température et à très haute pression. On suppose alors que ce volume contient une énergie

totale notée  $E_s$  pour une source sphérique et  $E_c$  pour une source cylindrique (qui, dans ce cas, est une énergie par unité de longueur).

- (ii) L'énergie est déposée instantanément et uniformément le long du canal d'éclair. Cette hypothèse est corroborée par le fait que le temps caractéristique de la décharge est très faible devant le temps de réponse thermodynamique du canal.

En conséquence, pour chacune des sections de l'éclair, le chauffage intense provoque une dilatation brutale du volume  $V$  de celle-ci, entraînant un travail thermodynamique  $PV$  sur l'air qui entoure la décharge (où  $P$  est la pression au sein du canal, très supérieure à la pression atmosphérique  $P_0$ ). À partir des modèles d'ondes de choc, [Few et al., 1967] définissent un rayon caractéristique du choc, aussi appelé rayon de relaxation. L'intérêt d'utiliser un rayon caractéristique comme grandeur principale est que l'ensemble des lois d'évolution du choc lui est associé. La détermination de ce rayon dépend de la géométrie choisie, sphérique ou cylindrique. Dans le premier cas, on trouve :

$$R_s = \left( \frac{3E_s}{4\pi P_0} \right)^{1/3}, \quad (1.5)$$

alors que dans le cas cylindrique :

$$R_c = \left( \frac{E_c}{\pi P_0} \right)^{1/2}. \quad (1.6)$$

Dans l'optique de comparer les deux modèles sphérique et cylindrique pour la divergence des ondes de choc, Few propose d'introduire une grandeur sans dimension, notée  $X$ . Cette grandeur est définie au travers de la distance radiale à la source. On la note  $r_s$  pour le cas sphérique et  $r_c$  pour le cas cylindrique. Cela donne :

$$X = \frac{r_s}{R_s} \text{ et } X = \frac{r_c}{R_c}. \quad (1.7)$$

- (iii) Puisque l'un des objectifs de la modélisation de Few est de prendre en compte la tortuosité, il introduit un paramètre noté  $\chi$  pour la quantifier. L'éclair est considéré comme une succession de sources cylindriques de petites longueurs (que l'on appellera aussi "brin" de longueur  $L_c$ ). C'est pourquoi, la grandeur  $\chi$  est évaluée en unité de rayon de relaxation cylindrique  $R_c$  et est définie par :

$$\chi = \frac{L_c}{R_c}. \quad (1.8)$$

Ce paramètre permet d'établir trois types de tortuosité :  $\chi \ll 1$  définit le régime de micro-tortuosité, qui régit les petites structures de taille très inférieures à celle d'un cylindre.  $\chi \approx 1$  définit le régime de méso-tortuosité qui est associé aux structures dont la taille est de l'ordre de la longueur d'un brin. Enfin,  $\chi \gg 1$  définit la macro-tortuosité qui est associée aux grandes structures de l'éclair, tels les effets de ramification et la trajectoire globale de l'éclair.

- (iv) La figure 1.29, extraite de [Few et al., 1967], propose une comparaison du nombre de Mach acoustique des deux divergences géométriques (cylindrique et sphérique) en fonction de la distance à la source adimensionnée  $X$ . On remarque que seule la région proche de la source permet de voir une vraie différence entre les deux régimes,

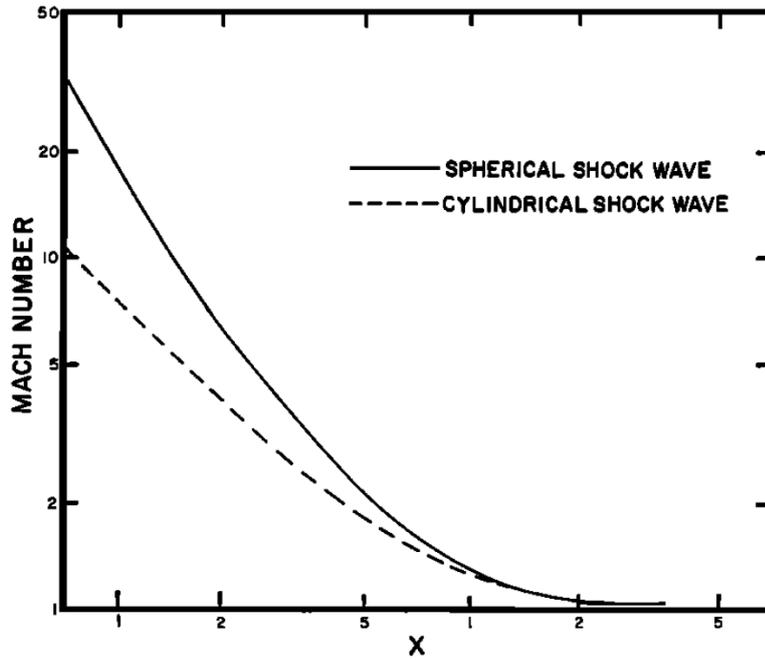


FIGURE 1.29 – Représentation de l'évolution du nombre de Mach acoustique pour chacun des deux régimes de divergence géométrique : sphérique (trait plein) et cylindrique (trait en pointillés). Figure extraite de [Few et al., 1967].

alors qu'à plus grande distance les deux sont quasi identiques. Cette figure permet de justifier l'utilisation de sources sphériques au lieu de sources cylindriques au-delà du régime de choc fort. Cependant, comme les sources demeurent des cylindres, Few propose de remplacer chacune d'entre-elles par une version sphérique équivalente (cela permet de conserver l'énergie d'un cylindre et d'utiliser la géométrie sphérique). Pour établir cette analogie, il est nécessaire de comparer les énergies des deux représentations. Comme  $L_c$  est la longueur caractéristique d'un brin, on peut écrire que son énergie totale  $E'_s$  est :

$$E'_s \equiv L \cdot E_c = \chi \cdot R_c \cdot E_c. \quad (1.9)$$

Cette relation permet d'introduire le rayon de relaxation  $R'_s$  qu'aurait une source sphérique équivalente qui contiendrait l'énergie  $E'_s$ . Par analogie avec l'équation (1.5), nous obtenons :

$$R'_s = \left( \frac{3E'_s}{4\pi P_0} \right)^{1/3}. \quad (1.10)$$

En reliant cette relation aux équations (1.9) et (1.6), on peut écrire explicitement le lien entre le rayon de relaxation  $R'_s$  pour une source sphérique équivalente et la source cylindrique originale par :

$$R'_s = R_c \left( \frac{3}{4\chi} \right)^{1/3}. \quad (1.11)$$

L'intérêt d'une telle formulation, est qu'elle a permis à Few d'utiliser les résultats de simulations numériques pour l'évolution des chocs acoustiques réalisés par [Brode, 1956]. Globalement, Few considère désormais un éclair comme une succession de sources sphériques équivalentes. Pour pouvoir décrire le spectre du tonnerre à partir de cette modélisation, Few a réalisé quelques hypothèses supplémentaires :

- (v) La micro-tortuosité est négligée, car [Few, 1969a] considère que celle-ci est tout de suite masquée par l'augmentation de volume du canal. Le choix du paramètre de tortuosité est également arrêté à la valeur  $\chi = 4/3$  (plus d'explications sont données sur ce choix dans [Few, 1995]).
- (vi) Les tortuosités aux échelles méso- et macro-scopiques sont aléatoires.

À l'aide de ces hypothèses et de la simulation de [Brode, 1956], Few obtient la forme d'onde théorique une fois le régime acoustique considéré comme atteint à une distance suffisamment grande devant  $R'_s$ . Pour établir le spectre du tonnerre émis par un canal composé d'une multitude de sources, Few propose une dernière hypothèse :

- (vii) L'ensemble des sources ne vient modifier que l'amplitude du signal reçu et non son contenu fréquentiel. En conséquence, seule la forme d'onde obtenue précédemment est nécessaire pour étudier le spectre du tonnerre ainsi simulé. Nous verrons plus en détail dans le Chapitre 4, comment Few pose cette hypothèse, et en quoi elle est discutable.

Toutes ces étapes et hypothèses ont permis à Few d'analyser le spectre du tonnerre, à partir du spectre d'une seule source. La figure 1.30, représente la forme d'onde obtenue par ce modèle et son spectre associé. Des expériences en laboratoire sur des étincelles, réalisées par [Uman et al., 1970] et [Plooster, 1971b, Plooster, 1971a] tendent à confirmer ce résultat. Few a également interpolé les résultats numériques de [Brode, 1955] et en tire une loi empirique permettant de relier la fréquence principale, notée  $f_m$ , de cette onde de pression à l'énergie déposée dans celle-ci. Il se sert en premier lieu de la relation (1.9) pour revenir au cas cylindrique et obtient :

$$f_m = 0.63c_0 \left( \frac{P_0}{E_c} \right)^{1/2}, \quad (1.12)$$

où  $c_0$  est la vitesse du son et  $P_0$  la pression ambiante. Une application numérique de cette relation est proposée dans le chapitre 11 de [Rakov and Uman, 2003]. Pour la réaliser, il est supposé que l'énergie par unité de longueur déposée dans le canal tortueux est de l'ordre de  $10^6 \text{ J.m}^{-1}$ . Dans ce cas de figure, une fréquence centrale de 68 Hz environ est obtenue (en faisant varier les paramètres pour prendre une variété d'éclairs réalistes, les résultats produits par ce modèle oscillent entre 50 et 200 Hz). Il n'est cependant pas rare d'observer des fréquences principales plus basses, souvent inférieures à 20 Hz. Rakov et Uman précisent que ce modèle ne permet pas d'expliquer ces fréquences car il faudrait une énergie  $E_c$  environ cent fois plus grande. Une telle énergie impliquerait par ailleurs que le rayon de canal de foudre serait de l'ordre de la centaine de mètres. Or, ceci est incompatible avec les connaissances sur le canal d'un éclair qui mesure quelques centimètres de rayon seulement ([Rakov, 2013], page 163, section 4.6.5, §4).

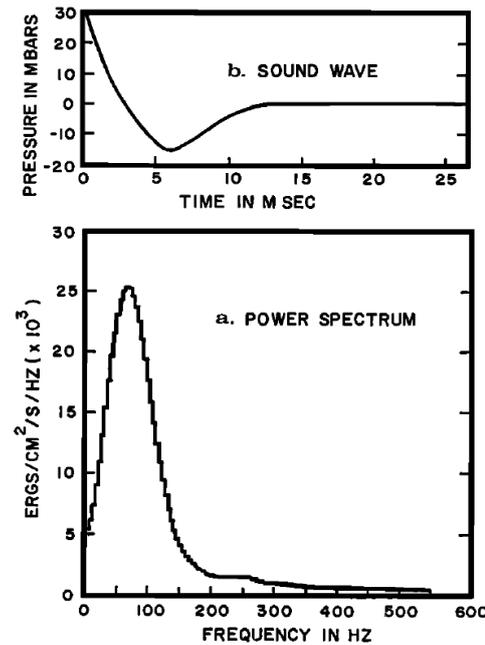


FIGURE 1.30 – En haut : forme d’onde obtenue par le modèle de Few une fois le régime acoustique atteint en prenant une énergie par unité de longueur de  $10^6 \text{ J.m}^{-1}$ . En bas : spectre associé à cette forme d’onde. Figure extraite de [Few, 1969a].

Ce modèle a par la suite été comparé aux résultats de mesures de [Holmes et al., 1971], basés sur un ensemble de quarante éclairs incluant des décharges nuages sols et quelques intranuages et déjà cité dans la section 1.4.1. Holmes montre que les décharges intranuages apparaissent peu énergétiques acoustiquement, et présentent un pic spectral autour d’une valeur moyenne égale à 28 Hz. Les arcs en retour, en revanche, apparaissent trois fois plus énergétiques acoustiquement que les intranuages avec en moyenne un pic fréquentiel autour de 50 Hz. En conséquence, pour les décharges nuages-sol, l’accord entre le modèle de Few et ces mesures est considéré comme raisonnable. Pour les cas où le désaccord est plus important, l’influence du vent est évoquée. Notons cependant que [Holmes et al., 1971] ne donnent aucun détail sur les caractéristiques géométriques précises et les conditions (notamment de distance) dans lesquelles les signaux de tonnerre ont été enregistrés pour la simple raison que les moyens de l’époque ne le permettaient pas.

À la même période, le paramètre d’efficacité acoustique a été évalué par [Uman, 1969], [Krider et al., 1968] et [Krider and Guo, 1983]. Ce paramètre permet de quantifier le pourcentage d’énergie totale du canal de foudre rayonné sous forme d’énergie acoustique. Ces calculs et mesures (environ 0.18%) montrent que la quantité d’énergie acoustique rayonnée est inférieure à 1% seulement de l’énergie totale.

Plusieurs années plus tard, [Depasse, 1994] présente les résultats de mesure du tonnerre produits par 79 éclairs déclenchés artificiellement à une distance de 70 m d’un réseau acoustique. Puisque les éclairs sont déclenchés, Depasse avait accès avec précision à l’énergie par unité de longueur relâchée par ces canaux d’éclairs. Il calcule les pics fréquentiels des si-

gnaux acoustiques complets obtenus à la suite d'une décharge. Ces deux ensembles de mesures lui ont permis de tester la formule (1.12). Dans un cas, il part de la fréquence maximale enregistrée, en déduit l'énergie par unité de longueur et compare cette dernière à l'énergie mesurée. Dans le second cas, il réalise le processus inverse, à partir de l'énergie mesurée il calcule le pic fréquentiel et le compare à la mesure. Ces différents calculs sont très satisfaisants car Depasse trouve un très bon accord entre les calculs issus du modèle de Few et ses mesures. Cependant, il précise que si on ne prend le signal associé qu'à une partie de la décharge, l'accord entre le modèle de Few et les mesures est beaucoup moins satisfaisant. Notons également que, pour ce type d'éclair déclenché, l'énergie produite est assez faible, et que par leur nature très rectiligne, la tortuosité de ces éclairs est quasiment inexistante.

### 1.4.3 La partie infrasonore du tonnerre

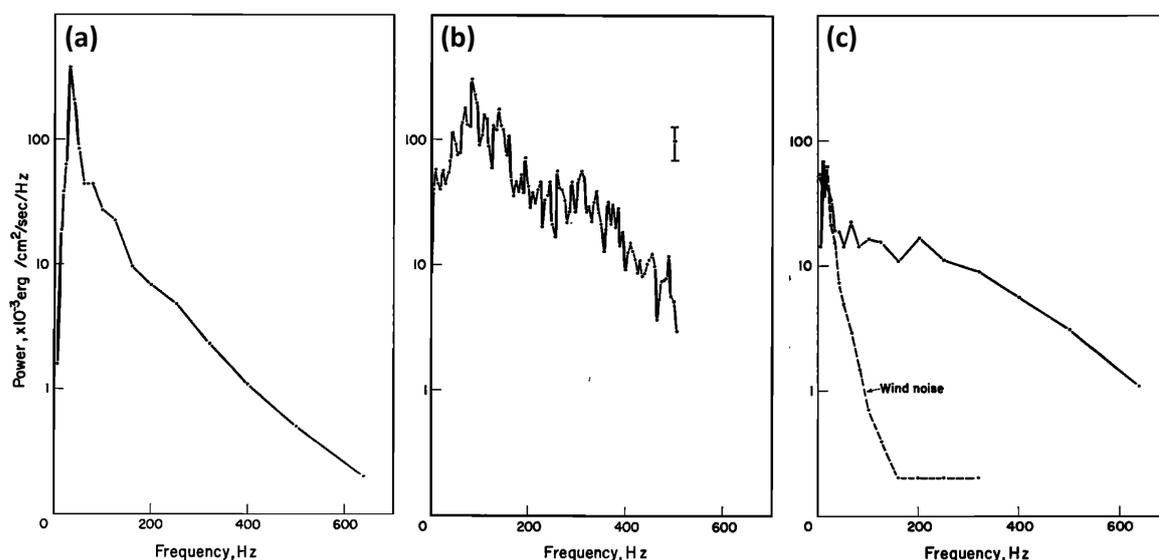


FIGURE 1.31 – Exemple de spectre mesuré par [Holmes et al., 1971]. (a) : Spectre analogique issu du plus fort évènement qu'il a enregistré. (b) : Spectre numérique associé à un évènement "classique", qui permet d'observer des fluctuations locales qu'ils attribuent à la tortuosité de l'éclair. (c) : Spectre analogique présentant un maximum d'énergie autour de 10 Hz. La courbe en pointillés représente le bruit associé au vent. Figure adaptée de [Holmes et al., 1971].

Bien que le modèle de Few issu des ondes de chocs présenté précédemment semble avoir été confirmé par plusieurs mesures, [Holmes et al., 1971] ont aussi relevé plusieurs spectres avec un pic en fréquence autour de la dizaine de Hertz, notamment pour des cas où le vent est négligeable. La figure 1.31 montre un exemple de trois de ces spectres. Le troisième est un exemple de spectre avec un pic à basse fréquence. Comme nous l'avons vu précédemment, nous savons que le modèle de Few ne peut pas expliquer de si basses fréquences dans le spectre du tonnerre. C'est pourquoi, une alternative a été proposée pour expliquer l'ori-

gine des infrasons du tonnerre en se basant sur des observations du comportement électrostatique à l'intérieur du nuage. [Wilson, 1921] observe à partir d'expériences réalisées en laboratoire que les parties chargées dans le nuage doivent avoir une pression ambiante plus faible que les régions non chargées à cause des effets de répulsion électrostatique qui sont en jeu. De cette façon, lorsque la décharge a lieu et que les régions chargées sont neutralisées, cette répulsion électrostatique disparaît et la pression de cette région se rééquilibre. Ce phénomène produit alors une onde lente de pression dans la gamme [0.2 – 2] Hz de faible amplitude (moins d'un Pascal). Un modèle basé sur cette observation a été développé par [Dessler, 1973] et synthétisé par [Few, 1995]. Les grandes lignes de ce modèle sont présentées ici.

On note  $\vec{r}$  la position d'un point dans l'espace par rapport à l'origine et  $\vec{E}(\vec{r})$  le champ électrique produit en ce point par un ensemble de charges électriques. On considère un volume élémentaire chargé électriquement d'épaisseur  $\delta z$  et de surface élémentaire  $\delta \vec{S}$  (orientée vers l'extérieur). On note la densité de charges présentes dans ce volume  $\rho_e(\vec{r})$ . Ainsi, à partir de la loi de Maxwell, la force  $F_e(\vec{r})$  exercée par le champ électrique, en l'absence de champ magnétique et de mouvement de charges, sur ce volume est :

$$\vec{F}_e(\vec{r}) = \delta z \delta S \rho_e(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}). \quad (1.13)$$

Comme le système est à l'équilibre, il n'y a pas de mouvement. L'atmosphère ambiante exerce alors, autour de ce volume, par simple pression, une force de rappel opposée, que l'on note  $\delta P_E(\vec{r})$  et qui est définie par :

$$\vec{F}_e(\vec{r}) = -\delta P_E(\vec{r}) \delta \vec{S}. \quad (1.14)$$

En usant d'une notation infinitésimale, nous pouvons écrire :

$$-\vec{\nabla} P_E(\vec{r}) = \rho_e(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}), \quad (1.15)$$

puis, en utilisant la relation de Maxwell-Gauss, qui exprime la densité de charges au travers de la divergence du champ électrique, et en introduisant la permittivité diélectrique de l'air  $\epsilon_a$ , on obtient :

$$-\vec{\nabla} P_E(\vec{r}) = \epsilon_a \vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}). \quad (1.16)$$

Pour une distribution de charges donnée, on détermine le champ électrique. Il est ensuite nécessaire de résoudre l'équation ci-dessus pour obtenir la répartition de pression électrostatique  $P_E(\vec{r})$  exercée. Les équations d'équilibre électrostatique pour deux modèles de nuages électriquement chargés sont ainsi calculées par [Dessler, 1973]. Le premier cas concerne un modèle de répartition de charges électriques sur un disque, et le second, un cas de charges réparties dans un volume cylindrique.

Des mesures expérimentales ont été réalisées pour confronter ce modèle à la réalité. Notamment, [Balachandran, 1979] montre à partir de mesures infrasonores du tonnerre que le plus souvent une phase positive de compression a lieu à l'arrivée de l'onde de pression.

Cette surpression ne peut pas être expliquée par ce modèle. C'est pourquoi, [Pasko, 2009b] reprend cette théorie et intègre la force électrostatique dans les équations d'Euler linéarisées et retrouve la phase de compression positive observée par [Balachandran, 1979]. Notons que [Byrne et al., 1987] proposent également un mécanisme permettant d'expliquer cette phase positive initiale. Un problème subsiste toujours cependant : les modèles décrits par Dessler et Pasko sont très directifs et rayonnent principalement dans la région verticale située juste sous le nuage. Concrètement, cela signifierait qu'un observateur qui ne serait pas situé sous le nuage d'orage ne recevrait qu'un signal infrasonore très faible, ce qui n'est pas le cas. [Chum et al., 2013] discutent de cet effet de directivité et précisent que ces modèles utilisent une distribution de charges trop simple (basée sur deux couches de charges dans le nuage, en dipôle par exemple), qui ne reflète pas la complexité de la distribution réelle au sein du nuage. *De facto*, cette simplification induit cette directivité très marquée. Malgré tout, Chum explique qu'il s'agit d'une hypothèse non vérifiée et que plus de recherches sont nécessaires sur le sujet.

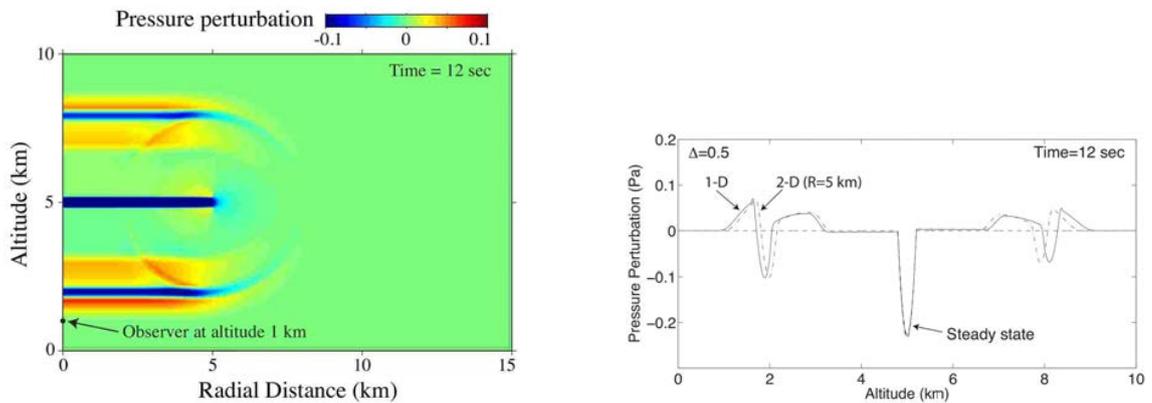


FIGURE 1.32 – Exemple de modélisation de la propagation d'une onde infrasonore émise par le mécanisme de détente électrostatique. La couche de charges électriques est à une altitude de 5 km. À gauche : forme d'onde dans l'espace 2D (distance radiale, altitude). À droite : forme d'onde le long de la direction verticale. Figure de gauche extraite de [Pasko, 2009a] et figure de droite extraite de [Pasko, 2009b].

## Objectif et plan de la thèse

La première section de ce chapitre introductif a permis de montrer qu'il est nécessaire d'améliorer la compréhension et l'analyse des orages, notamment dans le contexte de la séparation des signatures acoustiques de sources explosives. Par ailleurs l'amélioration de l'analyse des phénomènes climatiques intenses qui sont associés aux orages apparaît également une direction de recherche privilégiée. Plus que l'orage lui-même, c'est le tonnerre produit par les éclairs qui nous intéresse ici particulièrement notamment pour le premier domaine d'application visé. Dans cette optique, la phénoménologie des décharges de foudre a été rappelée. La troisième section a permis de présenter que la voie acoustique permettait de réaliser des reconstructions de décharges précises et complémentaires des reconstructions électromagnétiques. Ces reconstructions ont notamment permis de déterminer l'extension

horizontale importante des décharges et ce bien avant les reconstructions électromagnétiques. Enfin, les possibles mécanismes d'émissions acoustiques du tonnerre ont été décrits. On a notamment rappelé que le tonnerre dispose à la fois d'une composante infrasonore et d'une composante audible. Deux modèles illustrent chacune des observations : le modèle en chaîne de perles de Few pour la partie audible et le modèle électrostatique de Wilson pour la partie infrasonore. Cependant, aucun de ces deux modèles ne semble expliquer totalement les observations menées au cours des dernières décennies. D'une part, les récentes mesures ne montrent pas de spectres clairement centrés autour d'une certaine fréquence comme prédit par le modèle hydrodynamique de Few. D'autre part, des mesures à très grandes distances d'éclairs enregistrent sans ambiguïté des infrasons à niveau dominant. Ce résultat va à l'encontre du modèle électrostatique qui est très directif et à faible amplitude. Par ailleurs, nous avons relevé dans la littérature une intuition, qui est retranscrite par la citation suivante (traduite) de [Farges and Blanc, 2010] : "La plupart des infrasons provenant d'un éclair sont probablement produits par le même mécanisme que le contenu audible".

C'est pourquoi, dans ce contexte où il est important de mieux comprendre le tonnerre, la question que l'on se pose finalement dans ce travail est : "Existe-t-il un modèle unique, qui permette de décrire à la fois les contenus infrasonore et audible produits par les éclairs d'orages?". En partant du constat qu'hormis les mesures pionnières [Holmes et al., 1971], peu d'études spectrales large bande du tonnerre ont été effectuées, ce manuscrit propose de répondre à cette question en suivant le plan suivant :

**Chapitre 2 La base de données THOR :** Ce deuxième chapitre commence par la présentation de la campagne de mesures SOP1 HyMeX qui a conduit à la constitution d'une grande base de données à la fois acoustiques et électromagnétiques. Dans un second temps, il est consacré à la description des outils de traitement des données utilisés par la suite.

**Chapitre 3 Mise en évidence du contenu infrasonore des arcs en retour :** Ce troisième chapitre propose de nouvelles reconstructions acoustiques. Elles sont réalisées à l'aide d'une nouvelle analyse permettant la séparation temporelle et spatiale des différentes composantes du flash. Une analyse spectrale des signaux provenant des différentes parties du flash ainsi qu'une étude statistique basée sur 27 flashes sont ensuite présentées. Ce chapitre est principalement la retranscription de l'article publié dans le Journal of Geophysical Research - Atmosphere. Pour cette raison, il est rédigé en anglais.

**Chapitre 4 Modélisation du tonnerre :** Le quatrième chapitre propose l'établissement d'un modèle théorique du tonnerre visant à décrire aussi bien le contenu infrasonore qu'audible. Il est basé sur : (i) un modèle de propagation issu du modèle en chaînes de perles de Few, (ii) la prise en compte de géométries d'éclairs tortueux réalistes, et (iii) le choix d'une nouvelle forme d'onde pour la source.

**Chapitre 5 Vers l'identification des mécanismes sources du tonnerre :** Enfin, ce dernier chapitre présente et discute les résultats numériques obtenus à partir du mo-

---

dèle présenté dans le chapitre précédent, ainsi que leurs comparaisons avec les observations expérimentales sur le terrain du chapitre 3.



# Chapitre 2

## La base de données THOR

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>50</b>
<b>2.1 Campagne de mesure SOP1</b> . . . . .	<b>50</b>
2.1.1 Site et périodes d'intérêts . . . . .	51
2.1.2 Mesures électromagnétiques . . . . .	53
2.1.2.1 Le réseau EUCLID . . . . .	54
2.1.2.2 Le réseau LMA . . . . .	56
2.1.2.3 Mesure de la variation du moment de charges . . . . .	60
2.1.3 Mesures acoustiques . . . . .	61
2.1.3.1 Le réseau de microbaromètres . . . . .	61
2.1.3.2 Le réseau de microphones . . . . .	63
<b>2.2 Campagne de calibrage</b> . . . . .	<b>67</b>
2.2.1 Description de la méthode choisie . . . . .	68
2.2.2 Théorie de la correction . . . . .	69
2.2.2.1 Modèle par comparaison . . . . .	69
2.2.2.2 Modèle issu d'un oscillateur du 2 <sup>nd</sup> ordre . . . . .	71
2.2.3 Déroulement de l'expérience de calibrage . . . . .	73
2.2.3.1 Choix du matériel . . . . .	73
2.2.3.2 Mesure des formes d'ondes des micros de référence et encapsulé . . . . .	75
2.2.3.3 Validation de l'hypothèse de co-localisation . . . . .	76
2.2.3.4 Conclusion sur les choix de mesures . . . . .	77
2.2.4 Influence de la longueur des tubes sur la fréquence de résonance . . . . .	78
2.2.5 Choix final pour la correction . . . . .	78
2.2.5.1 Validation de la correction . . . . .	79
2.2.5.2 Application de la correction à un signal de la base de donnée . . . . .	81
<b>2.3 L'algorithme PMCC</b> . . . . .	<b>83</b>
2.3.1 Méthode de détection . . . . .	83
2.3.2 Localisation de sources à partir de PMCC . . . . .	85
2.3.3 Paramètres utilisés dans l'algorithme PMCC . . . . .	87

<b>2.4 Traitements des données</b> . . . . .	<b>87</b>
2.4.1 Restriction des journées d'études . . . . .	88
2.4.2 Traitement de la base de données THOR . . . . .	90
2.4.3 Exemple de reconstruction . . . . .	91
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>93</b>

---

## Introduction

Ce travail de thèse a pour objectif, comme son titre l'indique, de caractériser le tonnerre, à partir notamment de reconstructions d'éclairs et de leur analyse. C'est pourquoi ce chapitre est dédié à la présentation des mesures expérimentales qui ont été obtenues dans les Cévennes durant l'automne 2012 dans le cadre du projet HyMeX. Dans un premier temps, le site de mesure et les différents réseaux de mesures électromagnétiques et acoustiques choisis sont présentés. Ensuite, dans un second temps, nous détaillons le nouveau calibrage des microphones utilisés qui nous a permis d'augmenter la gamme de fréquences utilisée jusqu'à 180 Hz. La méthode de localisation acoustique basée sur l'utilisation de l'algorithme PMCC est décrite dans un troisième temps. Enfin, nous verrons comment nous avons extrait une base de données restreinte sur une période présentant un intérêt majeur pour l'analyse du tonnerre. La base de données résultante a été nommée THOR, acronyme pour "Thunder database from Hymex sOp1 stoRm". Puis, il sera décrit comment cette base de données est utilisée pour permettre les reconstructions acoustiques et les études spectrales du tonnerre présentées dans le Chapitre 3.

### 2.1 Campagne de mesure SOP1

La campagne de mesure a été réalisée dans le cadre du programme Européen HyMeX que nous avons présenté dans le Chapitre 1. Pendant la phase de préparation d'HyMeX, des chercheurs comme Eric Defer (alors au LERMA, Observatoire de Paris), Sylvain Coquillat (LA, Université de Toulouse) et Kostas Lagouvardos (IERSD / NOA) ont exprimé l'importance d'étudier les phénomènes d'électricité atmosphérique, dont les orages, aux diverses étapes d'HyMeX. C'est dans cette optique que le groupe de travail PEACH (Projet Électricité Atmosphérique pour la Campagne HyMeX) a été créé. La campagne d'observation résultante est basée sur l'utilisation d'instruments de mesures issus à la fois de réseaux de recherche ou opérationnels, et ce sur l'ensemble des périodes d'observations prévues pour HyMeX (SOP, EOP et LOP). Ceci vise à observer sur plusieurs années l'activité orageuse dans le bassin méditerranéen, que cela soit sur terre ou en mer et à plusieurs échelles de temps et d'espace. En parallèle de cet objectif principal, cette étude a aussi pour vocation d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques liés aux décharges de foudre produites lors des orages.

C'est dans ce contexte que la campagne Spéciale d'Observation (SOP1), réalisée dans les Cévennes à l'Automne 2012, a permis la mesure, à la fois électromagnétique et acoustique des éclairs pendant environ deux mois. Cette campagne de mesure a été soutenue par les projets MISTRALS/HYMEX et l'ANR-11-BS56-0005 IODA-MED.

En particulier, [Defer et al., 2015] dressent un bilan des premières observations acquises. La base de données THOR constituée pour cette thèse est essentiellement basée sur les mesures obtenues par cette campagne de mesure.

Plusieurs réseaux de mesure ont été déployés pour SOP1. Tout d'abord, le Laboratoire d'Aérodynamique de Toulouse a installé des capteurs de champ électrique afin d'en observer les variations induites par les nuages d'orages. Ces mesures ne sont cependant pas utilisées dans le cadre de cette thèse et sont accessibles sur le site du projet HyMeX <https://www.hymex.org/>. Ensuite, quatre réseaux opérationnels de localisation des éclairs ont été utilisés au cours de cette campagne : LINET, ZEUS, ATDnet et EUCLID. Seules les mesures du réseau EUCLID ont été utilisées pour constituer la base de données présentée dans ce manuscrit. Son fonctionnement sera détaillé dans la Section 2.1.2.1. Un réseau électromagnétique de recherche haute fréquence HyLMA (Lightning Mapping Array) a été déployé spécifiquement dans les Cévennes pour SOP1, et sera présenté dans la sous-section 2.1.2.2. Enfin, le CEA a participé à la campagne SOP1 en installant un réseau acoustique afin d'enregistrer le tonnerre pendant toute la durée de la campagne. L'étude et l'exploitation des signaux acquis par ce réseau constituent l'une des pierres angulaires de cette thèse. Ce réseau sera présenté et détaillé dans la sous-section 2.1.3.

### 2.1.1 Site et périodes d'intérêts



FIGURE 2.1 – Exemple de débordement de la Caramy à Vins-sur-Caramay durant l'épisode Cévenol du 06 novembre 2011. Habituellement ce cours d'eau a une hauteur de 60 cm, au cours de cet événement il a atteint les 4.30 m. Crédit photo : utilisateur Salyen du site infoclimat (<https://www.infoclimat.fr/photolive-photos-meteo-129717-le-caramy-en-crue-a-vins-sur-caramay.html?auteur=4634>).

Avant de détailler les réseaux utilisés pour l'obtention des données traitées dans ce manuscrit, il convient de s'intéresser au lieu choisi pour mener cette campagne. Les Cévennes, véritable joyau du patrimoine Français, sont également connues pour être le siège d'importants orages de la fin de l'été au début de l'automne. Ces conditions climatiques intenses portent le nom d'Épisodes Cévenols. D'après le site de Météo-France (<http://www.meteofrance.com>), les épisodes Cévenols, ou méditerranéens, sont définis comme étant de violents systèmes orageux apportant de très fortes précipitations, en général supérieures à 200 mm en 24h, soit l'équivalent de plusieurs mois de précipitation en l'espace de quelques heures à quelques jours. Ces épisodes sont liés majoritairement à deux effets bien distincts :

1. L'influence d'un relief prépondérant. Il s'agit justement du cas des Cévennes où le massif vient jouer le rôle de barrière. En effet, une masse d'air chaud et humide provenant de la Méditerranée vient buter au pied du massif, avant de se soulever le long de celui-ci en se refroidissant. La grande quantité de vapeur d'eau contenue dans cette masse d'air se condense alors et finit par retomber sous forme de fortes précipitations. On peut noter que les Cévennes ne sont pas le seul relief proche de la mer à produire cet effet. Les Pyrénées, les Alpes ou la Corse connaissent aussi cet effet de forçage lié au relief.
2. L'influence des effets exclusivement météorologiques (liés par exemple à la rencontre de deux masses d'air de température et d'humidité différentes). Ce type de système orageux ne couvre alors pas forcément des zones très étendues. En revanche, les précipitations générées sont souvent très intense (dépassant les 100 mm.h<sup>-1</sup>). Ces systèmes orageux ont même parfois la capacité de s'auto-entretenir (on parle alors de cellules stationnaires) en créant une vaste bulle d'air froid de surface, qui agit comme un relief en soulevant la masse d'air toujours au même endroit.

Le dernier épisode Cévenol majeur en date, associé au premier type d'effet, a eu lieu dans la nuit du 14 au 15 octobre 2018. Il s'agit de l'un des pires épisodes pluvio-orageux de qu'ait connu le Languedoc en battant le record de crue de la vallée centrale de l'Aude de 1881. En effet, en quelques heures seulement, c'est l'équivalent de 6 mois de précipitations qui se sont abattues sur les villes de Carcassonne, Trèbes, Coursan et Narbonne dans l'Aude. Outre les très nombreux dégâts matériels occasionnés, 14 personnes ont perdu la vie au cours de ces événements d'une extrême violence<sup>1</sup>. La photo 2.1 présente un exemple de débordement de la Caramy induit par un autre très intense épisode Cévenol ayant eu lieu en novembre 2011.

C'est parce que les Cévennes sont propices à de tels épisodes orageux extrêmes que ce lieu a été choisi pour la campagne de mesure SOP1. Ainsi les réseaux acoustique et HyLMA ont été déployés à proximité d'Uzès en automne, au moment où les conditions sont les plus favorables aux épisodes orageux. La figure 2.2 schématise la création d'un épisode Cévenol en automne. La mer Méditerranée se trouvant plus chaude que l'air ambiant (à la suite de son chauffage pendant tout l'été), elle est la source d'importantes masses d'air chaud

---

1. Plus d'informations sur cet événement sont disponibles dans un article provenant du site de France 3 Régions : <https://france3-regions.francetvinfo.fr/occitanie/aude/carcassonne/inondations-aude-14-morts-74-blesses-dernier-bilan-1560412.html>

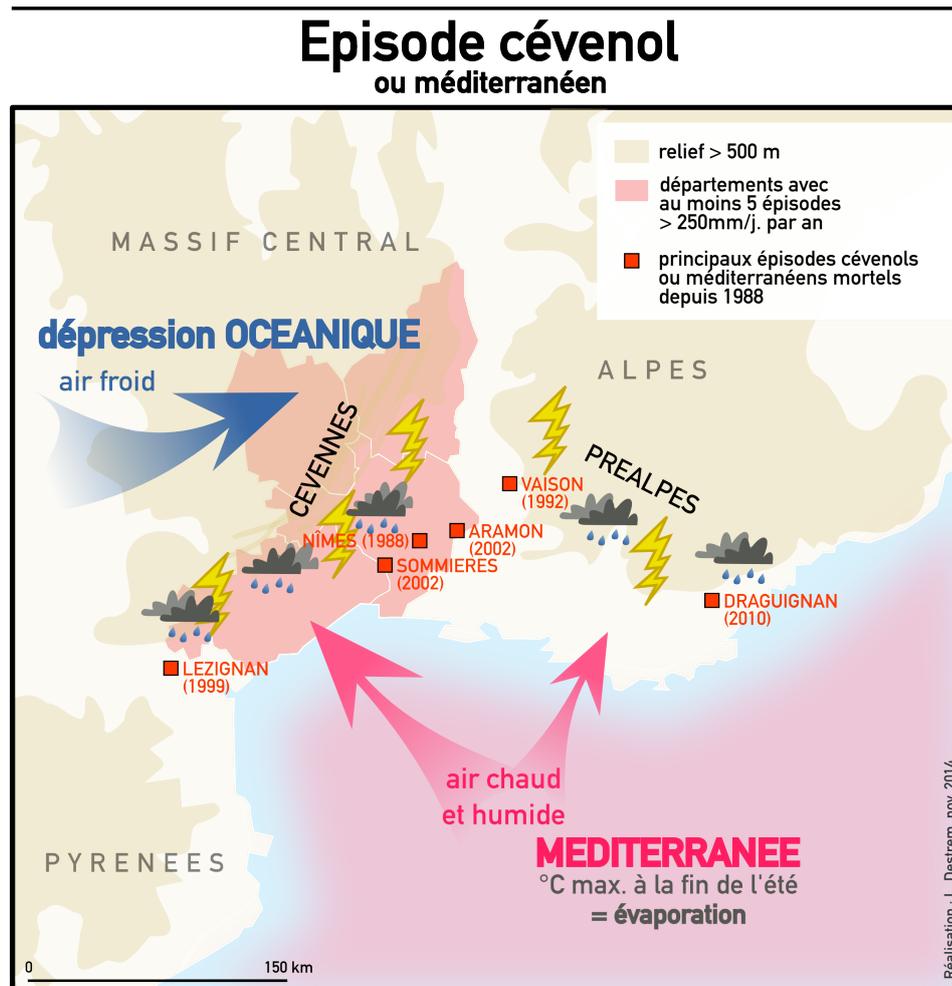


FIGURE 2.2 – Schéma synthétisant les principaux effets associés à la production d'un épisode Cévenol. Schéma réalisé par l'utilisateur Babsy du site wikipedia ([https://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Episode\\_cévenol.png](https://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Episode_cévenol.png)).

et humide qui remontent au nord. Ces masses d'air se retrouvent piégées par le massif des Cévennes (comme expliqué plus haut), tandis qu'une masse d'air froid et sec provenant de l'Atlantique et traversant les Pyrénées vient rencontrer la masse d'air chaud dans la région des Cévennes qui devient le siège d'importants orages et précipitations. Enfin, la photo 2.3 montre un exemple d'orage photographié lors d'un épisode Cévenol.

### 2.1.2 Mesures électromagnétiques

Le champ électromagnétique rayonné par une décharge de foudre est très large bande allant du continu à la soixantaine de MHz. Cette large bande résulte des processus intervenant dans l'initiation et le développement des décharges. Ces champs électromagnétiques peuvent se propager à très grandes distances, à l'aide du guide d'onde sphérique que constitue la surface de la terre et la partie inférieure de l'ionosphère. Pour la partie basse fréquence, cette distance de propagation peut aller jusqu'à plusieurs milliers de kilomètres. Devant la large bande évoquée ici, plusieurs réseaux de détections, accordés sur différentes bandes de fréquence, permettent la localisation des décharges de foudre et la reconstruction de la



FIGURE 2.3 – Photographie d'un orage qui a eu lieu lors d'un épisode Cévenol le 27 juillet 2005. Crédit photo : Dorothée Taverner (<https://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Orage-nuit-dorothee-taverne.JPG>).

cellule électrique. Notamment, [Cummins and Murphy, 2009] proposent une revue des systèmes de détection et de localisation de sources ayant engendré ces champs électriques. La figure 2.4 extraite de leur article permet de synthétiser ces différents effets. De façon très synthétique, concernant les réseaux de localisations de décharges de foudres, les réseaux ATDNet ([Nash et al., 2006]) et ZEUS ([Chronis and Anagnostou, 2003]) opèrent sur la bande très basse fréquence (quelques  $kHz$ ) et couvrent toute l'Europe. Ces réseaux permettent des détections à plusieurs milliers de kilomètres mais ne permettent pas d'avoir accès à d'autres grandeurs physiques que la localisation. Le réseau LINET ([Betz et al., 2009]) utilise quant à lui la bande de fréquence [1  $kHz$  – 1  $MHz$ ] et permet notamment de faire la distinction entre les décharges nuage-sol et intranuages, avec en sus des informations sur le courant-crête des décharges détectées. Enfin le dernier réseau, nommé EUCLID, est présenté plus en détails dans la sous-section suivante puisqu'il s'agit de celui qui a été utilisé lors de la campagne SOP1.

### 2.1.2.1 Le réseau EUCLID

Le réseau EUCLID (EUropean Cooperation for LIghtning Detection), est un réseau opérationnel, issu de la collaboration entre les réseaux de détections nationaux de divers acteurs européens comme l'Allemagne, la France, l'Autriche, l'Italie, la Norvège et la Slovénie (d'autres acteurs sont venus s'ajouter). La particularité de ce réseau est que, bien que la lo-

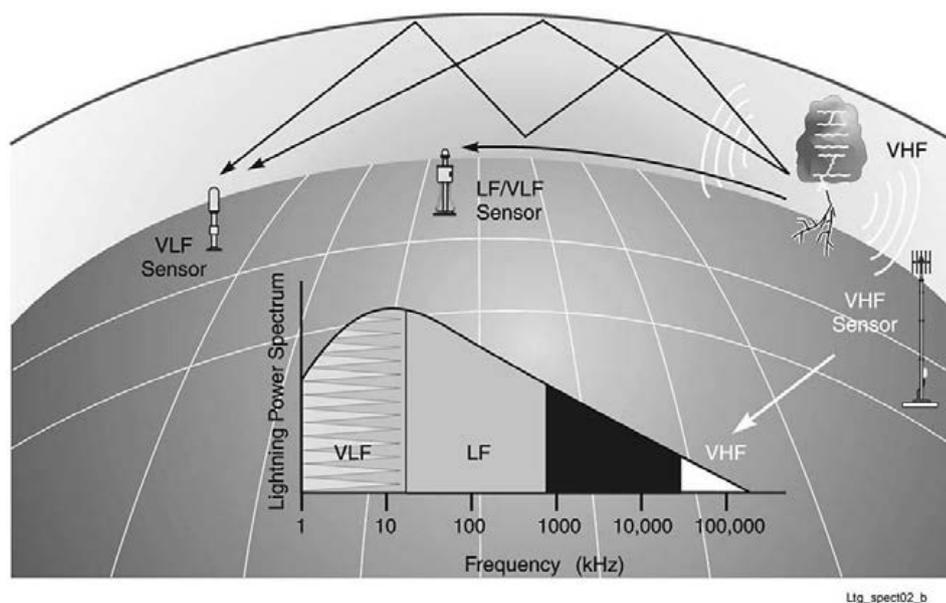


FIGURE 2.4 – Schéma des différentes techniques de localisation et des gammes de fréquences dans lesquelles elles opèrent. On rappelle qu'un guide d'onde est formé entre la surface de la terre et la ionosphère à environ 80 km d'altitude. Pour information, les sigles VLF, LF et VHF correspondent respectivement à "Very Low Frequency", "Low Frequency" et "Very High Frequency". Cette figure est extraire de [Cummins and Murphy, 2009].

calisation des sources se fasse au niveau national dans l'ensemble des pays d'Europe, le traitement des données se fait uniquement en Allemagne. Une redondance des données résulte de cette coopération et permet d'obtenir une excellente qualité de localisation. Les différentes antennes du réseau EUCLID sont calibrées sur la gamme de fréquence VLF/LF (entre 0 et 350 kHz). L'intérêt de cette gamme de fréquence est qu'elle permet à la fois de localiser les décharges de foudre (aussi bien intranuage que nuage-sol) et d'obtenir certaines caractéristiques physiques de l'éclair comme le courant crête. La méthode de détection du réseau EUCLID est basée sur la comparaison des formes d'ondes obtenues avec celles déjà enregistrées dans une banque de données. Cette comparaison permet de différencier le bruit de fond des arrivées directes et indirectes issues de la réflexion sur l'ionosphère.

L'ensemble des antennes du réseau est détaillé sur la figure 2.5 et permet de se rendre compte de la densité du réseau. Cette densité permet notamment d'obtenir une erreur médiane de seulement 250 m à la fois en latitude et en longitude pour les éclairs nuage-sol. En revanche, pour les éclairs intranuage, la précision est beaucoup moins bonne avec une erreur de l'ordre de 6.4 km. Une étude sur les performances du réseau EUCLID à l'échelle de l'Europe a été présentée par [Schulz et al., 2014b], et à l'échelle régionale de la campagne SOP1 par [Schulz et al., 2014a].

En pratique, les données EUCLID utilisées sont organisées dans un tableau qui recense pour chaque détection, la date, l'heure (avec une précision allant jusqu'à la microseconde), la longitude, la latitude, l'erreur de localisation, le type de décharge (intranuage ou nuage-



FIGURE 2.5 – Carte représentant la localisation des stations EUCLID en 2012. Figure extraite de [Schulz et al., 2014a].

sol), et le courant crête (en  $kA$ ) de la décharge de foudre.

### 2.1.2.2 Le réseau LMA

Le deuxième réseau électromagnétique utilisé pendant la campagne de mesures est le réseau LMA (Lightning Mapping Array) qui est présenté en détail dans [Rison et al., 1999] et [Krehbiel et al., 2000]. Cet instrument développé par le New Mexico Tech. (USA) a été déployé pour la première fois en Europe dans le cadre du projet PEACH. Contrairement au réseau EUCLID, le LMA n'a pas pour objectif de localiser des décharges orageuses, mais plutôt de reconstruire la cellule orageuse. Les antennes sont ici paramétrées pour mesurer les variations des micro-décharges d'éclair à l'intérieur des nuages d'orage. Ces variations sont impulsionnelles et très hautes fréquences (de 60 à 66 MHz globalement). De fait, ce réseau

permet la localisation à haute résolution spatiale et temporelle des micro-décharges.

Le fonctionnement du LMA est décrit par [Thomas et al., 2001] et va rapidement être résumé ici. Chaque antenne du réseau enregistre séparément les variations d'émissions radios. Puis le système électronique intégré à chaque antenne vient numériser les différents signaux à une fréquence d'échantillonnage  $f_e = 25$  MHz. Les signaux sont ensuite découpés dans des fenêtres temporelles successives de  $80\mu\text{s}$ . Ensuite pour chaque fenêtre un test est réalisé afin de savoir si le maximum du signal mesuré est au-dessus du bruit de fond électromagnétique du lieu d'enregistrement. Ainsi chaque maximum conservé est alors associé à une détection électromagnétique. La figure 2.6 présente cette sélection de maxima sur trois sites différents. En tout, on peut avoir 12500 détections au maximum par seconde à cause de la taille de chaque fenêtre. Le contrôle de la précision du temps est assuré à l'aide d'une horloge GPS. Une fois les maxima détectés et datés il est nécessaire d'utiliser une méthode présentée par [Koshak et al., 2004] pour obtenir la localisation de la source associée. Cette méthode est brièvement présentée ici.

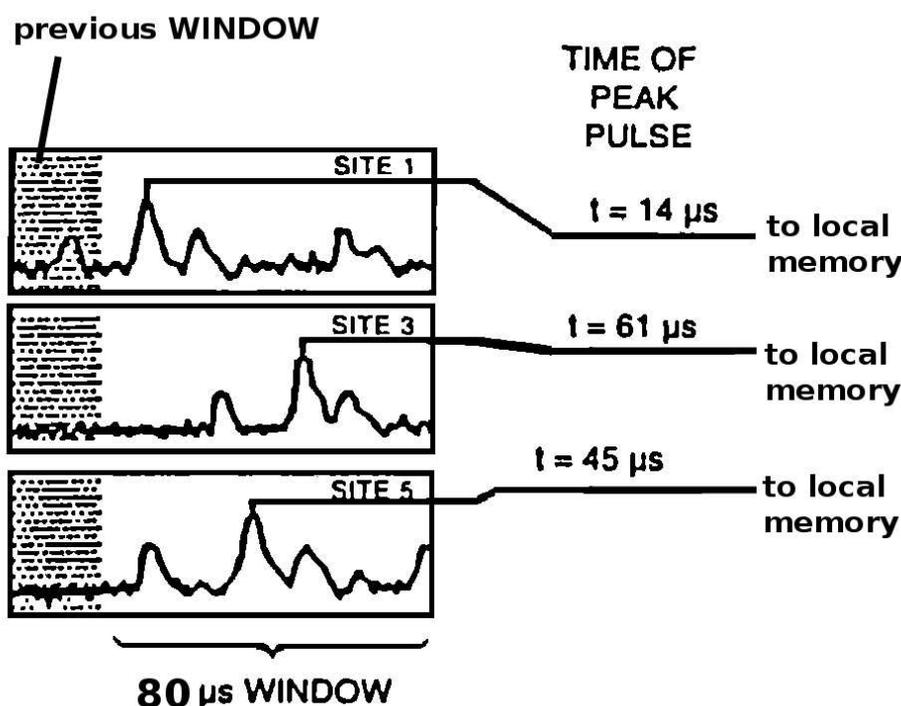


FIGURE 2.6 – Cas de trois antennes nommées 1, 3, 5. Pour chacune des antennes, détermination du maximum du signal enregistré dans une fenêtre temporelle de  $80\mu\text{s}$ . La datation du maximum du signal est enregistrée dans une mémoire locale du système électronique équipant chaque antenne du réseau. Schéma adapté de [Mazur et al., 1997].

Supposons une source électromagnétique, localisée dans l'espace et le temps par les coordonnées  $(X, Y, Z, t)$ . Supposons également un réseau constitué de  $N$  antennes électromagnétiques. Le signal sera ainsi détecté par chacune des antennes au temps  $t_i$  où  $i$  représente le numéro de l'antenne variant de 1 à  $N$ . Si de surcroît, on suppose une propagation de l'onde

électromagnétique en ligne droite à la célérité de la lumière dans le vide  $c \approx 3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$  et que chaque antenne  $i$  est localisée par les coordonnées  $(X_i, Y_i, Z_i)$ , alors on peut écrire que :

$$c(t_i - t) = \sqrt{(X_i - X)^2 + (Y_i - Y)^2 + (Z_i - Z)^2} \quad \forall i \in [1, N]. \quad (2.1)$$

Pour pouvoir continuer, on adopte la convention  $t_1 \equiv 0$ . Cela permet de remplacer les termes quadratiques d'inconnues  $(X, Y, Z, t)$ , en une combinaison linéaire sur ces inconnues. Le système linéaire suivant est alors obtenu :

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2}(L_2^2 - c^2 t_2^2 - L_1^2) \\ \vdots \\ \frac{1}{2}(L_N^2 - c^2 t_N^2 - L_1^2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (X_2 - X) & (Y_2 - Y) & (Z_2 - Z) & -c t_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ (X_N - X) & (Y_N - Y) & (Z_N - Z) & -c t_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ ct \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

où  $L_i^2 = X_i^2 + Y_i^2 + Z_i^2$ . On remarque rapidement que ce système est surdéterminé puisqu'il y a  $N - 1$  équations pour 4 inconnues. Or  $N$ , qui est le nombre d'antennes, est très souvent supérieur à 4 (il est de 12 pour SOP1). Il s'agit donc d'un problème de minimisation. Pour le résoudre, on écrit l'équation matricielle (2.2) sous la forme  $\mathbf{g} = \mathbf{Kf}$  où  $\mathbf{f}$  représente la localisation de la source électromagnétique que l'on recherche. La solution à ce problème de minimisation revient à chercher l'écart minimal  $\|\mathbf{g} - \mathbf{Kf}\|^2$ . Il s'obtient en calculant la matrice pseudo-inverse du système et donne finalement :

$$\mathbf{f} = (\mathbf{K}^T \mathbf{K})^{-1} \mathbf{K}^T \mathbf{g}. \quad (2.3)$$

L'intérêt d'utiliser un grand nombre d'antennes est que l'on peut ensuite améliorer de façon itérative la solution trouvée pour une source électromagnétique. Pour ce faire, on suppose que la source est effectivement localisée au point de coordonnées  $(X, Y, Z, t)$ . Ainsi, il est possible de calculer pour chacune des antennes le temps d'arrivée estimé  $t'_i$ , puis de le comparer à la vraie mesure  $t_i$ . Pour chaque antenne l'écart  $t'_i - t_i$  est alors calculé et permet de réajuster la solution  $(X, Y, Z, t)$  pour minimiser cet ensemble d'écarts.

Concernant la précision, [Koshak et al., 2004] montre que cette méthode permet la reconstruction et l'évolution des décharges intranuages dans un rayon de 400 km environ autour du réseau. Cette valeur de rayon maximum théorique est donnée pour des sources situées à 7 km d'altitude environ. [Thomas et al., 2004] montrent quant à eux la très grande précision temporelle et spatiale du réseau. En effet, l'erreur de datation temporelle d'une source est de l'ordre de la ns. Concernant la précision spatiale, ils estiment que pour les sources placées au-dessus du réseau entre 6 et 12 km d'altitude, l'erreur sur la localisation en altitude est de l'ordre de la vingtaine de mètres, tandis que l'erreur sur le plan horizontal est de l'ordre de 8 m environ. Ces résultats font du réseau LMA un moyen de reconstruction de la partie intranuage extrêmement performant.

Toutefois, il est nécessaire de préciser un problème intrinsèquement lié à la méthode de reconstruction. En effet, lorsqu'une détection est obtenue par une antenne dans une fenêtre temporelle donnée, et également par une autre antenne dans une autre fenêtre temporelle, l'algorithme ne peut plus associer ces détections à une même décharge. Il devient

alors nécessaire de réaliser un travail supplémentaire de recherche et d'identification pour regrouper les détections issues d'une même décharge. Un autre problème est lié au fait que l'algorithme ne sélectionne qu'un seul maximum par fenêtre temporelle. Ainsi, si deux micro-décharges surviennent à des localisations très proches (spatialement et temporellement), et que leurs détections parviennent à une antenne dans une même fenêtre temporelle, seulement une seule des deux décharges pourra être détectée. Pour pallier ces problèmes, [Stock et al., 2014] ont par exemple proposé un nouveau post-traitement des formes d'ondes électromagnétiques enregistrées à partir de 4 antennes, basé sur un algorithme de corrélation croisée des signaux dans une gamme de fréquence allant de 20 à 80 MHz. Cet algorithme, qui propose pour le moment des détections à 2 dimensions seulement, permet une amélioration particulièrement notable de la cartographie des décharges.

**Le réseau LMA dans la campagne SOP1** Pour la campagne de mesure SOP1, le réseau HyLMA déployé comptait douze antennes, une treizième étant inactive. Le tableau 2.1 présente leur localisation précise ainsi. La figure 2.7 propose une carte affichant la position de ces capteurs (cette carte est tirée du manuscrit de thèse de [Gallin, 2014]). D'un point de vue pratique, les données acquises et traitées par le réseau HyLMA sont également fournies sous forme de tableaux. Chaque tableau représente une durée de dix minutes, et propose pour chaque détection de micro-décharge sa datation (il s'agit d'une valeur en seconde par rapport au début de la journée), sa localisation spatiale (sous la forme longitude, latitude, altitude), l'indice réduit  $\chi^2$  pour la fiabilité de détection. En outre, une information sur le nombre d'antennes utilisées pour l'algorithme de reconstruction est fournie. Cette variable sera notamment utilisée plus tard pour les reconstructions effectuées dans le cadre de cette thèse. Par ailleurs, le New Mexico Tech. a produit une interface graphique nommée *xlma*, basée sur une plateforme IDL pour visualiser et analyser les données. Ce logiciel ne sera cependant pas utilisé dans ce manuscrit, puisqu'un ensemble de routines en PYTHON a été codé par l'auteur pour le traitement des données.

TABLE 2.1 – Tableau de localisation des antennes LMA

Identifiant	Localité	Latitude (°)	Longitude (°)	Altitude (m)
A	Nîmes	43.8562394	4.4064761	116.57
B	Pujaut	43.9985942	4.7597528	101.95
C	Cadignac	44.1343581	4.5679450	266.29
D	Aigoual	44.1966944	3.6307358	1102.33
E	Alès	44.0643700	4.1415731	258.90
F	Uzès	43.9925803	4.4017506	121.18
K	Candillargues	43.6074917	4.0743208	67.12
H	Mirabel	44.6002619	4.4803025	501.57
J	Combe	44.2430420	4.0102091	553.99
M	Méjannes-le-Clap	44.2352767	4.3620867	357.72
V	Vic-les-Fesq	43.8730087	4.0651784	124.29
W	Perier	44.5199878	4.0328797	1103.61

Pour conclure sur le réseau LMA, il est important de comprendre que celui-ci localise les décharges de type traceur qui précèdent ou suivent l'arc en retour. *De facto*, ce réseau ne permet pas la détection de décharges nuage-sol à proprement parler, puisque celles-ci émettent un champ électromagnétique de plus basse fréquence. C'est en cela, que ce réseau est très complémentaire au réseau EUCLID utilisé pour détecter les décharges de foudre.

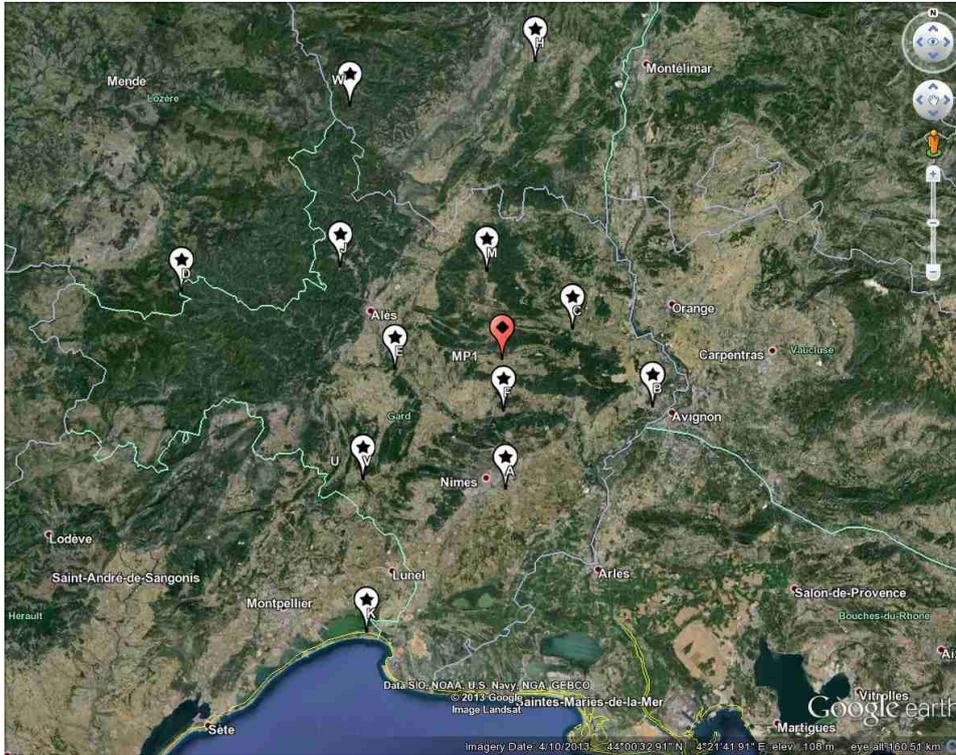


FIGURE 2.7 – Positions des antennes du réseau LMA (étoiles sur fond blanc). Losange sur fond rouge : position de la station acoustique du CEA (voir paragraphe 3.5). Fond de carte extrait de GoogleEarth. Figure extraite de [Gallin, 2014]

### 2.1.2.3 Mesure de la variation du moment de charges

La grandeur électrique classique utilisée pour caractériser un arc en retour (ou les grandes décharges IC) est le courant crête (CC). On rappelle que celui-ci décrit la quantité de charge transférée du sol au nuage au cours des premières dizaines de micro-secondes de la décharge. Cette quantité ne traduit donc pas la totalité de l'activité électrique dans un flash. Une quantité qui décrit une telle activité est le *Charge Moment Change* (CMC), variation du moment de charges en français. Cette grandeur peut se représenter comme étant l'accumulation des charges neutralisées  $Q(t)$  depuis un temps  $t$  à partir du début de la décharge, multipliée par la hauteur de celle-ci  $Z_q$ . Cette grandeur est définie dans la littérature ([Betz et al., 2009], Chapitre 17, Section 1, page 388-389) comme :

$$\text{CMC} = Z_q \times Q(t), \quad (2.4)$$

dont l'unité est le  $C.km$ . Il existe deux manières d'exprimer le moment de charges : soit on tient compte de la totalité de la décharge et on parlera de CMC, soit on tient compte

uniquement des deux premières millisecondes d'un arc en retour et on parlera de variation instantanée du moment de charge : *i*CMC. Notons, qu'il existe une très faible corrélation entre le CMC et l'*i*CMC (voir [Cummer et al., 2013]). Le CMC est notamment un excellent paramètre pour déterminer si un sprite<sup>2</sup> a une forte probabilité de survenir après une décharge ([Pasko et al., 1997]).

Des mesures du CMC et de l'*i*CMC correspondant à certains événements électriques de la campagne SOP1 nous ont été fournies par Janusz Mlynarczyk (AGH University of Science and Technology, Cracovie, Pologne) qui dispose de détecteurs ELF (Extremely Low Frequency) déployés en Pologne (voir notamment [Mlynarczyk et al., 2015]). En particulier, pour les journées sélectionnées pour notre étude (voir 2.4.1), les données CMC et *i*CMC sont disponibles pour quelques décharges de types CG+ qui ont donné lieu à des sprites.

### 2.1.3 Mesures acoustiques

Le dernier réseau que nous allons présenter est le réseau acoustique déployé par le CEA qui a permis la mesure de tous les signaux acoustiques étudiés dans la suite du manuscrit. Ce réseau acoustique était constitué de deux sous-réseaux : un premier formé de quatre microbaromètres et un second formé de quatre microphones. Les barycentres des deux réseaux étaient co-localisés. Afin de disposer de bonnes conditions de mesures, comme une bonne couverture végétale pour filtrer le bruit du vent, une zone sans dénivellation, et une présence humaine faible, un terrain situé sur les communes de La Bruguière et Motaren proche de l'aérodrome d'Uzès, dans la zone de couverture du réseau LMA présenté précédemment, a été sélectionné pour l'installation des capteurs. Ce terrain a l'avantage d'être plat, à une altitude moyenne de 260 *m*, et peu fréquenté. L'aérodrome a proximité n'a pas constitué un problème car il est très peu utilisé. Ces réseaux ont été déployés le 27 août 2012. La mise sous tension des microphones a été effectuée le 28 août 2012, et celle des microbaromètres le 30 août 2012. Ils ont finalement été arrêtés le 20 novembre 2012 puis démontés entre le 20 et le 22 novembre 2012. L'alimentation des différents capteurs a été assurée par des batteries qui ont dû être changées une fois à mi-expérience (entre le 9 et 12 Octobre 2012). Un souci technique est malheureusement survenu pendant la campagne de mesure rendant inopérant l'un des microphones entre le 28 septembre et le 12 octobre 2012. Les deux sous-réseaux vont désormais être présentés plus en détail dans les deux sous-sections suivantes.

#### 2.1.3.1 Le réseau de microbaromètres

Ce réseau est constitué de quatre microbaromètres MB2005 dont la description technique est fournie dans le lien suivant : [http://www-dase.cea.fr/public/dossiers\\_thematiques/microbarometres/description\\_en.html](http://www-dase.cea.fr/public/dossiers_thematiques/microbarometres/description_en.html). Les trois microbaromètres respectivement nommés, MB2, MB3 et MB4 forment un triangle équilatéral de 500 *m* de côté. Le capteur MB1 est situé au centre de ce triangle. La localisation GPS précise des quatre microbaromètres est

---

2. Les sprites, aussi appelés phénomènes lumineux transitoires, sont des éclairs lumineux visibles en haute atmosphère. Il s'agit d'un phénomène de fluorescence optique provoqués par des décharges électriques au cours d'orages sous-jacents.

présentée dans le tableau 2.2. La configuration en triangle équilatéral (aussi proche que possible), permet d'assurer une erreur de localisation en azimuth et en élévation (voir PMCC) isotrope ([Abed-Meraïm et al., 2011]).

TABLE 2.2 – Tableau de localisation GPS des microbaromètres

Nom	Latitude	Longitude
MB1	44° 4' 55.5''N	4° 23' 54.6''E
MB2	44° 5' 01.3''N	4° 23' 44.2''E
MB3	44° 4' 59.3''N	4° 24' 06.7''E
MB4	44° 4' 46.4''N	4° 23' 54.6''E

L'un des grands avantages de ce réseau est que chaque point de mesure est indépendant des autres. L'acquisition et la numérisation sont réalisées localement à l'aide de numériseurs Taurus de Nanometrics. Afin d'économiser au maximum l'utilisation de la batterie, ils sont programmés en mode "buffer", ce qui passe en veille l'ensemble des fonctions secondaires des Taurus, comme la liaison Ethernet, les affichages à l'écran et le stockage des données sur support amovible. Ce mode permet également l'enregistrement des données dans une mémoire tampon qui est vidée à intervalle régulier dans les supports de stockage. Concernant l'alimentation, chaque microbaromètre était équipé de 7 batteries 12 V à 65 Ah, ce qui permettait d'obtenir une autonomie de 6 semaines environ.

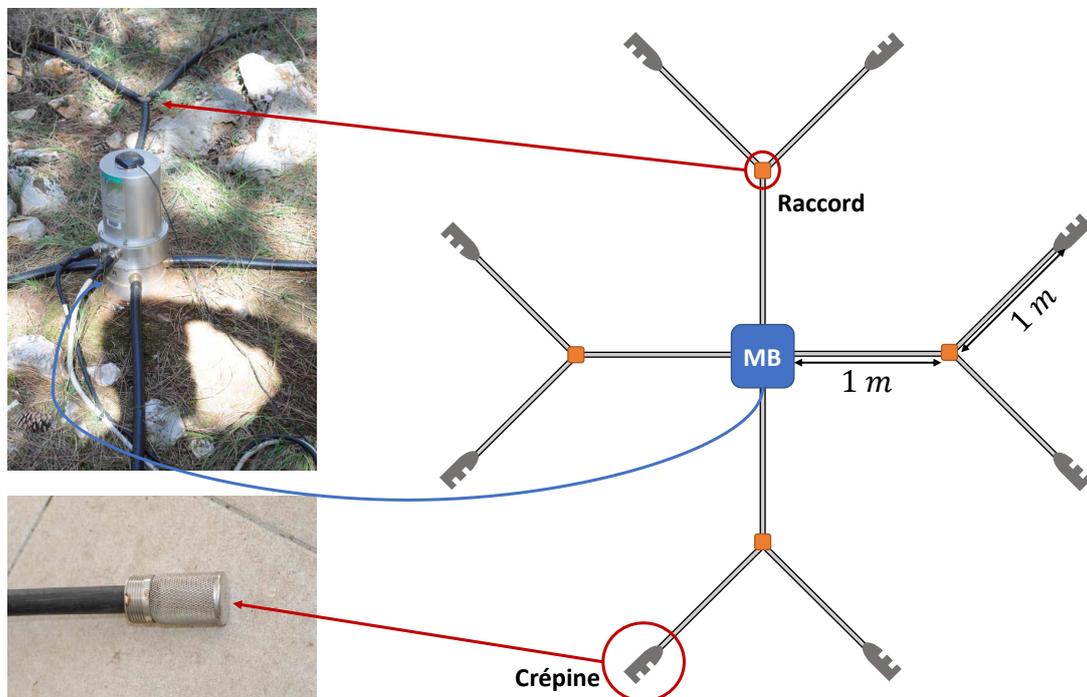


FIGURE 2.8 – Figure représentant schématiquement (à droite) la structure d'un microbaromètre utilisant un système à rosettes pour réduire le bruit de fond et des photos (à gauche) d'un microbaromètre (en haut) et d'une crépine (en bas). Photographies provenant de la thèse de [Gallin, 2014]

La bande passante des microbaromètres est  $[10^{-3} - 30]$  Hz et leur sensibilité est de  $10^{-3}$  Pa. Les signaux acquis sont ensuite échantillonnés à 50 Hz, un filtre passe haut est utilisé pour s'affranchir des fréquences parasites inférieures à  $10^{-3}$  Hz, et un filtre anti-repliement est également appliqué à la fin de la bande passante. Afin de permettre un enregistrement en condition climatique orageuse, avec de forts vents et précipitations par exemple, et de réduire au maximum le bruit de fond, un système de réduction de bruit est utilisé. Notamment, [Walker and Hedlin, 2009] donnent un état de l'art des techniques de réduction de bruit de fond engendré par le vent. Dans le cadre de cette campagne de mesure, le système de filtrage anti-bruit utilisé est le filtre dit "en rosette" ([Alcoverro and Le Pichon, 2005] et [Hedlin et al., 2002]). La figure 2.8 présente une photographie d'un microbaromètre placé sur le lieu de mesure, d'un schéma de sa structure avec le système à rosette et d'une photographie d'une des crépines placée à l'extrémité de l'une des prises d'air. En quelques mots, le système en rosette permet de moyenniser le bruit de fond incohérent produit par le vent à l'aide de huit points de mesures situés au bout de huit tuyaux. Une première jonction entre deux prises d'air voisines (carré orange sur le schéma) est d'abord effectuée, puis une deuxième et dernière au niveau du capteur (carré bleu sur le schéma) permettant de sommer les quatre ondes acoustiques provenant respectivement des quatre jonctions. La mesure effectuée au niveau du microbaromètre est alors un signal acoustique moyenné. Cela permet de réduire les effets de bruit indésirables liés au vent. Enfin, au bout de chacune des 8 prises d'air, des crépines sont placées, afin d'empêcher des insectes ou divers éléments naturels, comme de la terre ou des branchages, de rentrer dans les tuyaux et de venir nuire à la mesure.

La figure 2.9 présente un exemple de signaux bruts (A) et de spectres associés (B) enregistrés sur les quatre microbaromètres lors d'une période calme (sans orage), le 26 octobre 2012 entre 17h et 18h. On constate que les quatre signaux temporels ne se superposent pas très bien. Ces différences sont sans doute liées à la distance élevée entre les points de mesures. Concernant les spectres, on constate en revanche qu'ils se superposent bien. Le premier pic à 0.3 Hz environ est associé à la houle. Les microbaromètres étant très sensibles à ces fréquences, cela justifie un tel pic mesuré, et le fait que les signaux temporels présentent des fortes différences les uns des autres. On remarque également un creux d'amplitude aux alentours de 10 Hz.

### 2.1.3.2 Le réseau de microphones

Au même titre que le réseau de microbaromètres, celui-ci est constitué de 4 microphones (de type MCB2006 encapsulés dans une cavité étanche à l'humidité) de bande passante  $[10^{-1} - 10^4]$  Hz, indépendants les uns des autres, qui sont nommés MP1, MP2, MP3 et MP4. Ces microphones forment également un triangle équilatéral (pour minimiser l'erreur de localisation), mais de 50 m de côté cette fois-ci. Le capteur MP1 est placé au centre du triangle et est co-localisé avec MB1. La localisation GPS des quatre microphones est présentée dans le tableau 2.3.

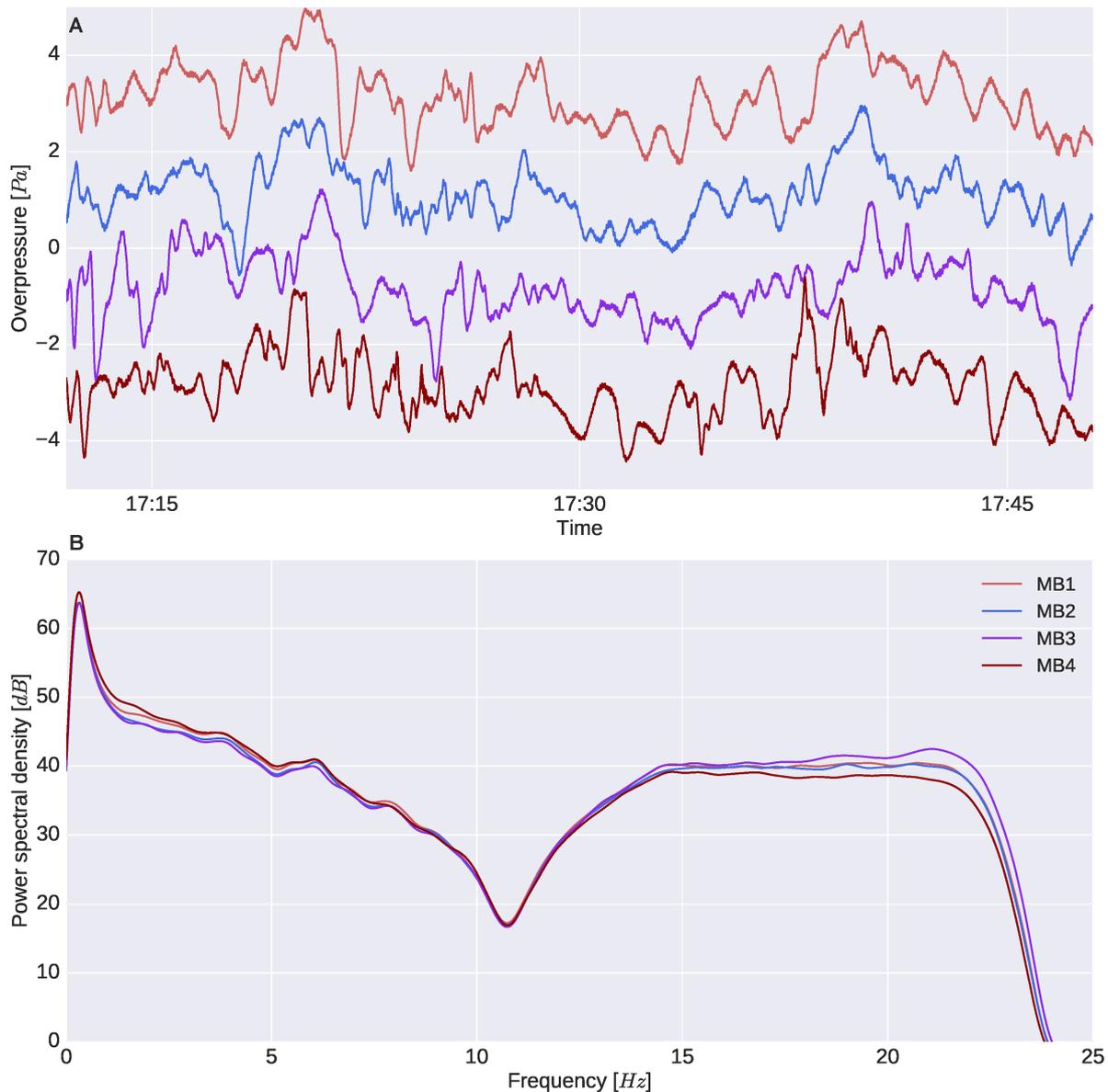


FIGURE 2.9 – **A** : Signaux enregistrés sur chacun des microbaromètres lors d'une période calme (le 26 octobre 2012 de 17h à 18h). **B** : densités spectrales de puissance associées à ces quatre signaux.

L'acquisition et la numérisation sont réalisées à l'aide des mêmes numériseurs Taurus de Nanometrics que ceux utilisés pour les microbaromètres. Les signaux sont cette fois-ci échantillonnés à 500 Hz. Cette fréquence d'échantillonnage ne permet pas d'utiliser les numériseurs en mode "buffer", pourtant économe en batterie, et impose l'utilisation du mode "communication" qui laisse toutes les fonctions du numériseur actives hormis l'affichage des écrans. La consommation d'énergie s'en voit ainsi augmentée, cependant, comme les microphones consomment moins d'énergie que les microbaromètres, chaque point de mesure est alimenté par les mêmes sept batteries 12 V à 65Ah que les microbaromètres.

Ces microphones sont également équipés d'un système de réduction de bruit, mais plus simple ici que pour les microbaromètres. En effet, la réduction se limite à l'utilisation de

TABLE 2.3 – Tableau de localisation GPS des microphones

Nom	Latitude	Longitude
MP1	44°4'55.6"N	4°23'54.7"E
MP2	44°4'56.0"N	4°23'53.5"E
MP3	44°4'55.8"N	4°23'55.9"E
MP4	44°4'54.5"N	4°23'54.4"E

quatre tuyaux de prise de mesure avec des crépines au bout de chacun de ceux-ci. La figure 2.10 de droite, présente un schéma de ces microphones encapsulés. Pour un souci d'efficacité et d'optimisation de l'installation et de l'utilisation du réseau de microphones, ceux-ci ont été intégrés dans des valises étanches et transportables. La figure 2.10 de gauche montre une photo de ces valises. Chacune des quatre valises contient le microphone, son alimentation, le numériseur, une antenne GPS interne, le système de filtration du bruit composé des quatre tuyaux avec crépines qui viennent se visser à la valise, la batterie et un interrupteur de fonctionnement.

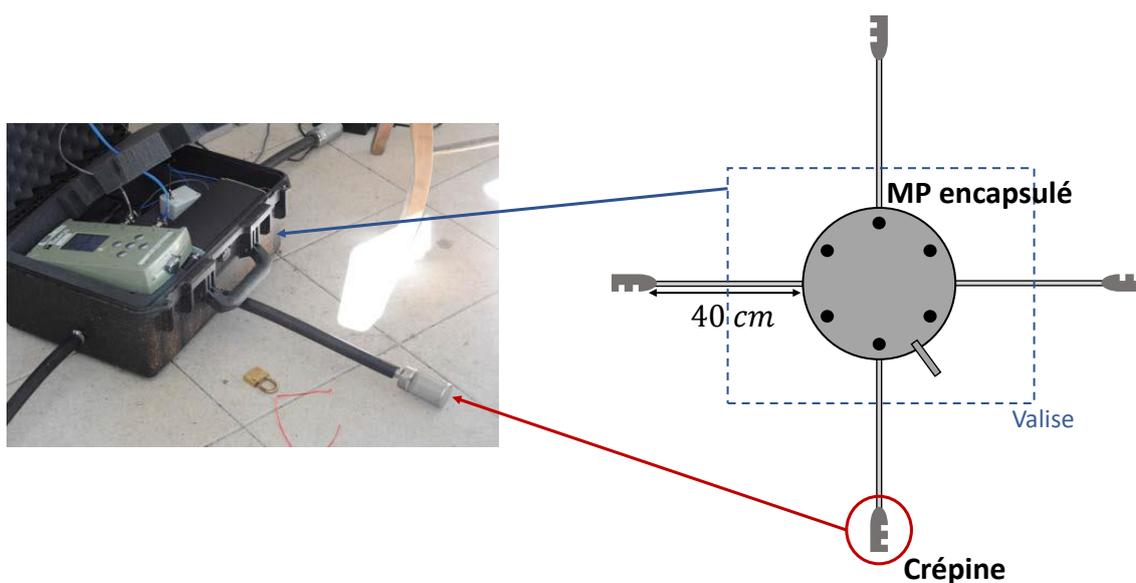


FIGURE 2.10 – Figure représentant une photo (à gauche) du microphone encapsulé dans sa valise de protection avec le système de filtration de bruit. Le microphone en lui-même n'est pas visible, car il est sous le numériseur (boîtier vert kaki) et diverses mousses de protection. À droite, un schéma représentant le système d'acquisition. Photo extraite de [Gallin, 2014].

À l'instar du réseau de microbaromètres, la figure 2.11 présente un exemple de signaux mesurés (A) par les quatre microphones et de leurs spectres associés (B) durant la même phase calme de la campagne de mesure que celle choisie pour les microbaromètres. Comme pour les spectres des microbaromètres, le premier pic, situé à 0.3 Hz environ, est associé à

la houle. On remarque ensuite que le spectre de MP1 présente une raie à 125 Hz environ qui correspond à une résonance électronique. De fait, cette résonance n'est pas dynamique et est masquée lorsque le niveau de signal est plus important que le niveau de cette résonance. En revanche, on remarque également un élément bien plus ennuyeux : tous les spectres affichent une résonance assez large bande autour de 110 Hz. Dans la thèse de [Gallin, 2014], l'origine de cette résonance est discutée, et la raison invoquée serait la présence d'une capsule étanche en caoutchouc autour de la chambre de mesure qui sert à assurer l'étanchéité et le contrôle de l'humidité du microphone. Cette résonance n'ayant pas pu être mesurée, l'étude des signaux menée par Louis Gallin tout au long de sa thèse s'est limitée à des fréquences inférieures à 70 Hz, voire à 40 Hz dans le cadre des reconstructions. C'est pourquoi, l'un des objectifs de ce chapitre est de présenter une expérience de calibrage pour corriger les signaux de la fréquence de résonance parasite. Cette expérience est décrite dans la section suivante.

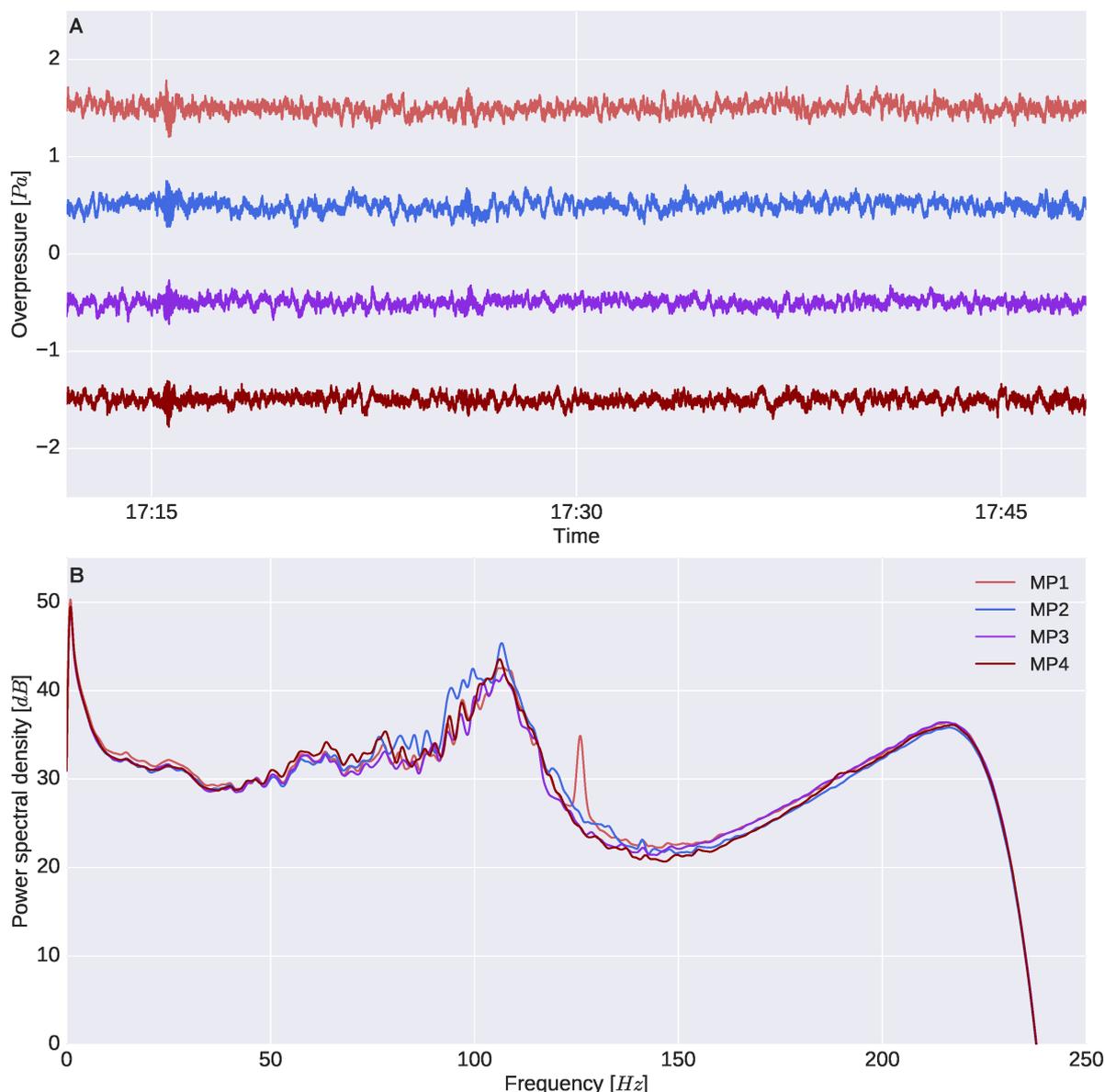


FIGURE 2.11 – A : Signaux enregistrés sur chacun des microphones lors d’une période calme (le 26 octobre 2012 de 17h à 18h). A : densités spectrales de puissance associées à ces quatre signaux.

## 2.2 Campagne de calibrage

Nous venons de voir que les microphones encapsulés utilisés dans la campagne de mesure présentent une importante résonance à 110 Hz environ qui a particulièrement dégradé la capacité à exploiter complètement les signaux provenant des microphones (MPs). Notamment, les travaux [Gallin, 2014] ont été limités à la bande de fréquence [0 – 40] Hz. Nous avons vu sur la figure 2.11 que la résonance était visible à partir d’une mesure du bruit de fond. À ce stade, nous espérons que cette résonance, au même titre que la résonance électrique à 125 Hz, soit statique. Malheureusement, la figure 2.12 représente un exemple de spectre obtenu à partir de l’enregistrement d’un signal acoustique produit par le tonnerre. Elle montre que la résonance autour de 110 Hz est toujours parfaitement visible. Ce résul-

tat indique que la résonance est dynamique et s'adapte à l'amplitude du signal reçu. Fort de ces observations, une campagne de calibrage a été menée au début de cette thèse pour pouvoir exploiter la totalité de la bande passante des microphones (i.e [0 – 250] Hz). Cette campagne de calibrage a fait l'objet de la rédaction d'un rapport technique complet (interne au CEA, [Lacroix, 2016]), expliquant et validant la correction. L'objectif de cette section est de présenter la méthode choisie pour la correction, et les grandes lignes de l'expérience menée. Un objectif secondaire de cette section est l'étude de l'origine de la résonance. Pour rappel, l'ensemble des détails sur les microphones a été donné en sous-section 2.1.3.2.

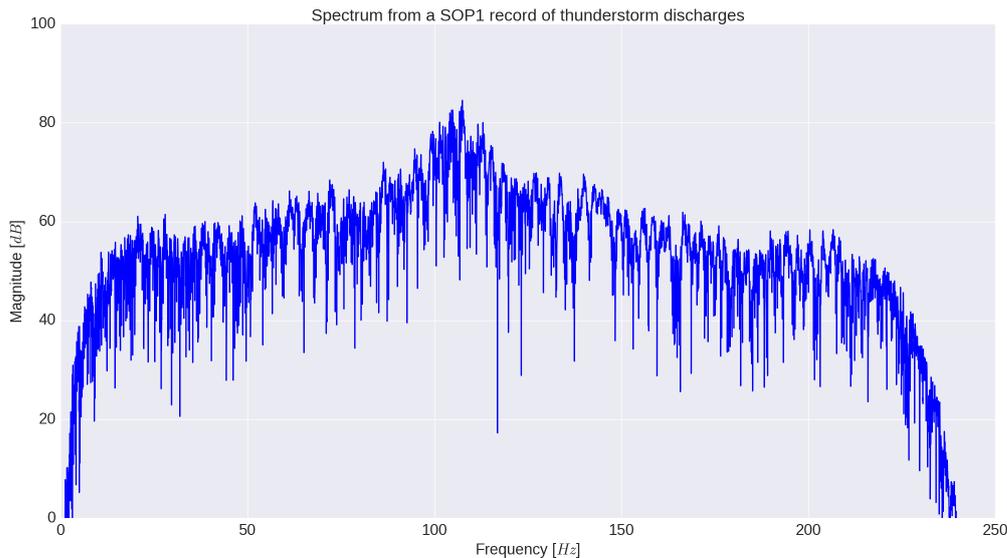


FIGURE 2.12 – Spectre d'un signal acoustique enregistré par le micro MP1 (micro encapsulé présentant la résonance) du flash de 18h34 (UTC) le 26 octobre 2012 dans les Cévennes.

### 2.2.1 Description de la méthode choisie

Pour calibrer les microphones, nous avons choisi d'utiliser une méthode dite "par comparaison". Le principe est d'utiliser un microphone de référence dont la réponse en fréquence est connue et que l'on vient co-localiser avec le microphone que l'on souhaite calibrer. L'idée est alors d'émettre un signal large bande (qui est connu) et de récupérer les signaux mesurés simultanément par les microphones de référence et à calibrer. Puisque les deux microphones sont supposés co-localisés, la connaissance de la fonction de transfert du milieu entre l'émetteur et les microphones n'est pas nécessaire. Puis, par comparaison des spectres obtenus, on peut obtenir une correction. La démarche théorique est présentée dans la sous-section suivante (section 2.2.2). Puis, la démarche expérimentale sur la façon d'obtenir les signaux nécessaires à l'établissement de la correction sera présentée dans la sous-section 2.2.3. Cette expérience a été réalisée dans la chambre anéchoïque du laboratoire *Jean Le Rond d'Alembert (CNRS - UMR 7190)* de Sorbonne Université à l'aide de deux microphones employés lors des mesures dans les Cévennes et d'un microphone de référence dont la réponse est parfaitement connue. Le premier microphone était composé du système {valise - tuyaux - crépines}, nous le nommerons désormais micro encapsulé. Le second microphone

utilisé était uniquement constitué du système d'acquisition sans l'encapsulation. Pour cette raison, ce microphone sera désormais appelé micro nu. Ce second microphone n'était pas en soi nécessaire à l'établissement de la correction puisque exempt de la résonance. Son rôle était exclusivement vérificateur, c'est-à-dire qu'il fournit le spectre que l'on souhaite obtenir à partir des signaux des microphones encapsulés corrigés. Notons que les chaînes d'acquisitions des deux microphones étaient indépendantes.

## 2.2.2 Théorie de la correction

Dans cette sous-section le modèle théorique d'obtention de la correction va être présenté. Afin de corriger l'amplitude des spectres, la méthode par comparaison est celle que nous avons choisie. Elle fait l'objet de la sous-section 2.2.2.1. En revanche, autant la réponse en fréquence du microphone de référence utilisé (voir 2.2.3) était connue, autant sa réponse en phase ne l'était pas. C'est pourquoi un modèle théorique basé sur un oscillateur du second ordre sera également présenté dans la sous-section 2.2.2.2 pour obtenir la correction en phase.

### 2.2.2.1 Modèle par comparaison

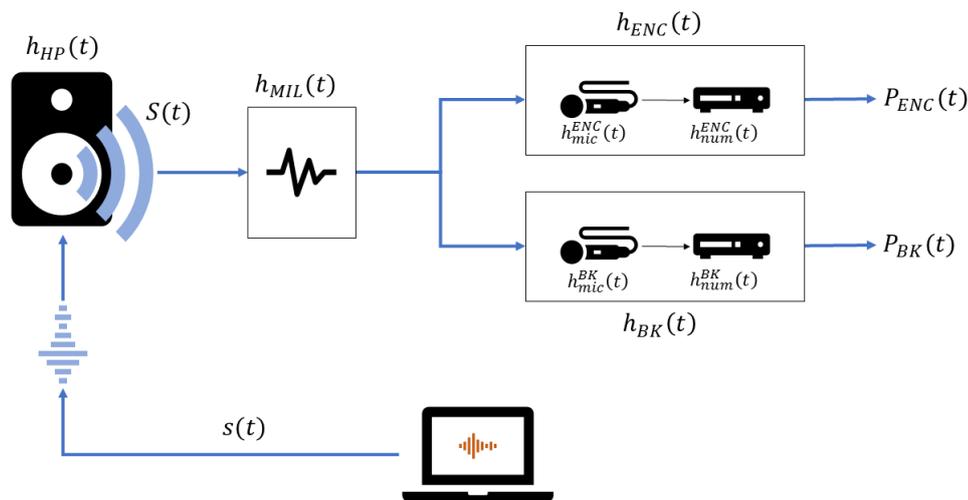


FIGURE 2.13 – Illustration schématique d'un montage adapté au modèle par comparaison.

La figure 2.13 permet de schématiser l'expérience par comparaison. Dans cette figure,  $s(t)$  est le signal choisi (synthétisé numériquement) et  $h_{HP}(t)$  est la réponse impulsionnelle du haut-parleur. De cette façon  $S(t)$  est le signal acoustique réellement émis par le haut-parleur et est donné par  $S(t) = s(t) * h_{HP}(t)$ , où  $*$  représente le produit de convolution. Ensuite,  $h_{MIL}(t)$  représente la fonction de transfert du milieu de propagation entre l'enceinte et les micros. Les fonctions de transfert des micros encapsulés et de référence sont respectivement notées  $h_{mic}^{ENC}(t)$  et  $h_{mic}^{BK}(t)$ . Enfin,  $h_{num}^{ENC}(t)$  et  $h_{num}^{BK}(t)$  correspondent respectivement aux

fonctions de transfert des numériseurs du micro encapsulés et du micro de référence. L'important ici est de bien noter que la fonction de transfert  $h_{mic}^{ENC}(t)$  comprend la réponse du microphone, ainsi que celle du système d'encapsulation (présence des tuyaux etc.). À l'aide de ces observations, on peut écrire que les signaux reçus par les microphones encapsulés et de références sont :

$$\begin{cases} P_{ENC}^{exp}(t) = s(t) * h_{HP}(t) * h_{mil}(t) * h_{mic}^{ENC}(t) * h_{num}^{ENC}(t) \\ P_{BK}^{exp}(t) = s(t) * h_{HP}(t) * h_{mil}(t) * h_{mic}^{BK}(t) * h_{num}^{BK}(t) \end{cases} \quad (2.5)$$

Les notations  $P_{ENC}^{exp}$  et  $P_{BK}^{exp}$  permettent d'exprimer le fait que ce seront des signaux expérimentaux mesurés par la suite. Puis si l'on note :

$$\begin{aligned} h_{ENC}(t) &= h_{mic}^{ENC}(t) * h_{num}^{ENC}(t) \text{ et} \\ h_{BK}(t) &= h_{mic}^{BK}(t) * h_{num}^{BK}(t), \end{aligned}$$

le système d'équations (2.5) devient :

$$\begin{cases} P_{ENC}^{exp}(t) = S(t) * h_{mil}(t) * h_{ENC}(t) \\ P_{BK}^{exp}(t) = S(t) * h_{mil}(t) * h_{BK}(t). \end{cases} \quad (2.6)$$

Pour simplifier les calculs, en sachant que les produits de convolution deviennent des produits simples dans le domaine de Fourier, on applique une transformée de Fourier au système d'équation (2.6) et en notant que  $\tilde{H}(f) = \text{TF}\{h(t)\}$ , il vient que :

$$\begin{cases} \tilde{P}_{ENC}^{exp}(f) = \tilde{S}(f) \times \tilde{H}_{mil}(f) \times \tilde{H}_{ENC}(f) \\ \tilde{P}_{BK}^{exp}(f) = \tilde{S}(f) \times \tilde{H}_{mil}(f) \times \tilde{H}_{BK}(f) \end{cases} \quad (2.7)$$

$\tilde{P}_{ENC}^{exp}(f)$  et  $\tilde{P}_{BK}^{exp}(f)$  représentent respectivement les spectres des signaux mesurés pendant l'expérience,  $\tilde{H}_{BK}(f)$ , correspond à la réponse en fréquence du micro de référence B&K connue, et  $\tilde{H}_{ENC}(f)$  à la réponse en fréquence du système (numériseur + micro encapsulé) que nous cherchons à déterminer. Pour obtenir l'expression analytique de cette réponse en fréquence, il suffit de calculer le rapport des deux équations du système (2.7). Comme nous sommes sous l'hypothèse de co-localisation, les réponses en fréquence du milieu sont identiques pour les deux microphones. Ainsi :

$$\tilde{H}_{ENC}(f) = \tilde{H}_{BK}(f) \times \frac{\tilde{P}_{ENC}^{exp}(f)}{\tilde{P}_{BK}^{exp}(f)}. \quad (2.8)$$

La réponse en fréquence du micro encapsulé étant désormais théoriquement connue, nous sommes en mesure de corriger la résonance de ces micros. Supposons l'exemple d'un signal produit par un éclair  $s_{eclair}(t)$  propagé dans un milieu dont la fonction de transfert s'écrirait  $h_{mil}(t)$ . La figure 2.14 schématise cette situation et permet d'écrire que le signal acquis par le micro encapsulé  $P_{ENC}(t)$  se met sous la forme :

$$P_{ENC}(t) = s_{eclair}(t) * h_{mil}(t) * h_{ENC}(t). \quad (2.9)$$

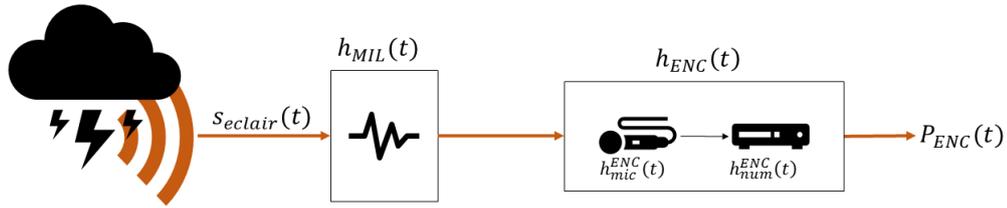


FIGURE 2.14 – Figure représentant schématiquement le cas où un signal acoustique produit par un éclair est mesuré par la chaîne d'acquisition du micro encapsulé.

En posant que  $S_{eclair}(t) = s_{eclair}(t) * h_{mil}(t)$  et en appliquant la transformée de Fourier à l'équation 2.9, nous obtenons :

$$\tilde{P}_{ENC}(f) = \tilde{S}_{eclair}(f) \times \tilde{H}_{ENC}(f). \quad (2.10)$$

Finalement, le signal mesuré puis corrigé correspond au signal de l'éclair propagé jusqu'au microphone,  $S_{eclair}(t)$ , non perturbé par la réponse de celui-ci. Ainsi le spectre du signal corrigé est par définition :

$$\tilde{P}_{corr}(f) \equiv \tilde{S}_{eclair}(f) = \frac{\tilde{P}_{ENC}(f)}{\tilde{H}_{ENC}(f)} \quad (2.11)$$

Cependant, comme ne nous connaissons pas la réponse en phase du microphone de référence, seule la réponse en amplitude  $|\tilde{P}_{ENC}(f)|$  peut être corrigée à ce stade. En conséquence, l'équation 2.11 doit être réécrite en ne considérant que les modules des différentes expressions, soit :

$$|\tilde{P}_{corr}(f)| \equiv |\tilde{S}_{eclair}(f)| = \left| \frac{\tilde{P}_{ENC}(f)}{\tilde{H}_{ENC}(f)} \right| \quad (2.12)$$

En pratique, pour corriger le signal en amplitude, il suffira de prendre le module du spectre du signal mesuré sur un micro encapsulé et de le diviser par la réponse en amplitude de ce micro :  $|\tilde{H}_{ENC}(f)|$ .

### 2.2.2.2 Modèle issu d'un oscillateur du 2<sup>nd</sup> ordre

Puisqu'il ne nous a pas été possible d'extraire la réponse en phase du micro de référence, rendant impossible le calcul d'une correction en phase à l'aide de la méthode par comparaison, une autre méthode est proposée pour l'obtenir. D'après [Alcoverro and Le Pichon, 2005] le système {valise + tuyau + crépine} peut se modéliser comme un oscillateur du deuxième

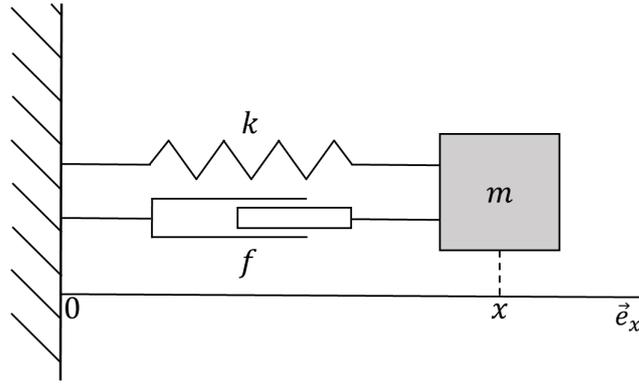


FIGURE 2.15 – Schéma d'un système masse-ressort-amortisseur

ordre. Ainsi, pour extraire une correction en phase, nous nous baserons sur un modèle théorique d'oscillateur du 2<sup>nd</sup> ordre qui sera assimilé à un système masse-ressort-amortisseur, tel qu'illustré sur la figure 2.15. L'équation différentielle associée à ce système est :

$$m\ddot{x}(t) = -f\dot{x}(t) - kx(t) \Leftrightarrow \ddot{x}(t) + \frac{f}{m}\dot{x}(t) + \frac{k}{m}x(t) = 0, \quad (2.13)$$

où  $m$  est la masse,  $k$  la raideur et  $f$  le coefficient d'amortissement. En posant  $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$  la pulsation propre de l'oscillateur,  $Q = \frac{\sqrt{km}}{f}$  son facteur de qualité, et en considérant un forçage  $a$ , l'équation (2.13) devient :

$$\ddot{x}(t) + \frac{\omega_0}{Q}\dot{x}(t) + \omega_0^2 x(t) = a. \quad (2.14)$$

Pour obtenir la réponse en fréquence de cet oscillateur, il suffit d'appliquer une transformée de Fourier à l'équation (2.14). Pour simplifier les notations on note  $\underline{X}(\omega) = \text{TF}\{x(t)\}$ . Cela donne :

$$-\omega^2 \underline{X} + j\omega \frac{\omega_0}{Q} \underline{X} + \omega_0^2 \underline{X} = \underline{a}, \quad (2.15)$$

en posant  $\alpha = \frac{a}{\omega_0^2}$ , la réponse en fréquence de l'oscillateur s'écrit finalement :

$$\underline{X}(\omega) = \frac{\alpha}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + \frac{j\omega}{Q\omega_0}} \quad (2.16)$$

Il devient alors nécessaire de déterminer  $\omega_0$ ,  $Q$  et  $a$  pour que cet oscillateur soit totalement déterminé. Ces valeurs seront obtenues empiriquement à partir des mesures expérimentales. De cette expression, nous ne conserverons que la réponse en phase  $\arg(\underline{X}(\omega))$ , pour le calcul de la correction.

Finalement, la correction s'exprime en amplitude à l'aide du modèle par comparaison, et en phase par le modèle théorique d'un oscillateur. Ainsi, on note la correction finale :

$$\tilde{H}_{corr}(f) = |\tilde{H}_{enc}(f)| \times e^{\arg(\tilde{X}(f))}. \quad (2.17)$$

Le spectre corrigé sera donc :

$$\tilde{P}_{corr}(f) = \frac{\tilde{P}_{enc}(f)}{\tilde{H}_{corr}(f)}. \quad (2.18)$$

La dernière étape consiste à revenir au signal temporel corrigé. Pour ce faire, il suffit de calculer la transformée de Fourier inverse de  $\tilde{P}_{corr}(f)$ , soit :

$$P_{corr}(t) = \text{TF}^{-1}\{\tilde{P}_{corr}(f)\} \quad (2.19)$$

L'ensemble des signaux désormais présenté dans ce manuscrit sera corrigé par cette méthode. Le détail de la façon dont a été obtenue expérimentalement  $|\tilde{H}_{enc}(f)|$  va désormais être présenté.

## 2.2.3 Déroulement de l'expérience de calibrage

L'établissement du modèle de correction ayant été effectué, nous pouvons désormais présenter l'expérience qui a été réalisée, afin d'expliquer comment les mesures de  $|\tilde{P}_{enc}^{exp}(f)|$  et  $|\tilde{P}_{BK}^{exp}(f)|$  ont été menées. La campagne de calibrage s'est déroulée la journée du 30 Novembre 2016 au sein de la chambre anéchoïque du campus Jussieu. Quatre séries de mesures ont été réalisées. Les deux premières avaient pour objectif de mesurer la réponse en fréquence du micro encapsulé. La série 3 a permis de vérifier l'hypothèse de co-localisation des deux microphones, et la série 4 a permis de mesurer la dépendance de la résonance à la longueur des tuyaux qui fera l'objet d'une sous-section à part entière. Dans le cadre de ce manuscrit, seule la méthode générale et les résultats essentiels seront présentés.

### 2.2.3.1 Choix du matériel

Avant de présenter le déroulement de l'expérience, un rapide détail sur le matériel utilisé est proposé. L'émission acoustique était assurée par un Boomer de chez JBL. La figure 2.16 représente sa réponse en amplitude. La courbe bleue correspond à la réponse de la membrane, et est assez mauvaise en dessous de 50 Hz. La courbe grise représente la réponse des événements et demeure plus plate.

Le microphone de référence utilisé était un B&K 4961 de l'Institut, parfaitement calibré et disposant d'une réponse en amplitude plate à partir de 20 Hz, tel qu'illustré sur la figure 2.17. Puisque les variations au-delà de 20 Hz sont inférieures à 1 dB, nous considérerons dans la suite que la réponse en amplitude de ce micro de référence est  $|\tilde{H}_{ref}(f)| \approx 1$  pour  $f > 20$  Hz.

Le dernier élément qui mérite d'être présenté est la réponse des numériseurs utilisés par les microphones nu et encapsulé. La figure 2.18 représente la réponse en amplitude des numériseurs MO11 et MO22 reliés aux micros encapsulé et nu après avoir bouché les entrées d'air. Il s'agit donc de la mesure du bruit du système isolé de l'extérieur. Nos mesures s'effectuant dans la gamme [1 – 250] Hz, la partie basse fréquence de cette figure sort de notre domaine d'étude. En revanche on remarque une remontée importante de l'énergie de 100 à 250 Hz qui est due au filtre anti-repliement du numériseur. En outre, la réponse des deux systèmes est la même.

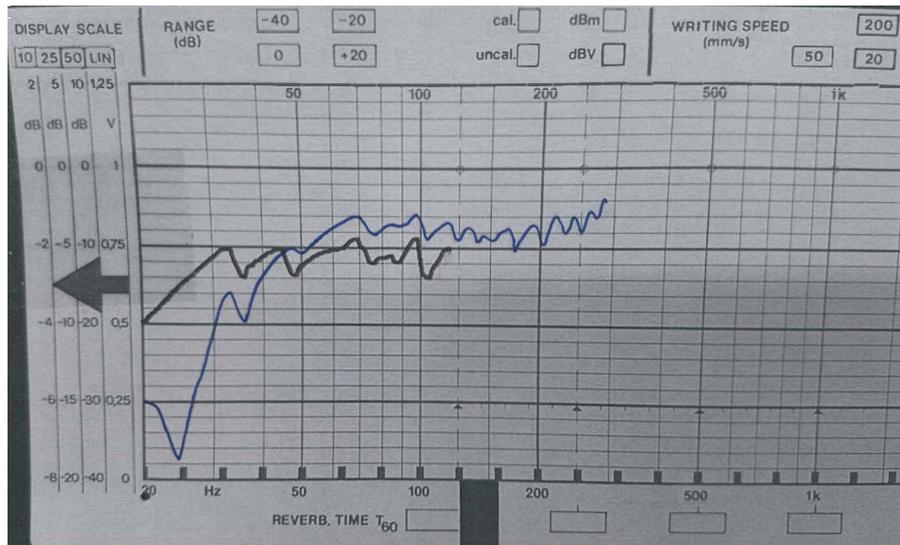


FIGURE 2.16 – Réponse en fréquence du boomer JBL (en noir la réponse des événements, en bleu la réponse de la membrane)

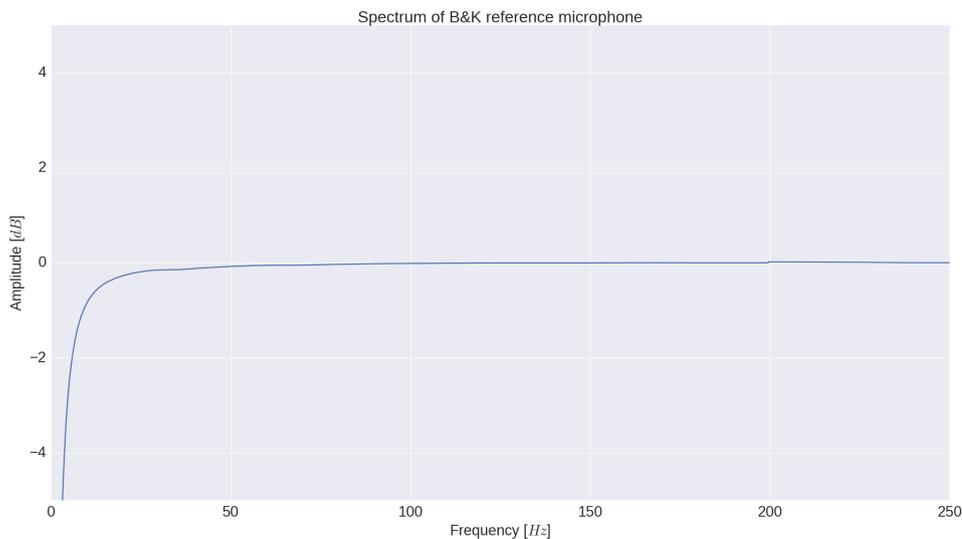


FIGURE 2.17 – Réponse en fréquence du micro de référence B&K

Concernant le contrôle de l'émission et de l'acquisition des signaux sur le micro de référence, il a été effectué à l'aide d'un ordinateur portable sous une routine en *python* intégrant du code *MATLAB*. L'acquisition sur les deux micros du CEA se faisait quant à elle de manière indépendante et en continu tout le long de la journée d'expérimentation. À noter que le format de données fourni par les valises MO11 et MO22 est du miniseed encodé en LSB<sup>3</sup>.

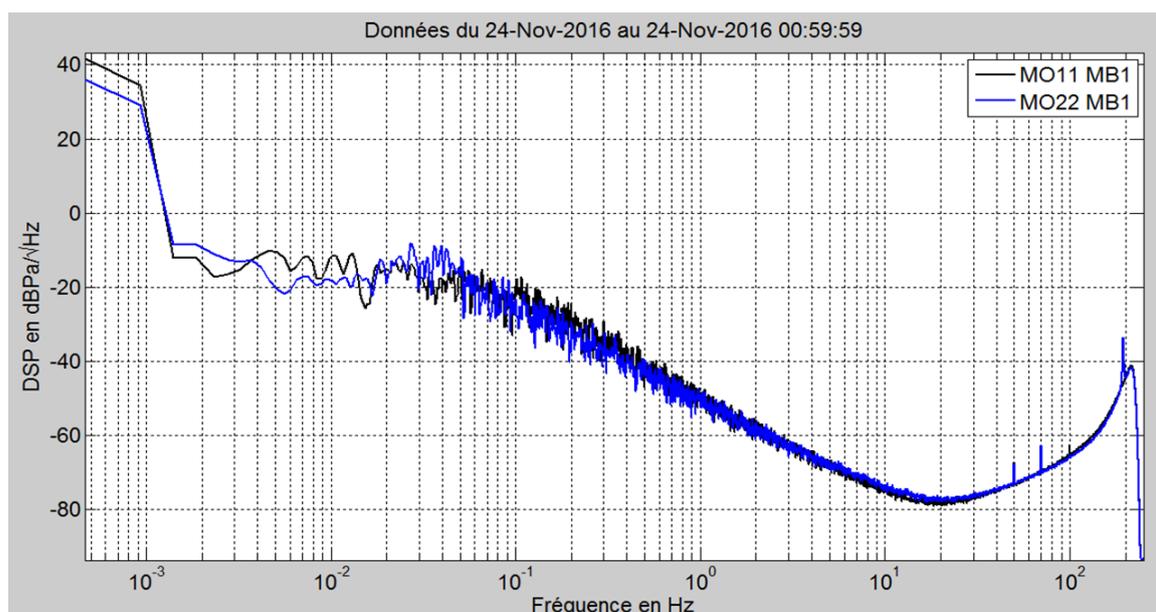


FIGURE 2.18 – DSP des valises MO11 et MO22 dont les entrées d’air sont bouchées. Mesures réalisées par Jean Marc Koenig (CEA, DAM, laboratoire TMG).

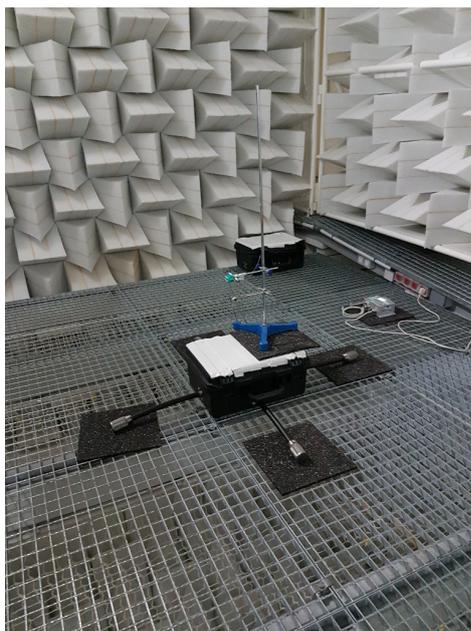


FIGURE 2.19 – Photographie du montage expérimental dans la chambre anéchoïque de l’Institut

### 2.2.3.2 Mesure des formes d’ondes des micros de référence et encapsulé

L’objectif des mesures présentées dans cette sous-section est l’enregistrement des signaux co-localisés des microphones nu, encapsulé et de référence à partir d’une source acoustique large bande. La source choisie était un sinus glissant (chirp) exponentiel balayant la gamme de fréquence [1 – 250] Hz en 60 s. Ce type de chirp permet d’avoir une plus grande quantité

3. Pour revenir à des Pascals on se sert de la conversion  $1 \text{ LSB} = \frac{40}{16 \times 10^6} \times \frac{1}{s} \text{ Pa}$  où  $s$  est la sensibilité en  $\text{mV.Pa}^{-1}$  des valises :  $s_{\text{MO11}} = 2.073 \text{ mV.Pa}^{-1}$  et  $s_{\text{MO22}} = 2.182 \text{ mV.Pa}^{-1}$ .

d'énergie dans les basses fréquences, palliant quelque peu la mauvaise réponse de l'émetteur dans ces basses fréquences. Par ailleurs, lors des mesures de la campagne SOP1, les microbaromètres étaient parfaitement calibrés jusqu'à 20 Hz, ce qui implique qu'il ne sera pas nécessaire de corriger la réponse des microphones en dessous de cette fréquence puisque la réponse des microphones se superpose très bien avec celle des microbaromètres.

Un problème inhérent à la géométrie du micro encapsulé apparaît cependant. En effet, le système de rosette impose la présence de quatre prises d'air différentes (voir 2.1.2). Ainsi, la question d'où placer les microphones nu et de référence pour assurer la co-localisation se pose. La figure 2.19 montre une photographie du montage expérimental. On y voit le micro encapsulé composé de la valise et de quatre tuyaux de prise de mesure, dont les crépines sont posées à même le sol sur un morceau d'isolant acoustique, dans la chambre anéchoïque. Posé au-dessus de la valise, on voit un pied de micro sur lequel sont fixés les micros de référence et nu. La figure 2.20 représente un schéma de la structure du microphone encapsulé. La position  $i$  (où  $i \in [1, 4]$ ) de l'extrémité de chaque tuyau est alors notée  $pos_i$ , et la position  $pos_0$  correspond à l'emplacement du microphone dans la valise. Ainsi, la solution choisie à cette question a été de réaliser une mesure sur chacune de ces positions et de moyenniser les résultats. Dans les faits, 3 mesures ont été effectuées par position afin de maximiser l'effet de moyennage. Afin de vérifier les effets de positionnement, une deuxième série de mesures a été effectuée l'après-midi, où le micro encapsulé avait subi une rotation de  $45^\circ$ . Après avoir choisi une position pour le microphone encapsulé (qui ne subira aucune modification au cours de la série), la procédure de mesure pour chaque série est synthétisée comme suit :

1. L'ensemble micro nu et micro de référence est placé sur l'une des positions  $pos_i$ .
2. La chambre anéchoïque est libérée de ses occupants.
3. Un total de trois mesures est effectué. Une mesure comprend : émission du sinus glissant et enregistrement sur les trois capteurs (encapsulé, nu et de référence).
4. Une fois les trois mesures effectuées, la chambre anéchoïque est réouverte et le pied de micro est déplacé sur la position  $pos_{i+1}$ .

Les étapes 1 à 4 sont répétées jusqu'à ce que les mesures aient été effectuées sur les 5 points de mesure (le centre de la valise et les quatre crépines). Finalement, comme trois mesures sont effectuées par position et qu'il y a cinq positions, 15 mesures sont obtenues au total par série.

### 2.2.3.3 Validation de l'hypothèse de co-localisation

L'hypothèse fondamentale du calibrage par comparaison est la co-localisation du micro de référence et du micro à calibrer. Dans la pratique les deux micros étaient fixés sur un pied et espacés de quelques centimètres en hauteur. Ainsi, nous avons effectué des mesures de spectre pour des micros à la même position mais à des hauteurs différentes (dans le cas présent, 0 et 36 cm). La figure 2.21 représente les spectres issus des enregistrements pour les deux hauteurs et permet de constater que la différence de hauteur n'a que peu d'incidence dans le domaine considéré, notamment dans la gamme [50 – 150]Hz où l'on veut corriger la résonance. On peut donc raisonnablement considérer que l'hypothèse de co-localisation est respectée.

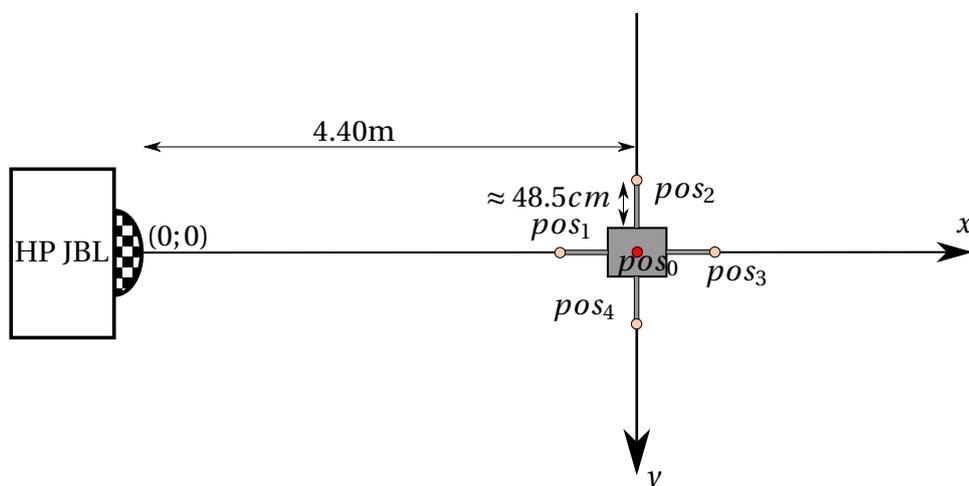


FIGURE 2.20 – Schéma de montage de la série 1

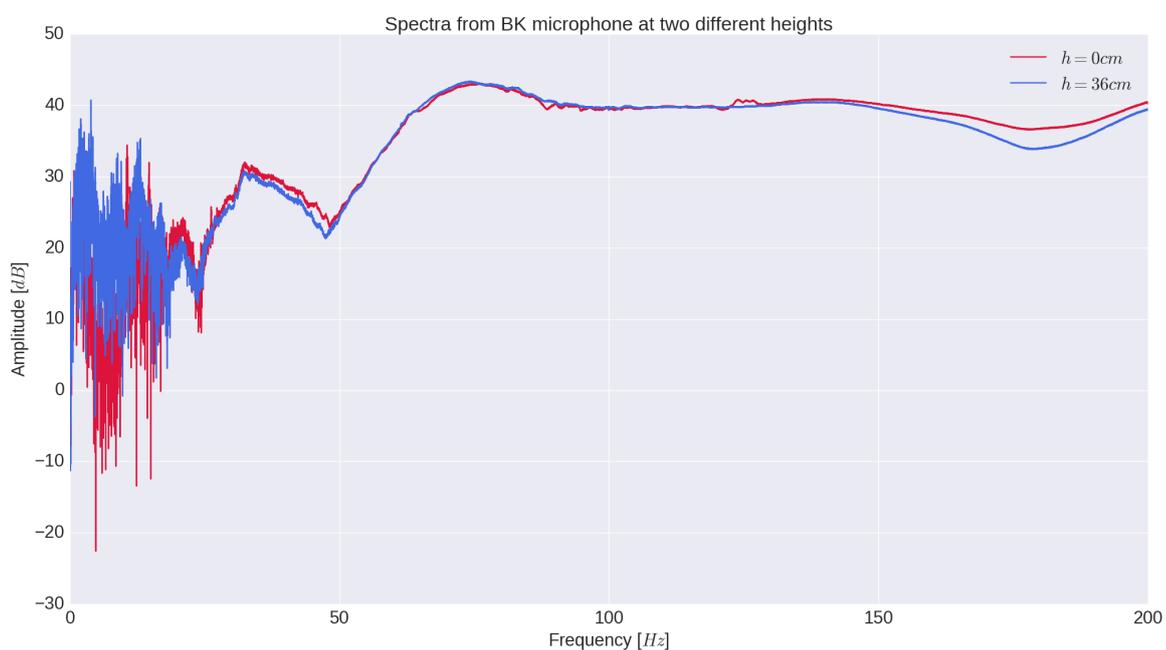


FIGURE 2.21 – Spectre obtenu à partir des signaux enregistrés par le micro de référence pour deux hauteurs différentes à une même position

#### 2.2.3.4 Conclusion sur les choix de mesures

L'intérêt de réaliser autant de mesures sur plusieurs séries était de vérifier que la position du capteur n'avait pas d'effet notable et que les mesures étaient bien répétables (entre autres

tests). Toutes ces différentes analyses sont présentées dans le rapport technique [Lacroix, 2016], mais ne sont pas rappelées ici. En revanche, les conclusions suivantes ont été tirées pour le choix des mesures de  $|\tilde{P}_{enc}^{exp}(f)|$  et  $|\tilde{P}_{BK}^{exp}(f)|$  qui permettent le calcul de la correction :

1. Le calcul des termes correctifs en amplitude ne se fera que sur la gamme de fréquence [15 – 180] Hz en raison du bruit sur les capteurs nu et encapsulé.
2. Le spectre expérimental pour le micro de référence  $|\tilde{P}_{BK}^{exp}(f)|$  est obtenu en réalisant la moyenne des spectres d'une série sur la position  $pos_0$  (soit une moyenne de 3 spectres).
3. Le spectre expérimental pour le micro encapsulé  $|\tilde{P}_{enc}^{exp}(f)|$  est obtenu en réalisant la moyenne de tous les spectres d'une série (soit une moyenne de 15 spectres).

### 2.2.4 Influence de la longueur des tubes sur la fréquence de résonance

Avant de présenter les résultats de correction, il a été jugé utile d'observer l'influence de la longueur des tuyaux sur la fréquence de résonance du micro encapsulé. Pour ce faire, nous avons réutilisé la configuration de la série 1 (voir figure 2.21), sur laquelle nous avons fait varier la longueur des tuyaux. Ces mesures ont été effectuées pour quatre longueurs de tubes différentes :  $l = 48.5\text{ cm}$ ,  $38.5\text{ cm}$ ,  $28.5\text{ cm}$  et  $0\text{ cm}$  (la partie externe des tubes et les crépines ont été retirées). La figure 2.22 représente la réponse en fréquence du capteur encapsulé pour les quatre longueurs de tube présentées précédemment. On remarque immédiatement le déplacement de la résonance vers de plus hautes fréquences, et ce de manière inversement proportionnelle à la longueur des tubes. Cette courbe permet de montrer la très forte dépendance de la résonance des micros encapsulés à la longueur des tuyaux. Cette information est importante pour la conception future de nouveaux microphones encapsulés puisqu'elle met en lumière une cause dominante d'un effet indésirable pour la mesure.

Par ailleurs, cette étude sur la longueur des tuyaux a permis la détermination des paramètres  $\omega_0$ ,  $Q$  et  $a$  nécessaires à l'évaluation de la correction en phase. Par exemple, à partir de la figure 2.22 et pour chacun des quatre cas de tuyaux, on peut mesurer la valeur de la fréquence de résonance (qui permet d'obtenir  $\omega_0$ ). Pour obtenir  $Q$ , on se sert de la relation  $Q = f_0/\Delta f$  où  $\Delta f$  est la bande passante à  $-3\text{dB}$ . Les valeurs trouvées pour ces paramètres à chaque longueur de tuyau sont référencées dans le tableau 2.4. Dans le but de vérifier ces paramètres, nous avons calculé la correction (en amplitude et en phase) pour chacune des quatre longueurs à partir du modèle dérivant d'un oscillateur d'ordre 2 présenté en sous-section 2.2.2 afin de les comparer aux valeurs obtenues par la mesure. En pratique, comme la longueur des tuyaux lors de la campagne SOP1 était de  $48.5\text{ cm}$ , seuls les paramètres de la première colonne serviront pour le calcul de la correction en phase.

### 2.2.5 Choix final pour la correction

À l'aide des résultats de mesures présentés en sous-sections 2.2.3 et 2.2.4, nous avons pu calculer la forme finale de la correction. Les figures 2.23 et 2.24, présentent les corrections

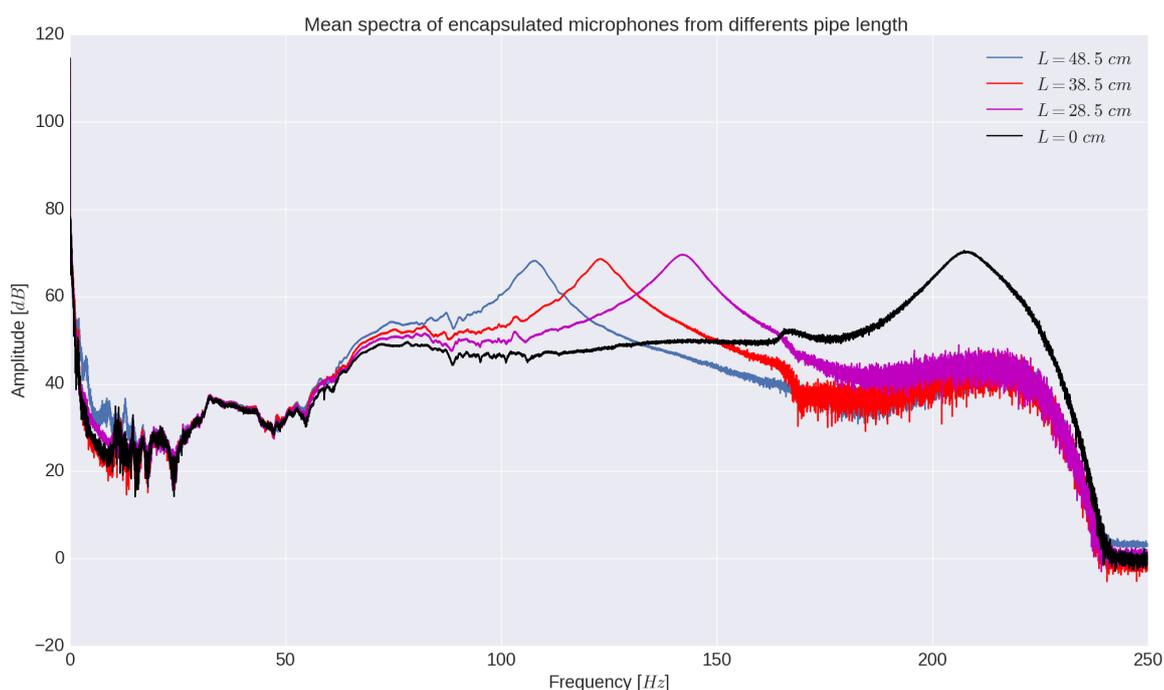


FIGURE 2.22 – Spectre obtenu à partir des signaux enregistrés par le micro encapsulé pour différentes longueurs des tuyaux

$l_{\text{ext}}$ en $cm$	48.5	38.5	28.5	0
$f_0$ en $Hz$	107.77	123.23	142.15	207.32
Q (sans dimension)	17.043	19.82	17.94	21.15
$\alpha = a/\omega_0$	1.125	1.141	1.016	1.125

TABLE 2.4 – Tableau des valeurs de  $\omega_0$ , Q et  $\alpha$  pour les quatre longueurs de tuyaux

en amplitude et en phase obtenues à partir des mesures. Désormais tous les signaux microphoniques présentés dans ce manuscrit seront corrigés à partir de ces corrections en phase et en amplitude.

### 2.2.5.1 Validation de la correction

La figure 2.25 représente la correction de la résonance du microphone encapsulé pour la série 1 corrigée à l'aide du modèle de correction présenté. La courbe bleue correspond au spectre mesuré sur le micro encapsulé sans correction, la courbe noire au spectre corrigé, et la courbe rouge représente le spectre obtenu par le micro nu, qui correspond à un signal de contrôle que l'on souhaite atteindre après correction. On remarque que dans la gamme de fréquence [15 – 150] Hz la résonance qui surestimait le niveau de plus de 20 dB, est correctement retirée, et que les courbes rouges et noires se superposent avec un écart inférieur au dB. En conséquence, la correction sera appliquée sur les signaux enregistrés dans cette gamme. Notamment une fenêtre de Tukey est utilisée sur cette correction pour assurer un

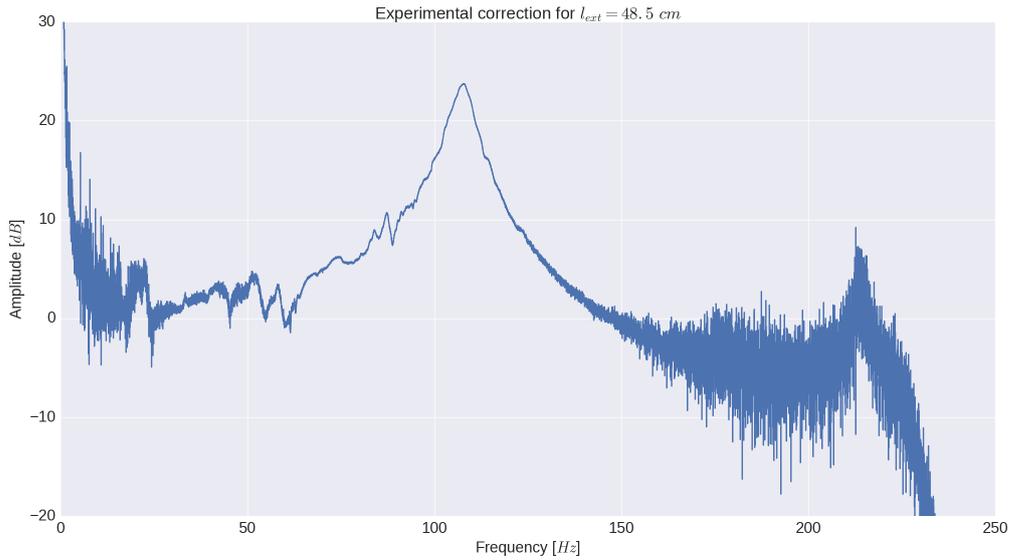


FIGURE 2.23 – Tracé de la correction en amplitude  $|\tilde{H}_{corr}(f)|$  (en dB) obtenue à partir du modèle en comparaison.

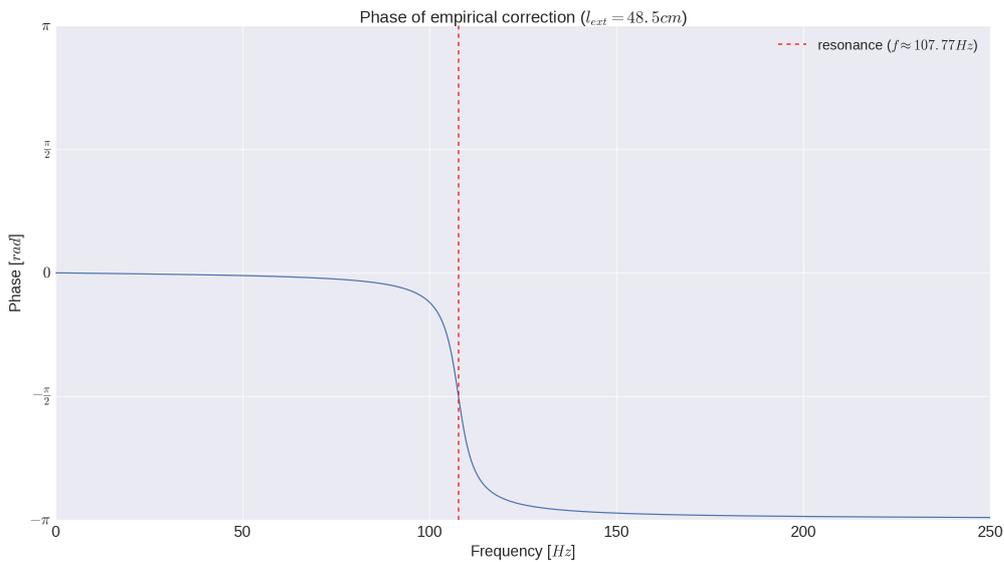


FIGURE 2.24 – Tracé de la correction en phase  $\arg(\tilde{H}_{corr}(f))$  obtenue à partir du modèle issu d'un oscillateur du deuxième ordre.

raccord lisse entre les signaux non corrigés et corrigés. Entre 150 et 180 Hz, les résultats du micro encapsulé corrigé sont beaucoup plus bruités. Il s'agit peut être d'un effet de salle, les longueurs d'onde devenant comparables aux dimensions de la chambre. En revanche, leur moyenne reste comparable au cas du micro nu, beaucoup moins bruité. En conséquence cette gamme de fréquence sera également utilisée mais sans correction. Au-delà les résultats sont trop bruités, même pour le microphone nu, pour pouvoir être utilisés avec fiabilité.

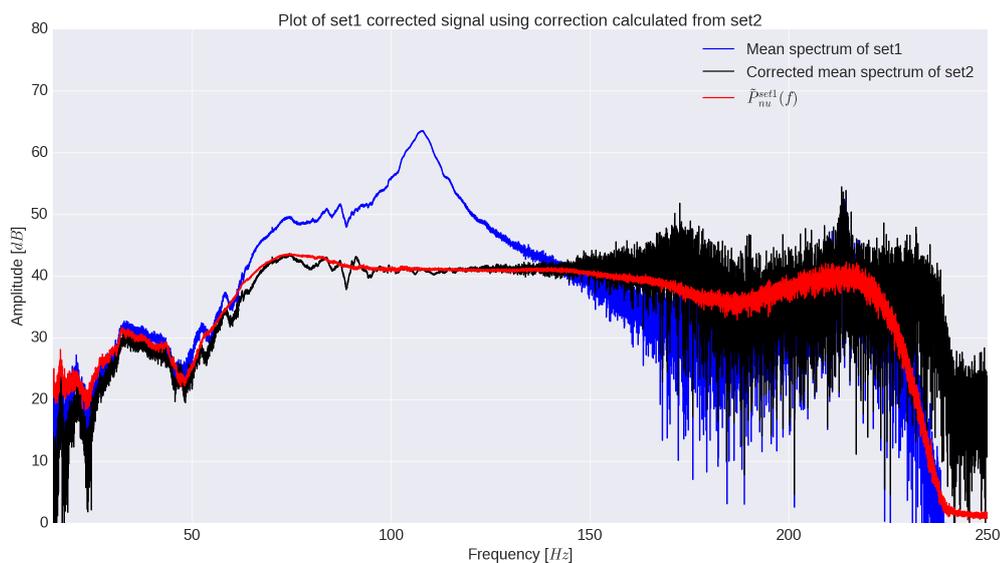


FIGURE 2.25 – En bleu (respectivement en noir) : réponse en fréquence moyenne (à la position  $pos_0$ ) d'une série du microphone encapsulé avant (respectivement après) correction. En rouge : réponse en fréquence du micro nu.

### 2.2.5.2 Application de la correction à un signal de la base de donnée

Dans cette dernière sous-section nous présentons la correction d'un signal de la base de données. Le capteur ayant servi à la mesure de ce signal étant le même que celui que l'on a calibré dans les parties précédentes, il s'agit d'un excellent test pour vérifier l'efficacité de la correction sur de vrais signaux de tonnerre.

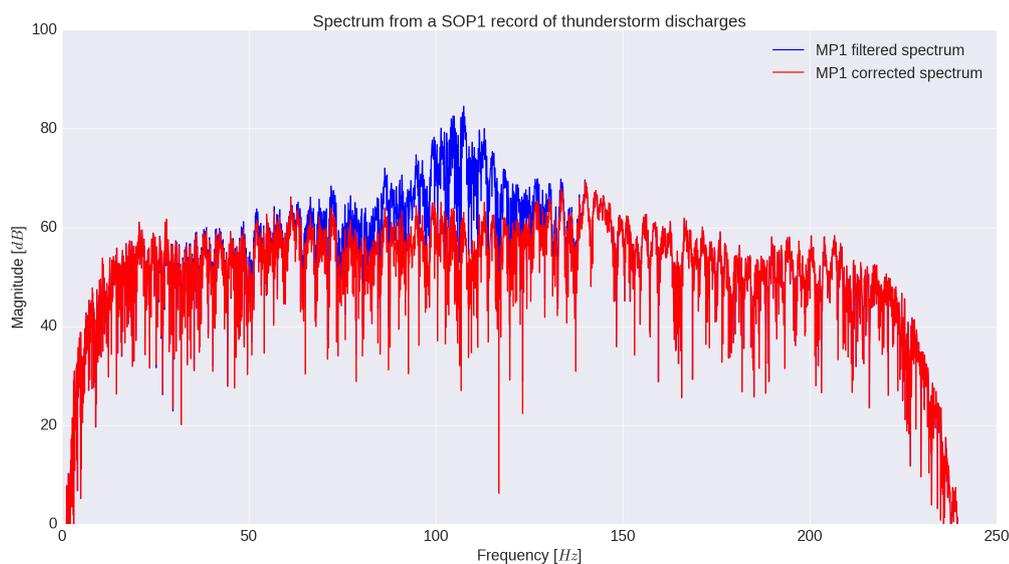


FIGURE 2.26 – Spectre provenant d'un signal du tonnerre et sa version corrigée de la résonance

La figure 2.26 représente le résultat de la correction sur le spectre en amplitude. On constate bien la disparition de la résonance de façon tout à fait satisfaisante. La figure 2.27 représente la reconstruction du signal temporel corrigé. Enfin, la figure 2.28 représente les spectrogrammes des signaux initial et corrigé. Elle permet de bien mettre en évidence la disparition de la résonance sans pour autant altérer le reste de la gamme fréquentielle.

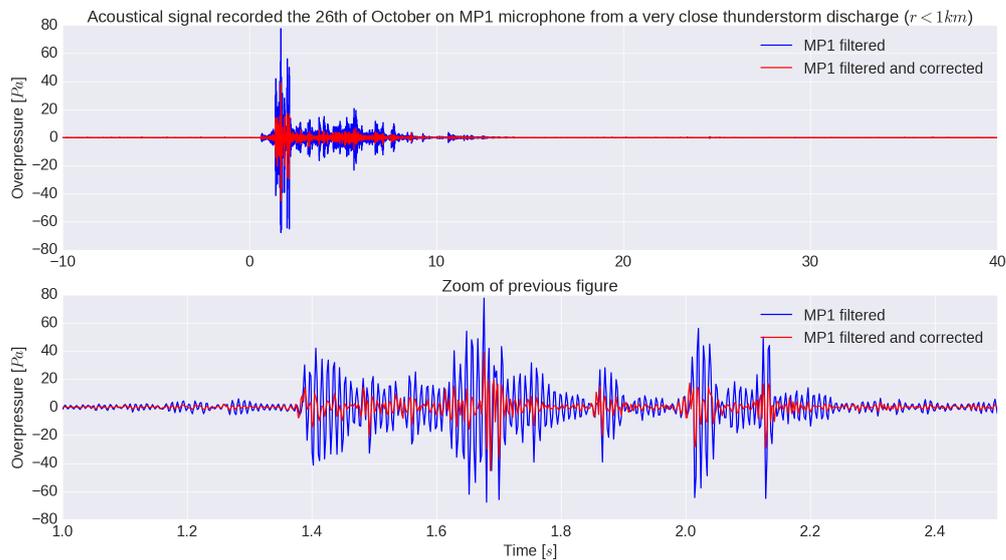


FIGURE 2.27 – Signal temporel initial vs signal temporel après correction de son spectre en amplitude

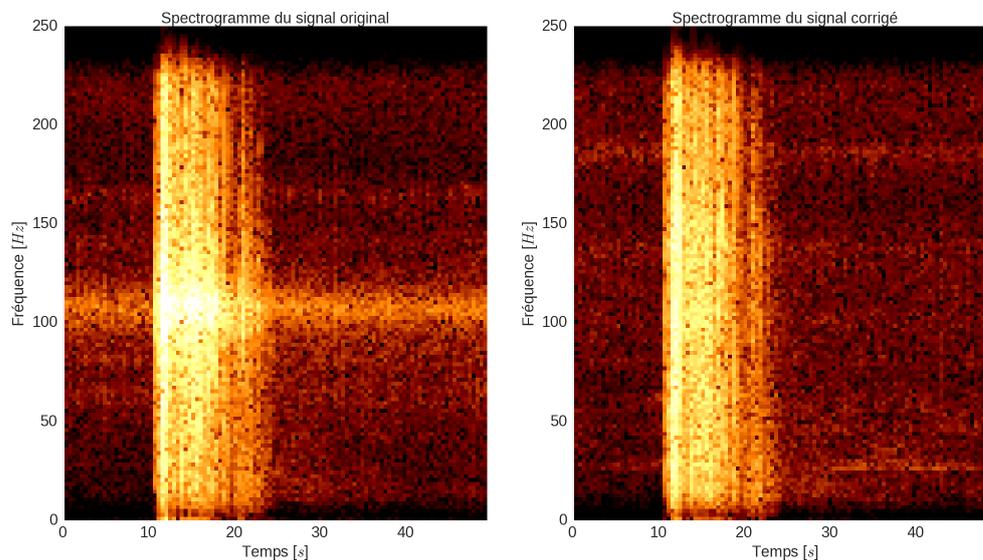


FIGURE 2.28 – À gauche : Spectrogramme du signal initial. À droite : Spectrogramme du signal corrigé

La méthode d'obtention de la correction a été présentée et détaillée, et enfin validée. Dans toute la suite du manuscrit les signaux présentés seront désormais corrigés à partir de cette

méthode.

## 2.3 L'algorithme PMCC

Dans sa thèse, [Gallin, 2014] présente des reconstructions acoustiques d'éclairs d'orages (voir figure 1.20) à partir de l'utilisation de l'algorithme PMCC (Progressive Multichannel Cross-Correlation) ([Cansi, 1995], [Brachet et al., 2009]). Ses reconstructions, également basées sur l'étude de la base de données SOP1, ont été effectuées à l'aide des signaux relevés sur le réseau de microphones en utilisant la bande de fréquence [0 – 40] Hz, à cause notamment de la résonance des microphones. Désormais, à l'aide de la correction que nous avons calculée dans la Section 2.2, nous sommes en mesure d'utiliser les signaux acquis sur les microphones sur la bande de fréquence [0 – 180] Hz. L'une des questions qui s'est naturellement posée une fois la fréquence maximale dépassée était : quel est l'effet de la correction des signaux sur les reconstructions acoustiques en utilisant l'algorithme PMCC? C'est pourquoi cette section est dédiée à l'explication du fonctionnement de l'algorithme, et aux améliorations employées par rapport aux résultats de [Gallin, 2014] et [Gallin et al., 2016].

### 2.3.1 Méthode de détection

Initialement développé et appliqué à la détection de séismes, l'algorithme PMCC calcule la corrélation entre les signaux obtenus par différents capteurs d'un réseau. En pratique, ce calcul se fait à partir de courtes fenêtres temporelles glissantes et par bandes de fréquences. Ainsi, un ensemble de fenêtres bidimensionnelles (temps - fréquence) est créé. La durée des différentes fenêtres est ajustée de sorte à correspondre aux différentes bandes de fréquences. Des signaux transitoires cohérents sont alors recherchés dans chacune de ces fenêtres. Pour réaliser ces détections, les corrélations croisées de signaux obtenus sur des paires de capteurs sont calculées. À partir de ces corrélations croisées, le délai de parcours de l'onde d'un capteur à un autre peut être déterminé par transformée de Fourier inverse. Puis, l'algorithme suppose que la source est suffisamment lointaine pour que l'on puisse considérer que le front d'onde incident est plan. De cette façon, une grandeur appelée consistance, qui dépend des délais entre un trio de capteurs, peut être calculée. Lorsque cette consistance est inférieure à un critère (proche de 0), l'algorithme estime qu'il y a une détection. Une fois la détection établie, l'algorithme effectue une opération inverse, et à partir des délais intercapteurs déterminés, il retourne un azimuth et une vitesse de trace au sol correspondant à la source détectée. Dans les faits, pour chaque fenêtre, l'algorithme calcule d'abord la consistance du sous réseau issu du plus petit triangle possible à partir de tous les capteurs, puis un ensemble d'autres sous-réseaux sont itérativement ajoutés pour améliorer les grandeurs mesurées.

En pratique, l'utilisation de PMCC donne principalement pour chaque détection : (i) sa datation temporelle  $t_{\text{PMCC}}$  (qui correspond au temps nécessaire à l'onde plane équivalente pour arriver au point central du réseau) ; (ii) la bande de fréquences sur laquelle elle est détectée ; (iii) l'azimut  $\theta_{\text{PMCC}}$  du front d'onde acoustique associé (et donc de la position de la source) ; (iv) la vitesse horizontale de trace  $V_h$  du front d'onde acoustique (exprimée en

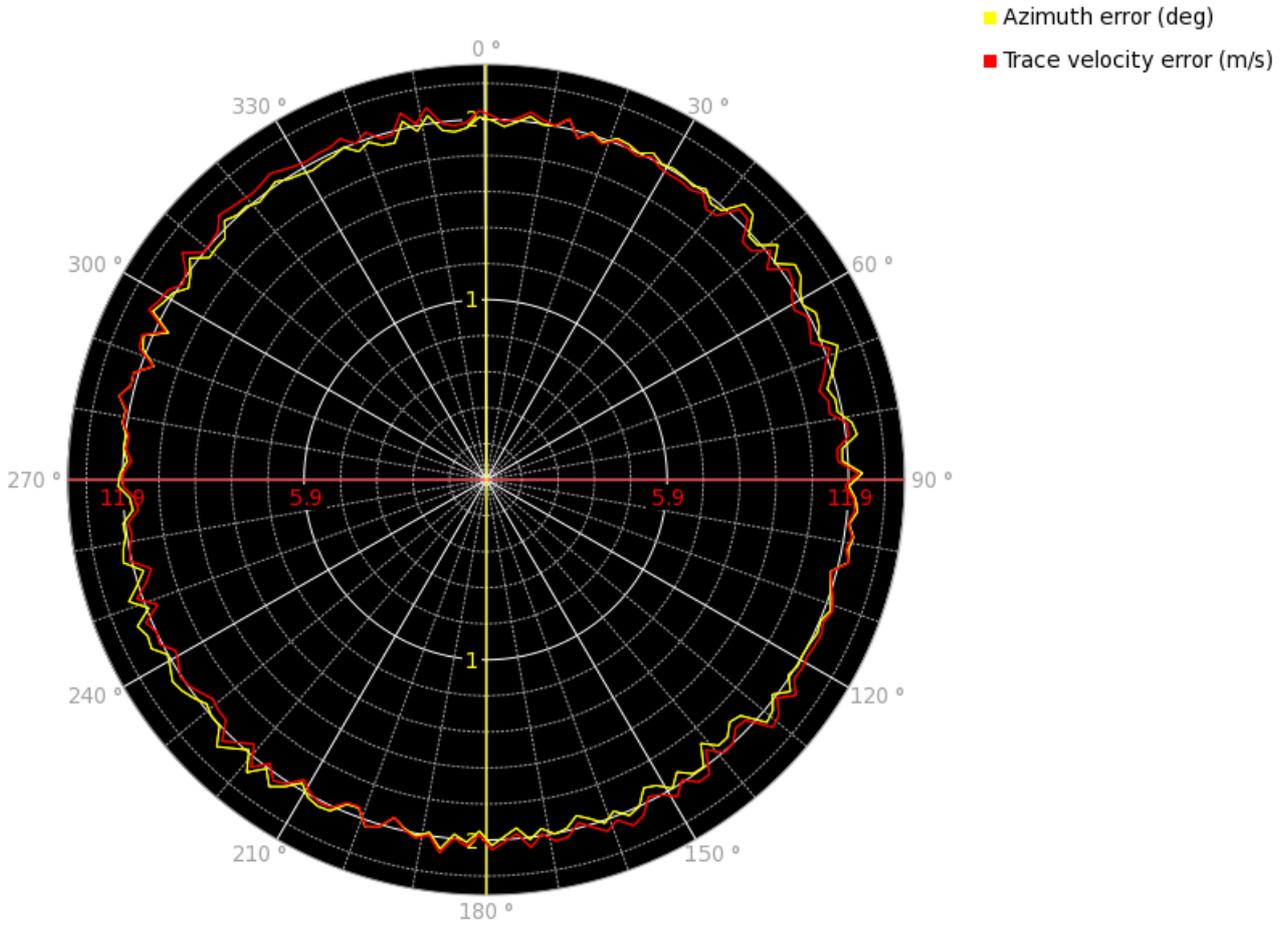


FIGURE 2.29 – Figure représentant pour tous les azimuts possibles les erreurs maximales possibles concernant les valeurs d’azimut (courbe jaune) et de vitesse de trace (courbe rouge) obtenus pour chaque détection. Figure fournie par Julien Vergoz (CEA).

$km.s^{-1}$  et dont la valeur est toujours supérieure à  $c_0 = 0.340 km.s^{-1}$ ). D’autres éléments tels que le regroupement d’une détection dans une famille de détections, la consistance, la corrélation, ou d’autres grandeurs statistiques sont également données par PMCC. Par ailleurs, nous avons utilisé PMCC à l’aide d’un logiciel développé par le CEA qui permet, à partir de la géométrie de capteurs utilisée, d’obtenir des informations d’incertitudes sur  $\theta_{PMCC}$  et sur  $V_h$ . Dans le cadre de cette thèse, la figure 2.29 représente des courbes d’erreurs en azimuts et en vitesse de trace pour tous les angles autour de la station acoustique. On constate que l’erreur en azimuth maximale est de  $2^\circ$ , ce qui est particulièrement raisonnable en sachant que l’erreur maximale n’est atteinte que dans des cas où le rapport signal sur bruit est très faible, ce qui n’est pas toujours le cas. Concernant la vitesse de trace, l’erreur maximale est proche des  $12 m.s^{-1}$ , ce qui demeure également assez raisonnable. Enfin, la dernière constatation importante est que ces deux quantifications d’erreurs maximales sont parfaitement isotropes, ce qui fait que les reconstructions ne seront pas altérées dans une région en particulier.

### 2.3.2 Localisation de sources à partir de PMCC

Nous allons désormais montrer, qu'à partir des informations obtenues par PMCC sur une source détectée, nous pouvons obtenir la localisation en coordonnées cartésiennes de celle-ci. La figure 2.30 montre un exemple de front d'onde plan arrivant en un point quelconque au sol. On suppose que ce front d'onde est incliné par rapport au sol d'un angle  $\phi_{\text{PMCC}}$ . Cet angle est appelé angle d'élévation. On peut le déterminer simplement à partir de la vitesse de trace mesurée  $V_h$  qui est la projection au sol de la vitesse de propagation du front d'onde. Sur cette figure, on comprend que la distance parcourue par le front d'onde entre deux points de mesures quelconques, est  $V_h \times \Delta T$  où  $\Delta T$  correspond au temps de parcours entre ces deux points. Par ailleurs, comme le front d'onde se déplace en ligne droite à la vitesse  $c_0$ , cela veut dire que lorsque le front d'onde passe le premier point de mesure, celui-ci se situe à la distance  $c_0 \times \Delta T$  du second. De cette façon, l'angle d'élévation peut être déterminé à partir de la relation :

$$\cos(\phi_{\text{PMCC}}) = \frac{c_0}{V_h}. \quad (2.20)$$

De cette façon, pour chaque détection nous disposons de son azimut  $\Theta_{\text{PMCC}}$ , son angle d'élévation  $\phi_{\text{PMCC}}$ , sa date d'arrivée au capteur central de la station  $t_{\text{PMCC}}$  et sa vitesse de trace au sol  $V_h$ . Pour pouvoir obtenir des coordonnées, il ne manque plus que la connaissance de la distance de la source au réseau de capteurs que nous allons évaluer à l'aide d'une importante hypothèse. Exactement comme l'a fait [Gallin et al., 2016], nous allons considérer que l'onde émise par une source se propage en ligne droite. Cette approximation, bien que forte, permet d'obtenir de bons résultats. En effet, dans sa thèse [Gallin, 2014], présente une comparaison statistique des résultats de reconstructions acoustiques pour 56 éclairs en usant de la propagation en ligne droite. Il montre un très bon accord pour des distances inférieures à 20 km. En outre, il propose en annexe d'utiliser la méthode de tracé de rayons pour l'acoustique afin de prendre en compte la réfraction des ondes acoustiques et les effets de zones d'ombre. Contre toute attente, les résultats obtenus sont bien moins bons qu'avec l'approximation de propagation en ligne droite. En effet, pour pouvoir calculer correctement la déflexion des rayons, il est nécessaire de connaître avec précision la météo. Or, pour SOP1, nous ne disposons d'une réanalyse du champ de vent effectuée qu'une fois par heure. De plus les conditions météorologiques associées à un orage sont souvent intenses et très changeantes. En conséquence, les données météorologiques à notre disposition ne sont pas suffisantes, si bien que les prendre en compte conduit à une erreur plus importante que en considérant une propagation en ligne droite.

La propagation en ligne droite étant justifiée, nous pouvons finaliser la méthode de reconstruction. On rappelle que la durée de formation d'un éclair se fait à une vitesse proche du tiers de la célérité de la lumière. Ainsi, du point de vue de l'acoustique (*a fortiori* à la faible fréquence d'échantillonnage à laquelle nous travaillons), l'éclair est produit instantanément. C'est pourquoi, la datation  $t_{\text{EUC}}$  provenant du réseau EUCLID d'une décharge peut être considérée du point de vue de l'acoustique comme le moment où toutes les sources de l'éclair sont émises simultanément, et ainsi comme temps absolu de datation de la décharge. Puis, comme la date  $t_{\text{PMCC}}$  correspond à l'heure d'arrivée du front d'onde issu de la source au

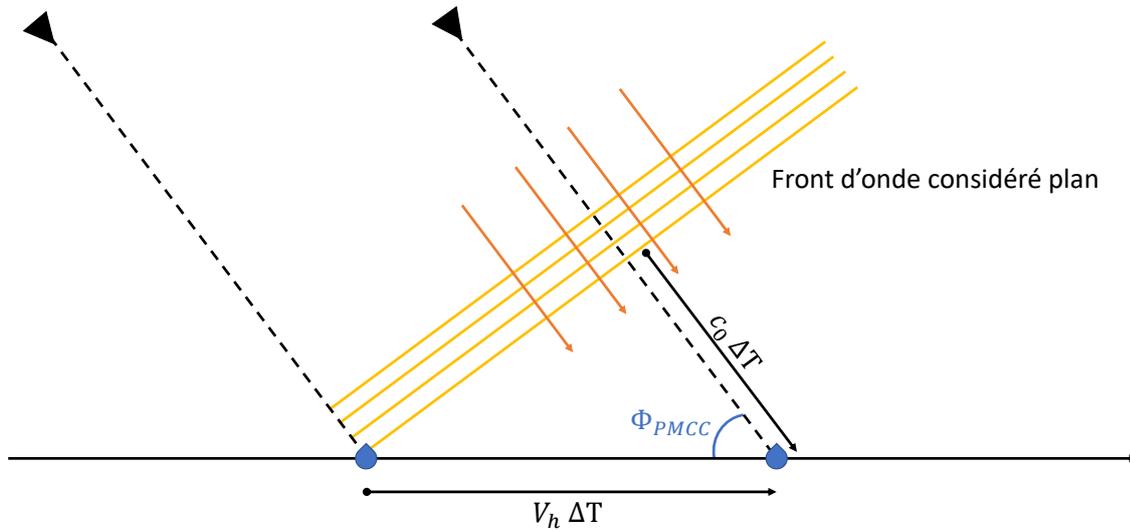


FIGURE 2.30 – Schéma représentant un front d'onde considéré comme plan provenant d'une même source lointaine. On y voit que la distance entre deux points de mesures indépendants au niveau du sol est  $V_h \Delta T$ , où  $V_h$  est la projection au sol de la vitesse de propagation de l'onde appelée vitesse de trace, et  $\Delta T$  est le temps qu'il faut au front d'onde pour passer du premier au deuxième point de mesure. Par ailleurs, comme on considère que ce front d'onde se propage à la vitesse du son  $c_0$ , pendant ce laps de temps  $\Delta T$ , celui-ci s'est déplacé de la distance  $c_0 \Delta T$ . L'angle d'élévation de la source est alors l'angle formé par le front d'onde et le sol.

réseau de capteur, le temps de vol entre la source et le réseau est défini par  $\Delta t = t_{PMCC} - t_{EUC}$ . En considérant une propagation en ligne droite à la vitesse du son constante  $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ , la distance d'une source au réseau sera :

$$r_{PMCC} = \Delta t \times c_0. \quad (2.21)$$

Le fait de considérer une vitesse du son constante constitue également une approximation. On peut estimer la variation de vitesse du son sur une évolution d'altitude de  $10 \text{ km}$ . En considérant un gradient de température de  $-0.6^\circ\text{C}$  tous les  $100 \text{ m}$ , classique de la troposphère, on a environ une perte de  $60^\circ\text{C}$  entre le sol et une altitude de  $10 \text{ km}$ . En prenant comme référence la formule  $c_{air} = 20.05\sqrt{T}$  pour le calcul de la vitesse du son, où  $T$  est en  $^\circ\text{K}$ , et en prenant une température au sol  $15^\circ\text{C}$ , on trouve une vitesse du son de  $340.34 \text{ m.s}^{-1}$ . Si l'on se place à  $10000 \text{ m}$  d'altitude avec une température de  $-45^\circ\text{C}$ , la vitesse trouvée est cette fois-ci de  $302.44 \text{ m.s}^{-1}$ . On observe une variation d'environ  $38 \text{ m.s}^{-1}$ , soit un écart d'un peu plus de  $11\%$  qui n'apparaît pas très significatif. La deuxième justification à employer une vitesse constante, est que le vent vient également modifier la vitesse du son effective de manière beaucoup plus importante que la température, au moins en cas d'orage. Or comme nous l'avons vu juste avant, nous n'avons pas la connaissance fine des profils du vent. C'est pourquoi nous avons jugé préférable de conserver la vitesse du son constante.

À partir des calculs précédents, pour chaque source détectée par PMCC, on obtient les coordonnées sphériques :  $(r_{\text{PMCC}}, \theta_{\text{PMCC}}, \phi_{\text{PMCC}})$ . On peut alors revenir aux coordonnées cartésiennes  $(X_s, Y_s, Z_s)$  à partir des relations suivantes :

$$\begin{cases} X_s = r_{\text{PMCC}} \cdot \cos(\phi_{\text{PMCC}}) \cdot \cos(\theta_{\text{PMCC}}) \\ Y_s = r_{\text{PMCC}} \cdot \cos(\phi_{\text{PMCC}}) \cdot \sin(\theta_{\text{PMCC}}) \\ Z_s = r_{\text{PMCC}} \cdot \sin(\phi_{\text{PMCC}}) \end{cases} \quad (2.22)$$

En conclusion, à partir des signaux de tonnerre enregistrés lors de la campagne SOP1, associée à une décharge EUCLID, l'algorithme PMCC sera utilisé pour obtenir l'azimut, la vitesse de trace et la datation d'une source, puis en utilisant la méthode présentée ici, les sources détectées seront localisées en coordonnées cartésiennes.

### 2.3.3 Paramètres utilisés dans l'algorithme PMCC

Pour conclure cette section, il est important de préciser comment l'algorithme PMCC a été paramétré. En effet, plusieurs changements notables ont été effectués par rapport aux paramètres utilisés par [Gallin, 2014] et [Gallin et al., 2016]. La première différence importante concerne la bande de fréquences utilisée. Louis Gallin devait s'arrêter à 40 Hz à cause de la résonance des capteurs, et considérait que PMCC ne reconstruisait pas correctement les sources hautes fréquences. Grâce à la correction des signaux, les reconstructions calculées sur PMCC, et présentées dans le chapitre 3, utiliseront désormais une bande de fréquence qui montera jusqu'à 180 Hz. Il est important de noter que nous n'avons pas observé de baisse de précision pour les sources détectées à plus hautes fréquences. La deuxième différence concerne le choix des bandes de fréquences (et donc des fenêtres temporelles) et du paramètre de recouvrement (overlapping). Gallin, utilisait pour ses reconstructions un ensemble de 10 fenêtres fréquentielles espacées linéairement entre 0 et 40 Hz, avec un taux de recouvrement de 50%. Du fait de l'augmentation de la fréquence maximale atteignable, et de l'utilisation d'une version plus récente du logiciel de traitement PMCC développé par le CEA, nous avons utilisé un ensemble de 30 fenêtres temporelles espacées logarithmiquement avec un taux de recouvrement de 90%. Le détail des bandes de fréquence est présenté dans le Chapitre 3 au sein du tableau 3.1. Ces changements ont permis d'obtenir des reconstructions plus fines à basse fréquence (partie du spectre qui nous intéresse particulièrement), de monter plus haut en fréquence, et d'augmenter le nombre de détections. Les résultats obtenus sont présentés dans le Chapitre 3.

## 2.4 Traitements des données

Les sections précédentes avaient pour objectif de présenter la campagne de mesure, et les différents instruments et outils utilisés lors de celle-ci. En conséquence, les données ont été acquises sur deux mois, comprenant des enregistrements acoustiques, l'ensemble des détections électromagnétiques des réseaux EUCLID et HyLMA, ainsi que, de façon plus ponctuelle, la mesure du CMC pour les éclairs les plus intenses. La présente section va désormais expliquer comment, à partir de ces mesures, les données ont été sélectionnées et traitées

afin d'obtenir la base de données de notre étude THOR, puis comment, pour un flash donné, toutes les données sont synthétisées, rassemblées et traitées.

### 2.4.1 Restriction des journées d'études

[Farges and Blanc, 2010] ont montré que la distance maximale jusqu'à laquelle on peut étudier correctement les signaux acoustiques du tonnerre est de l'ordre de 50 *km*. C'est sur cette distance seuil que [Gallin, 2014] s'est basé pour effectuer une première sélection de périodes d'intérêts. Pour ce faire, seules les données EUCLID ont été utilisées dans un premier temps. Sur l'ensemble des événements qui ont eu lieu durant la campagne, à chaque fois qu'une décharge était détectée à moins de 50 *km* de la station, celle-ci était enregistrée. Des cartes journalières pouvaient alors être créées représentant toutes les décharges tombées à proximité de la station. Gallin a pu réaliser à partir de ces données une première sélection de journées intéressantes et retiendra les suivantes (toutes en 2012) :

- 05, 11, 24, 25, 26, 29 et 30 septembre,
- 21, 22, 23 et 26 octobre.

Cette sélection de journées a constitué un excellent point de départ pour la sélection que nous avons menée lors de cette thèse. Notamment, au cours de ces journées, certaines cellules orageuses sont passées au-dessus ou à grande proximité de la station acoustique. C'est notamment le cas pour les journées du 24, 25 et 29 septembre, ainsi que les 22, 23 et 26 octobre. Au cours de ces journées de nombreux éclairs sont tombés à moins de 10 *km* de la station, avec beaucoup d'occurrence à 5 *km* en moyenne. La figure 2.31 représente un exemple des détections EUCLID réalisées pour les journées du 24 septembre et du 26 octobre dans un rayon de 50 *km* autour de la station acoustique. Chaque point correspond à une détection, et le code couleur à l'heure à laquelle cette détection a été effectuée. Pour les journées du 22, 23 et 26 octobre ainsi que du 24 septembre, certains éclairs sont même tombés à quelques centaines de mètres seulement de la station. En particulier la journée du 24 septembre a connu un orage d'une très forte intensité qui est passé juste au-dessus de la station acoustique avec des milliers de décharges enregistrées en quelques heures. Cette journée, qui apparaît sur le papier comme idéale, n'a en réalité rien donné du point de vue des enregistrements acoustiques, car les signaux acoustiques se sont révélés extrêmement bruités et de fait inutilisables. Les journées du 5, 11, 26 et 30 septembre ont également été retirées de notre étude : des événements trop lointains associés à des signaux acoustiques trop faibles et trop bruités. Finalement, après une étude minutieuse de ces journées, celles que nous avons d'abord conservées étaient le 29 septembre, ainsi que les 22, 23 et 26 octobre. L'orage du 29 septembre présentait plusieurs événements dignes d'intérêt, malheureusement un des microphones étant en panne ce jour-là (batteries à plat), il a également été exclu de la base de donnée.

Le choix final de la période d'intérêt s'est donc porté sur trois orages qui ont eu lieu entre 18h et 20h le 22 octobre, entre 23h et 01h dans la nuit du 22 au 23 octobre, et entre 18h et 21h le 26 octobre. Ces trois orages ont respectivement été notés S1, S2 et S3. Ils ont été sélectionnés pour le nombre de flashes détectés à moins de 10 *km* de la station, ainsi que pour la

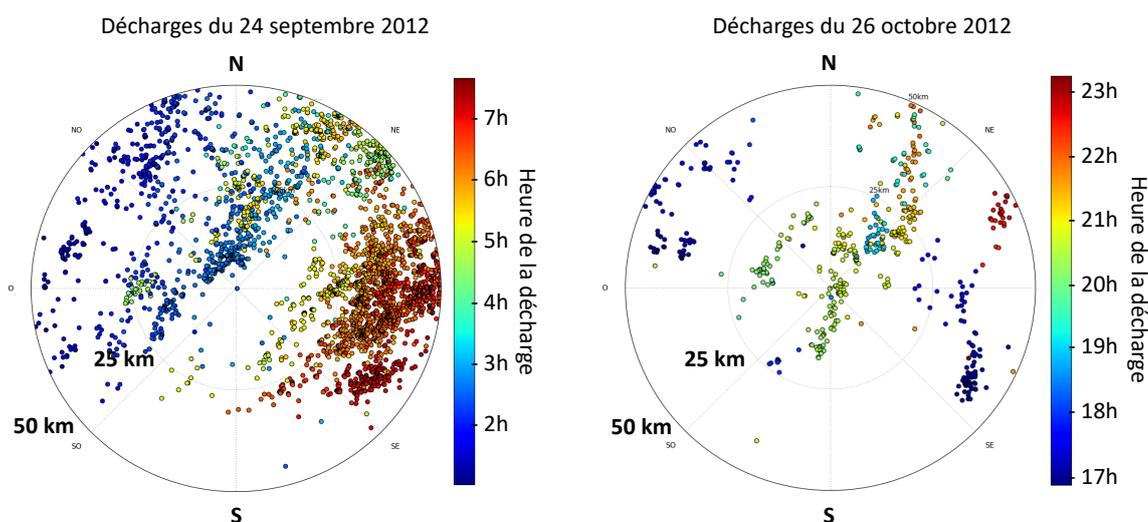


FIGURE 2.31 – Représentation des détections EUCLID à 50 *km* autour de la station acoustique obtenues pour les journées du 24 septembre (à gauche) et du 26 octobre 2012 (à droite). Le code couleur représente l'heure  $t_{\text{EUC}}$  des décharges.

variété de décharges enregistrées. En effet, les orages S1 et S3 ont permis l'enregistrement de beaucoup de décharges de type CG- et d'IC, tandis que l'orage S2 a permis l'enregistrement de décharges de type CG+ (plus rares), dont certaines étaient associées à la production de sprites. Un autre intérêt notable de ces journées est que l'activité orageuse était modérément forte, avec des détections assez espacées en temps. Ceci est un avantage non négligeable, puisque si l'on considère la grande extension verticale (1 à 9 *km*) et surtout horizontale d'un éclair (allant jusqu'à 20 *km*), au regard de la vitesse du son, il peut falloir jusqu'à 90 s pour recevoir l'ensemble du signal acoustique. Un orage où les décharges sont espacées au moins d'une minute environ permet un chevauchement faible des signaux acoustiques.

Sur ces 3 orages, l'ensemble des détections EUCLID ont été comparées aux signaux acoustiques. Dès que ceux-ci étaient suffisamment intenses nous les avons conservés. Au total, 27 évènements ont été retenus pour cette étude. L'annexe A, propose un tableau synthétisant les caractéristiques de chacun de ces évènements (distance à la station, date, nombre et types de décharges etc.). Cet ensemble de 27 évènements constitue la base de données THOR assemblée et étudiée au cours de cette thèse. Le chapitre 3 est consacré à l'étude de cette base de données. Cependant, avant de parler de son analyse, il convient d'expliquer comment les données ont été traitées.

## 2.4.2 Traitement de la base de données THOR

La figure 2.32 représente schématiquement le traitement combiné de ces différentes données. Chaque détection EUCLID à une distance  $r_{EUC}$  inférieure à 25 km de la station acoustique est automatiquement sélectionnée. Le temps de détection correspondant est noté  $t_{EUC}$  et servira de référence pour cet évènement (ou flash). Les détections HyLMA sont ensuite sélectionnées avec les trois critères suivants :

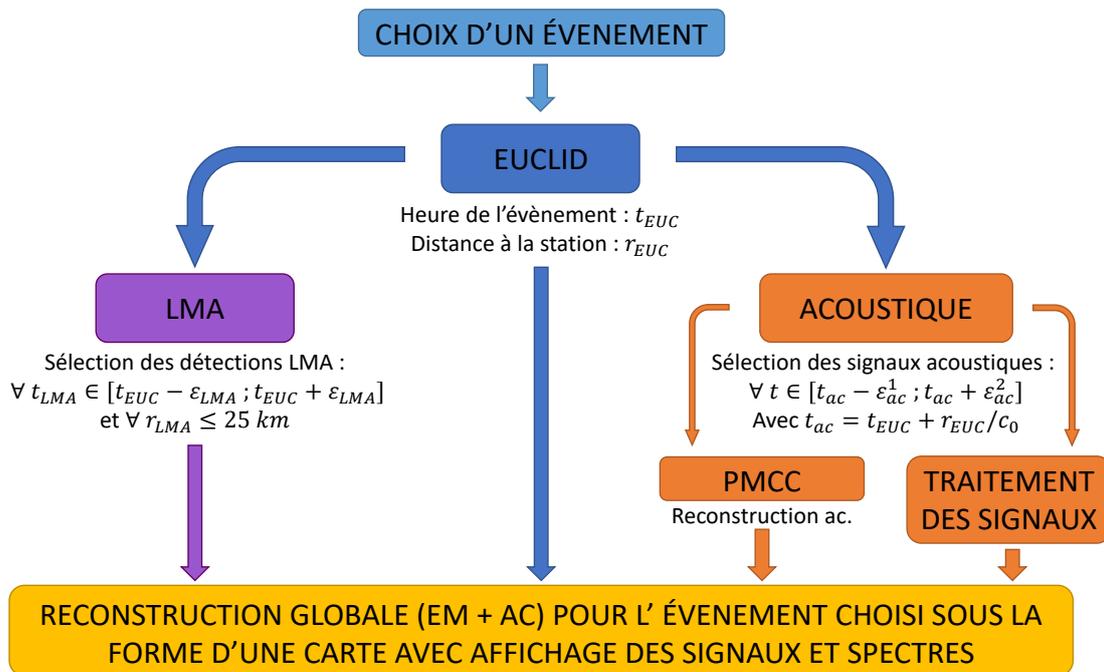


FIGURE 2.32 – Schéma représentant l'interaction des différentes mesures acoustiques et électromagnétique pour obtenir la figure 2.33. D'un point de vue pratique,  $\epsilon_{LMA}$  était fixé à 1 s. Quant à  $\epsilon_{ac}^1$  et  $\epsilon_{ac}^2$ , ils ont été fixés au cas par cas pour obtenir la meilleure fenêtre temporelle pour chaque évènement (voir la sous-section 2.4.2).

1. Distance à la station acoustique  $r_{LMA}$  inférieure à 25 km,
2. Détection comprise dans un intervalle de plus ou moins une seconde autour de  $t_{EUC}$ ,
3. Détection par au moins 7 antennes HyLMA pour l'orage S3 et par au moins 5 antennes pour les orages S1 et S2. Cette différence s'explique par un dysfonctionnement de certaines antennes du réseau HyLMA dans la nuit du 22 au 23 octobre.

Pour les données acoustiques, il est nécessaire de prendre en compte le temps de propagation du signal entre l'éclair et la station, négligeable en électromagnétique mais plus en acoustique. Connaissant la distance  $r_{EUC}$ , le temps d'arrivée (en anglais Time Of Arrival ou ToA) est noté  $t_{ac} = t_{EUC} + r_{EUC}/c_0$ . Les signaux acoustiques sont alors traités autour d'une fenêtre temporelle  $[t_{ac} - \epsilon_{ac}^1; t_{ac} + \epsilon_{ac}^2]$ . Les temps  $\epsilon_{ac}^1$  et  $\epsilon_{ac}^2$  sont choisis au cas par cas afin d'avoir le signal le plus long possible, tout en évitant le chevauchement avec d'autres détections. En pratique, les fenêtres mesuraient entre 30 et 120 s en fonction de la distance à l'éclair. L'algorithme PMCC analysant des fenêtres temporelles avec chevauchement, peut

conduire à des détections multiples d'une même source, avec les mêmes azimuts et vitesses de trace au sol mais séparés d'un temps correspondant au glissement de la fenêtre. Dans ce cas, ces détections sont regroupées en une seule (la moyenne du groupe).

### 2.4.3 Exemple de reconstruction

La figure 2.33 présente un exemple de reconstructions acoustique et électromagnétique d'un évènement, avec représentation des signaux et spectres associés. L'évènement reconstruit est le flash qui est survenu le 26 Octobre 2012 à 20h35 et également reconstruit et étudié en détail par Louis Gallin ([Gallin, 2014] et [Gallin et al., 2016]). La figure correspondante extraite de ce travail antérieur est reproduite par la figure 1.20 en introduction. La reconstruction avec notre procédure est montrée sur la figure 2.33. Par comparaison, les cadres A, C et D sont bien en adéquation avec les reconstructions obtenues par Gallin. La différence notable qui apparaît est le nombre de points reconstruits qui est beaucoup plus important ici avec pour ce cas 2045 détections électromagnétiques et 6432 détections acoustiques. Ces dernières sont beaucoup plus nombreuses ici en raison des trois améliorations apportées : augmentation de la fréquence maximale accessible (portée de 40 à 180 Hz) ; une analyse sur 30 bandes de fréquences logarithmiques au lieu de 10 linéaires ; taux de recouvrement des fenêtres temporelles porté de 60% à 90%. L'outil que l'on vient de présenter, permet de produire ces figures pour chacun des 27 évènements de la base de données de façon automatique. Cela en permet une lecture synthétique. Cette méthode sera particulièrement utilisée, dans le Chapitre suivant, pour l'analyse détaillée des évènements sélectionnés.

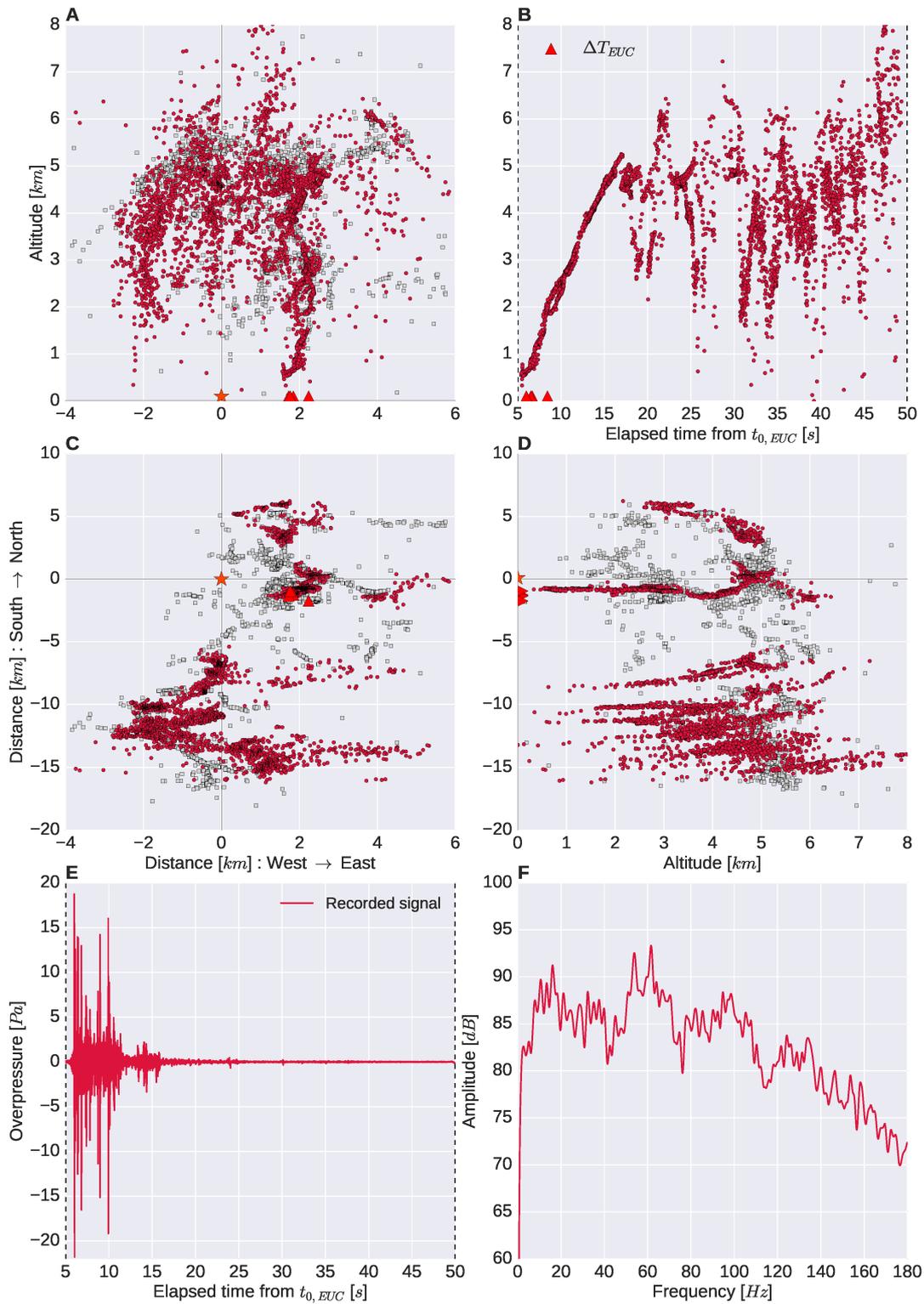


FIGURE 2.33 – Reconstruction de l'évènement de 20h35m00 du 26 Octobre 2012. Les cercles rouges sont des reconstructions acoustiques, les carrés gris les détections HyLMA, et les triangles rouges les détections EUCLID. L'étoile représente quant à elle la position de la station acoustique. **A** : Altitude vs axe Est-Ouest. **B** : Altitude vs temps écoulé. **C** : Axe Nord-Sud vs Axe Est-Ouest. **D** : Axe Nord-Sud vs Altitude. **E** : Signal temporel enregistré par MP1. **F** : Spectre du signal représenté sur E.

## Conclusion

Dans ce chapitre, l'ensemble de la campagne de mesure SOP1 ainsi que ses objectifs ont été présentés. Le choix des Cévennes pour l'installation du réseau de capteurs acoustiques a été justifié par la forte probabilité d'orage chaque automne. Dans un deuxième temps, les différents appareils de mesures ont été introduits. Les réseaux EUCLID et HyLMA, tout d'abord, permettant respectivement de localiser et reconstruire un flash, et les réseaux acoustiques, dans un second temps, constitués de quatre microphones et de quatre microbaromètres. En revanche, bien qu'efficace pour atténuer le bruit de fond, le système de filtrage basé sur des prises d'air au bout de tuyaux provoque l'apparition d'une forte résonance des microphones aux alentours de 110 Hz. Cette résonance empêchait notamment l'étude des signaux acoustiques issus des microphones au-delà de 80 Hz. Afin d'améliorer les résultats d'analyse existants, une campagne de calibrage de ces microphones a été réalisée et présentée dans ce chapitre. Au terme de cette campagne, une correction a été calculée et permet désormais l'utilisation des signaux acoustiques jusqu'à 180 Hz. Ce chapitre a ensuite présenté les trois orages sélectionnés pour cette étude en raison de leur proximité à la station et du nombre d'évènements (27) de qualité sélectionnés. Enfin, on détaille l'utilisation coordonnée de ces données, afin d'obtenir un outil performant (en termes d'analyse des décharges au travers de reconstructions acoustiques et électromagnétiques en comparaison directe avec les signaux acoustiques mesurés et étudiés). Le chapitre suivant est ainsi consacré à l'analyse des évènements choisis dans ce chapitre à l'aide de la méthode qui y a été développée.



# Chapitre 3

## Mise en évidence du contenu infrasonore des arcs en retour et étude statistique

### Sommaire

---

<b>Résumé</b> . . . . .	<b>95</b>
<b>Introduction</b> . . . . .	<b>96</b>
<b>3.1 Methodology</b> . . . . .	<b>99</b>
3.1.1 Measurement campaign . . . . .	99
3.1.2 Broadband acoustic waves and selected thunderstorms presentation . . . . .	100
<b>3.2 3D acoustic reconstructions of the flash geometry</b> . . . . .	<b>101</b>
3.2.1 Acoustic reconstruction methodology . . . . .	101
3.2.2 Separation between the CG and the IC contribution . . . . .	104
3.2.3 Separation of different return strokes . . . . .	107
3.2.4 Identification of different discharges for three other events . . . . .	109
<b>3.3 Spectral analysis</b> . . . . .	<b>115</b>
3.3.1 Description of the set of the events . . . . .	115
3.3.2 Assesment of SNR . . . . .	115
3.3.3 Comparisons of CG and IC spectrum levels . . . . .	117
3.3.4 CGs produce infrasounds . . . . .	119
<b>3.4 Statistical analysis</b> . . . . .	<b>123</b>
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>127</b>

---

### Résumé

Ce chapitre présente l'article intitulé ACOUSTICAL MEASUREMENT OF NATURAL LIGHTNING FLASHES : RECONSTRUCTIONS AND STATISTICAL ANALYSIS OF ENERGY SPECTRA publié dans le Journal of Geophysical Research - Atmosphere ([Lacroix et al., 2018]). En conséquence ce chapitre sera intégralement rédigé en anglais. Le texte présenté ici correspond à celui de l'article soumis à l'exception de la section 3.2.4 qui a été réécrite (afin d'ajouter quelques détails), pour ce chapitre de thèse. Puisqu'il s'agit d'une retranscription d'un article soumis, l'introduction et la section 3.1, consacrée à la méthodologie des mesures, peuvent présenter

quelques redondances avec les chapitres 1 et 2. Le résumé de l'article a été traduit et est présenté ici :

Vingt-sept flashes naturels provenant de trois orages qui ont eu lieu en octobre 2012 dans le Sud de la France ont été acoustiquement reconstruits et analysés dans la gamme de fréquence [0.1 – 180] Hz. Ces vingt-sept flashes sont tombés entre 300 m et 20 km d'une station acoustique formée de quatre microphones recalibrés et échantillonnés à 500 Hz. Une nouvelle méthode de séparation, à partir des signaux acoustiques, permettant l'extraction des arcs en retour des autres parties du flash est détaillée et systématiquement appliquée aux 27 flashes. Cette méthode montre la possibilité de séparer plusieurs arcs en retour (suffisamment lointains les uns des autres) issus d'un même flash. Cette séparation systématique a permis d'obtenir les signaux et spectres de 36 arcs en retour, ainsi que quelques uns provenant de décharges intranuages. La combinaison des reconstructions, séparations, et analyses fréquentielles fournit de nouvelles informations sur l'origine des infrasons produits par le tonnerre. Elles montrent sans ambiguïté que les infrasons du tonnerre sont produits de façon dominante par l'arc en retour. En revanche, hormis une amplitude plus grande pour les CGs<sup>1</sup>, aucune différence notable n'est apparue avec les spectres des ICs. Aucun spectre centré autour d'une fréquence particulière n'a été observé. La variabilité spectrale avec la distance à l'éclair a également été mise en valeur, notamment concernant l'énergie acoustique par longueur de l'éclair et le centre de gravité spectral. Enfin, un lien entre l'énergie acoustique et l'*impulse Charge Moment Change* (iCMC) est également montré, malgré un plus petit nombre de données.

## Introduction

In the introduction of the 11<sup>th</sup> chapter of «Thunder », [Rakov and Uman, 2003] summarize knowledge of thunder as (we quote), «thunder can be defined as the acoustic emission associated with a lightning discharge. It appears that all impulsive processes in both cloud-to-ground and cloud flashes, including M-component-type processes, produce thunder. The significant part of the thunder spectrum extends from a few hertz or less to a few kilohertz. It is the general view that audible thunder (above 20 Hz or so) is a series of degenerated shock waves produced by the gas dynamic expansion of various portions of the rapidly heated lightning channel, while infrasonic thunder (approximately 20 Hz and below) is associated with the sudden contraction of a relatively large volume of the thundercloud when lightning rapidly removes the charges from that volume. »

The description of these two mechanisms explaining the infrasonic and audible acoustic content of thunder has been summarized by [Few, 1995]. Regarding the audible content, the sudden core heating (25,000 – 30,000 K) just after the electric discharge produces a chain of strong shock waves along the lightning channel. The time-dependence of pressure within the lightning channel was estimated by [Orville, 1968c] from the first measured time

---

1. Notons qu'à partir de maintenant un raccourci est employé : ce que nous appellerons désormais CG correspondra spécifiquement au moment de l'arc en retour pour un éclair nuage-sol.

resolved optical spectra ([Orville, 1968a]), with peak overpressure exceeding 80 *kPa*. Based on a radiation thermodynamical model, [Hill, 1971] could simulate such values, with even higher shock amplitudes for shorter times (see his Figure 5). The different steps to switch from strong shock waves to weak shock waves and finally to acoustic waves are developed by [Few, 1969a]. Theory for self similar strong shock wave was proposed by [Taylor, 1950] for point sources and [Lin, 1954] for line sources, and then numerically extended to transition and weak shock regimes by [Brode, 1955] for spherically symmetric shocks. The cylindrical symmetry was described by [Plooster, 1970]. An empirical match between strong and weak shock theories has been applied to lightning by [Jones et al., 1968] assuming a rectilinear channel. However lightning channel tortuosity has been observed optically by [Hill, 1968], who proposed a mean value of 16° deflection of one segment to the next. Synthesizing these previous studies, [Few et al., 1967] and [Few, 1969a] assumed that the transition between strong and weak shocks take place approximately in the same range of distances as the transition between cylindrical and spherical divergence. This distance is called relaxation radius. Indeed, since a lightning stroke is very extended vertically (for the return stroke part) and horizontally (for the intracloud part), the cylindrical divergence for the shock wave is the most relevant near the flash. Whereas, farther from the stroke, and taking into account the tortuosity, the spherical divergence assumption becomes more suitable. Therefore, [Few, 1969a] gave an ideal final waveform for the weak shock wave at this transition, in agreement with the wave produced by a 4-meters spark ([Uman et al., 1970], [Plooster, 1971b, Plooster, 1971a]). His analysis yielded the maximum frequency of power spectrum to be typically of the order of 200 Hz, directly related to the released energy per unit length by the discharge and the atmospheric parameters ([Few et al., 1967, Dawson et al., 1968]). This model was compared by [Holmes et al., 1971] for measured spectra of 40 thunder events (including cloud-to-ground and a few intracloud discharges). Intracloud events turn out to be less energetic and peaking at lower frequencies (mean value of 28 Hz) than cloud-to-ground ones (three times more energetic and with a mean peak frequency at 50 Hz). The measured spectral peaks are in reasonably good agreement with Few's model (see [Holmes et al., 1971], table 2). An acoustic efficiency parameter of 0.18% is quantified, measuring the percentage of total energy radiated acoustically. Note that calculations and measurements concluded that the radiated energy is less than 1% of the total channel energy ([Uman, 1969, Krider et al., 1968, Krider and Guo, 1983]). Cases of disagreement between measured and calculated peak frequencies were attributed to wind noise influence. Note also that Holmes et al. showed a spectrogram of thunder proving the non-stationarity of thunder. More recent data from a triggered lightning measurement campaign by [Depasse, 1994] confirmed Few's model in the case of less energetic, more high frequency and less tortuous triggered events. More details on other mechanisms which can modify the waveform (e.g. propagation, attenuation, refraction, scattering etc.) are also discussed by [Few, 1995].

Despite the fact that the shock wave model presented in the previous paragraph seems to be confirmed by most of measurements, [Holmes et al., 1971] also showed a few thunder spectra peaking in the low frequency range (less than 10 Hz) even when wind noise is negligible. These events are not compatible with the previous model. An alternative theory based on the electrostatic behavior inside the cloud has been developed. Indeed, [Wilson, 1921]

observed through a laboratory-scale experiment that charged areas in the cloud must have lower ambient pressure than non-charged ones because of electrostatic repulsion. Thus, when a discharge occurs, the charge is neutralized, so that the pressure of charged areas is rebalanced. That phenomenon produces a low frequency and low amplitude wave (in the range  $[0.2 - 2]$  Hz,  $< 1$  Pa). A model for this low frequency emission was developed by [Dessler, 1973]. A comparison to experimental measurements of thunder infrasound made by [Balachandran, 1979] showed most frequently a first positive phase of compression in the waveform not described by this model. [Pasko, 2009b] further extended Dessler's model by adding the electrostatic force in the linearized Euler equation and recovered the first positive phase observed by [Balachandran, 1979]. However both Pasko's and Dessler's models yield a very vertical directive infrasound wavered. So an observer located only just below the cloud could observe it. [Chum et al., 2013] discussed the fact that a more realistic distribution of charges inside the cloud, instead of the two horizontal layers of Pasko's and Dessler's models, could lead to a much less pronounced directivity, though more investigations are needed.

In the seventies, acoustics was also successfully used to reconstruct the geometry of lightning. [Few, 1968, Few, 1970] proposed a cross-correlation method using a 30-meters aperture microphone array to reconstruct the geometry of several flashes. Reconstructions were compared with photographs of the same event ([Few and Teer, 1974]) and found to be in good agreement. Moreover [MacGorman et al., 1981] confirmed the large horizontal extension ( $10 - 20$  km) of the flash previously noted by Few, and analyzed the altitude distribution of the acoustical sources. In the 1980s, lightning flash reconstruction became possible using VHF electromagnetic (EM) reconstruction arrays ([Rison et al., 1999, Thomas et al., 2001]) briefly presented in subsection 3.1.1. Comparisons of EM localizations with acoustic ones have since then gained renewed interest since the 1970s. [Gallin et al., 2016] summarized the different works who compared and validated acoustic and EM reconstructions (see these papers : [Arechiga et al., 2011], [Arechiga et al., 2014], [Johnson et al., 2011], [Qiu et al., 2012], [Bodhika et al., 2013]). [Gallin et al., 2016] also presented an improved method of reconstruction using the PMCC algorithm ([Cansi, 1995] briefly described in subsection 3.1.2) along with a statistical comparison to EM lightning channel reconstructions. In particular, the figure 6d from [Gallin et al., 2016] pointed out the possibility to isolate in some cases return strokes within the overall signal. Signal spectrograms were also shown, but were limited to the range of  $[0.1 - 40]$  Hz. Other spectral analyses were provided at long distances (up to  $100$  km) in the infrasonic range ( $< 10$  Hz) by [Assink et al., 2008] and [Farges and Blanc, 2010], thus deducing that (we quote [Farges and Blanc, 2010]) «most of infrasound from lightning is probably produced by the same mechanism as audible thunder ». [Dayeh et al., 2015] presented wide band spectrum from a single triggered lightning recorded at  $100$  m of the microphone array, showing a flat spectrum below 100 Hz. Finally the most recent thunder study is proposed by [Haney et al., 2018] who analyzed lightning occurring during two explosive eruptions at Bogoslof volcano, Alaska.

Since the pioneering work of [Holmes et al., 1971], very few wide band spectral studies from natural thunder have been carried out. The objective of this paper is to reconstruct lightning channels from acoustic data over a wide frequency band and comparing these

results to EM reconstructions. In particular, the separation method of return strokes suggested by [Gallin et al., 2016] will be enhanced here and applied to 27 flashes in the range of [0.1 – 180] Hz. This will allow us to investigate more precisely the frequency content of return stroke spectra and to provide new insight into the origin of thunder infrasound. Section 3.1 describes the measurement campaign. Section 3.2 then shows how acoustic reconstructions enable us to separate different parts from a discharge, whereas Section 3.3 is dedicated particularly to the spectral analysis of return strokes compared to intracloud discharges. Finally, Section 3.4 provides a statistical study of the return stroke spectra in terms of frequency, distance, energy and lightning electrical parameters.

## 3.1 Methodology

### 3.1.1 Measurement campaign

In order to explore the electrical activity during thunderstorms, an experimental setup was deployed in Southern France during September - October 2012 providing an extensive database of acoustic and electromagnetic (EM) measurements as part of the HyMeX (HYdrological cycle in the Mediterranean EXperiment) SOP1 (Special Operation Period) campaign ([Defer et al., 2015]). The CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives) acoustic station was deployed within the coverage of a Lightning Mapping Array (HyLMA) research network ([Thomas et al., 2001, Rison et al., 1999]). This LMA network consists of twelve very high frequency (from 60 to 66 MHz) electromagnetic antennas deployed over an area of 10,000  $km^2$  around the acoustic station. Concurrent low frequency (up to 350 kHz) electromagnetic detections from the EUropean Cooperation for LIghtning Detection (EUCLID, see [Schulz et al., 2016, Poelman et al., 2016]), operational lightning location detection system were also used. The acoustic station was composed of four microphones that sample the sound at  $f_s = 500$  Hz, three of them located at the apex of a 50  $m$ -side triangle and the last one at its center. Four microbarometers that sample the pressure field at 50Hz were similarly arranged in a triangle of 500  $m$  side with the central microbarometer colocalized with the central microphone. The station was installed on flat terrain with little anthropogenic noise in the vicinity at a mean altitude of 260  $m$  with a forest vegetation filtering the wind-induced noise. Over the course of more than 2 months, about ten thunderstorms occurred over the acoustic station, producing many Cloud-to-Ground (so called -CG and +CG<sup>2</sup> respectively for negative and positive ones) and IntraCloud (IC) flashes. Several million acoustic and electromagnetic detections from research and operational lightning location networks were obtained. In particular, this database contains a sufficient number of flashes close to the acoustic station, less than 5  $km$ , to minimize propagation effects and to investigate lightning as an acoustical source. More details about the measurement campaign are available in [Gallin et al., 2016].

A first statistical analysis of the measurements recorded during the October 26th thunderstorm has been carried out by [Gallin et al., 2016]. This thunderstorm was of particular

---

2. -CG (respectivement +CG) correspond à la notation anglaise de CG- (respectivement CG+).

interest because it passed just over the acoustic station. Moreover the activity of this thunderstorm was strong enough to produce acoustic signals with a sufficiently high signal-to-noise ratio (SNR), while a sufficiently low flash occurrence rate prevented the overlapping of signals from different lightning flashes. More than twenty nearby events (less than 10 km) were analyzed. [Gallin et al., 2016] presented a 3D reconstruction method of the lightning channel based on acoustic measurements from the microphone network. The signals were processed using the Progressive MultiChannel Correlation algorithm (PMCC) ([Cansi, 1995] and [Cansi and Le Pichon, 2008]). In summary, this algorithm calculates the correlation of the signals measured by several stations of a network. In practice, this computation is done on small sliding time windows and non-overlapping frequency bands. This defines an ensemble of two-dimensional time-frequency boxes. The duration of time windows is adapted to the corresponding frequency band. Coherent transient signals over the array are searched in each of these two-dimensional boxes. Each time a box contains a coherent detection, the algorithm outputs its time and frequency limits, the azimuth and horizontal trace velocity of the signal, the root-mean-square amplitude of the detection, its consistency and at last its correlation. In the present case, the used geometry of microphone array allows us to minimize the azimuth error. Reconstructions post processing gives us a maximum azimuth error of  $2^\circ$  and a maximum error for trace velocity of  $12 \text{ m.s}^{-1}$  for this geometry. Moreover these errors are almost perfectly isotropic. Then, using azimuth, horizontal trace velocity, and time of propagation we can obtain the 3D coordinates of these detected sources, assuming a straight line propagation. Due to resonance (around 110 Hz) of the microphones, the frequency range was limited to the band 0.1 to 40 Hz. Three dimensional acoustic reconstructions were statistically compared to HyLMA ones with a good agreement. Acoustic reconstructions turned out even better in the lower part of the lightning channel, when the acoustic station is in the vicinity of the flash (less than 20 km). In particular, atmospheric effects are neglected and sound propagation is assumed straight line in a homogeneous atmosphere at the constant temperature ([Gallin, 2014], Chapter 4 - Figure 4.2) measured on the ground, so that the reference sound speed is  $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ . Ray tracing methods including realistic atmospheric profiles of temperature and velocity did not show a significant improvement in this particular case (see [Gallin et al., 2016] appendix B) and even provided a poorer quality result. The meteorological conditions were not known with a sufficient time and space accuracy, thus they induced a more important error than considering a straight line propagation. Advanced numerical simulations ([Gallin et al., 2014]) are too demanding for the present application.

### 3.1.2 Broadband acoustic waves and selected thunderstorms presentation

After SOP1 campaign, new calibrations of the microphones were performed in order to characterize the resonance which appeared *in situ* around 110 Hz because of the microphone encapsulation with collecting pipes. The response of the sensors was compared in an anechoic chamber to a reference B&K 4961 microphone. Using the reference response, the field response could be corrected in the range [0.5–180] Hz. Moreover, the comparison of the spectra of colocalized microbarometer (MB1) and microphone (MP1) signals (see Subfigure

3.7C) validates the low frequency content (between 0.5 and 25 Hz) measured by the microphones. We show in this paper new reconstructions of the lightning flashes based on the corrected data and using an enhanced method from the one of [Gallin et al., 2016]. The presented results come from three thunderstorms : the previously studied one on October 26th (between 6pm and 10pm, so-called S3), one during the evening of October 22nd (between 6pm and 9pm, S1), and a third one during the night from October 22nd to 23rd (between 11pm and 2am, S2). Throughout the paper, the time is specified in Coordinated Universal Time (UTC). These two new storms, S1 and S2, are also of interest because the storm cells passed at a short distance of  $\approx 10$  km of the acoustic station. Moreover S2 produced some sprite events (see [Soula et al., 2015]), associated to several strong +CG discharges, contrarily to S1 and S3 which produced mainly -CG and IC discharges. More details on the lightning activity of S2 can be found in [Soula et al., 2015]. Note the study of possible acoustic signals from sprites is beyond the scope of this paper (see [Farges et al., 2005, Liszka and Hobara, 2006]).

TABLE 3.1 – PMCC settings : frequency bands and their respective time windows

Band number	Time window (s)	Frequency (Hz)	Band number	Time window (s)	Frequency (Hz)
1	30	0.10 - 0.12	16	3	4.24 - 5.44
2	30	0.12 - 0.16	17	1	5.44 - 6.99
3	25	0.16 - 0.21	18	1	6.99 - 8.97
4	20	0.21 - 0.27	19	1	8.97 - 11.52
5	20	0.27 - 0.34	20	1	11.52 - 14.79
6	15	0.34 - 0.44	21	1	14.79 - 18.99
7	10	0.44 - 0.57	22	1	18.99 - 24.38
8	10	0.57 - 0.73	23	1	24.38 - 31.31
9	5	0.73 - 0.94	24	1	31.31 - 40.19
10	5	0.94 - 1.21	25	1	40.19 - 51.60
11	5	1.21 - 1.56	26	1	51.60 - 66.25
12	5	1.56 - 2.00	27	1	66.25 - 85.06
13	3	2.00 - 2.57	28	1	85.06 - 109.20
14	3	2.57 - 3.30	29	1	109.20 - 140.20
15	3	3.30 - 4.24	30	1	140.20 - 180.00

## 3.2 3D acoustic reconstructions of the flash geometry

### 3.2.1 Acoustic reconstruction methodology

Reconstructions have been computed with both microphone and microbarometer array. The results being better with the microphone array (more sources are more precisely reconstructed, and the microphones allow us to reach higher frequencies). Consequently, the paper rely only on microphone signals analysis<sup>3</sup>.

3. Une étude spécifique a été menée en réponse à un reviewer pour déterminer pourquoi de plus mauvaises reconstructions sont obtenues avec le réseau de microbaromètres. Les résultats de cette étude sont présentés

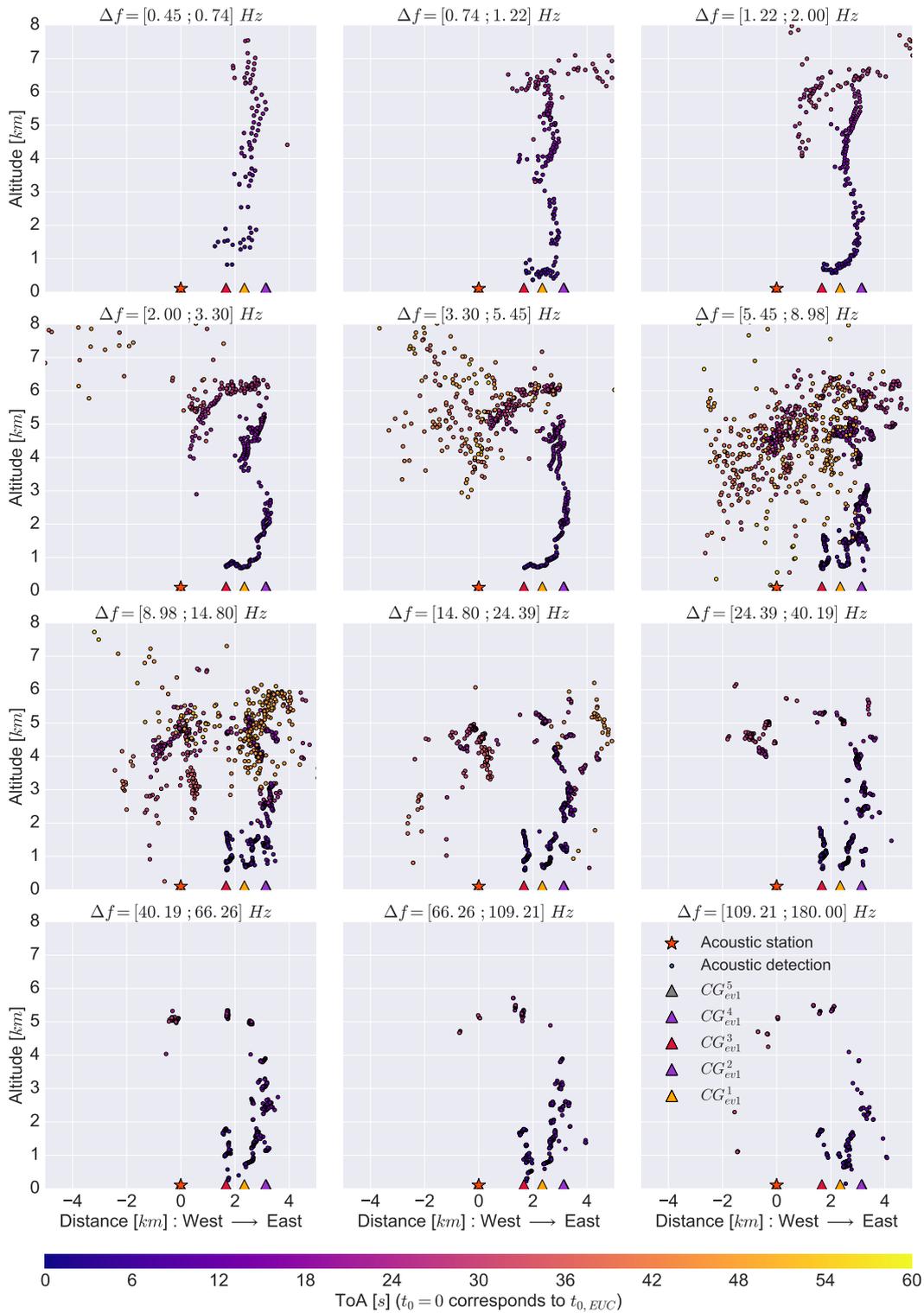


FIGURE 3.1 – Acoustic reconstruction of event 1 (26 of October at 20 :38 :12 (UTC)) flash for different frequency bands in the West to East vertical plane. The colormap represents the acoustical ToA : a purple color indicates a source with a shorter ToA (and then closer) than a yellow one.  $CG^2_{ev1}$  and  $CG^4_{ev1}$  EUCLID detections are indistinguishable from one another at the figure scale. The orange star corresponds to the central microphone position. In this projection  $CG^5_{ev1}$  EUCLID localization appears as the same location as the station, then these two markers appear indistinguishable.

TABLE 3.2 – EUCLID characteristics of the different CGs forming the event 1 flash (date of detection  $t_{\text{EUC}}$ , peak current CC, distance to central microphone  $r_{\text{EUC}}$ , azimuth relative to the North and discharge name)

$t_{\text{EUC}}$ (h : m : s.ms)	CC (kA)	$r_{\text{EUC}}$ (km)	Azimuth ( $^{\circ}$ )	Discharge name
20 :38 :12.630	-107.40	2.37	98.04	CG $^1_{ev1}$
20 :38 :12.652	-16.89	3.30	71.75	CG $^2_{ev1}$
20 :38 :12.693	-23.80	1.97	121.96	CG $^3_{ev1}$
20 :38 :12.890	-12.40	3.38	110.76	CG $^4_{ev1}$
20 :38 :12.982	-6.79	4.28	-0.12	CG $^5_{ev1}$

TABLE 3.3 – Same legend as Table 3.2 for event 2

$t_{\text{EUC}}$ (h : m : s.ms)	CC (kA)	$r_{\text{EUC}}$ (km)	Azimuth ( $^{\circ}$ )	Discharge name
20 :28 :56.718	-28.89	0.38	-86.66	CG $^1_{ev2}$
20 :28 :56.806	-18.60	9.71	10.66	CG $^2_{ev2}$
20 :28 :57.133	-38.39	8.79	4.00	CG $^3_{ev2}$
20 :28 :57.181	-11.90	8.66	5.44	CG $^4_{ev2}$
20 :28 :57.374	-13.19	8.81	4.99	CG $^5_{ev2}$

TABLE 3.4 – Same legend as Table 3.2 for event 3

$t_{\text{EUC}}$ (h : m : s.ms)	CC (kA)	$r_{\text{EUC}}$ (km)	Azimuth ( $^{\circ}$ )	Discharge name
00 :16 :06.404	+102.20	5.10	94.59	CG $^1_{ev3}$

TABLE 3.5 – Same legend as Table 3.2 for event 4

$t_{\text{EUC}}$ (h : m : s.ms)	CC (kA)	$r_{\text{EUC}}$ (km)	Azimuth ( $^{\circ}$ )	Discharge name
20 :35 :58.856	+9.90	5.72	-10.47	IC $^1_{ev4}$

Figure 3.1 depicts acoustic reconstructions in the West - East vertical plane of October 26th flash at 20 :38 :12 (UTC) (so-called event 1) for 12 frequency bands. These 12 bands correspond to the 24 last bands selected for PMCC algorithm in Table 3.1 from 0.4 to 180.0Hz and presented in twos. The six lowest frequency bands fall short of the bandwidth of the microphone [0.1 – 180] Hz. They are not presented and never used in the analysis presented in this paper. Note that this kind of reconstructions is a novelty compared to the reconstructions of [Gallin et al., 2016]. Especially, the reconstruction per frequency bands allows to observe the different lightning structures associated to different frequencies, particularly the lightning fine structure at low altitude (less than 2 km) that is outlined at high frequencies (above 40 Hz). Moreover, the chosen time window overlapping parameter (90% contrary to Gallin who used an overlap of only 60%) increases the number of detections, in addition to an upper frequency limit and the use of thirty logarithmic frequency bands (contrary to Gallin who used ten linear ones) that better emphasizes low frequency range.

The colormap indicates the acoustic Time of Arrival (ToA =  $r/c_0$ ) for each acoustic detection. It corresponds to the duration needed for an acoustic wave emitted by a source point at a distance  $r$  from the central microphone and propagating at the reference sound speed  $c_0$  to reach this microphone. The acoustic ToA is given by  $\text{ToA} = t_{\text{PMCC}} - t_{0,\text{EUC}}$  where  $t_{\text{PMCC}}$  is the absolute time of each PMCC detection, corresponding to the time when the acoustic wave reaches the central microphone, and  $t_{0,\text{EUC}}$  is the time of the first discharge occurrence measured by EUCLID (other EUCLID discharge times are simply called  $t_{\text{EUC}}$ ). The distance  $r$  is then deduced from ToA and  $c_0$ . PMCC also provides the azimuth angle and the apparent horizontal sound speed from which the elevation angle is deduced. The distance and the two angles provide the location of the reconstructed acoustical source assuming a straight line propagation ([Gallin et al., 2016], section 3). For the EUCLID detection,  $\Delta T_{\text{EUC}} = r_{\text{EUC}}/c_0$  is calculated and represents the time a wave needs to reach the acoustic station from an EUCLID location, where  $r_{\text{EUC}}$  is the distance between EUCLID detection and the central microphone. Time origin  $t_{0,\text{EUC}}$  corresponds to 20 :38 :12.630 (UTC) for event 1. EUCLID details for this event are collected in Table 3.2.

### 3.2.2 Separation between the CG and the IC contribution

The acoustic reconstructions of event 1 show several interesting results. First of all, the return stroke channels are easily distinguishable from the rest of the discharge because they correspond to the first arrivals (and therefore closest acoustic sources to the array) associated to dark purple points ( $t < 18\text{s}$ ). Depending on the frequency band we can see different shapes of the return stroke channel. The overall shape is well-reconstructed in the low frequency range [0.73 – 5.44] Hz (frequency bands 9 to 16) with detections both at altitude up to 7 km and near the ground down to about 800 m. For lower frequencies (bands 7 and 8 : [0.44 – 0.73] Hz) the localization lacks precision mostly due to the size of the microphone array being too small compared to the thunder wavelength. This leads to an apparent doubling of the acoustic detections (recall that reconstructions for two frequency bands are superimposed in each plot). This doubling phenomenon also occurs to a shorter extent for the next two frequency bands. Part of the IC discharge is also reconstructed as a more or less horizontal pattern extending mostly westward in an altitude range between 4 and 6 km. The intracloud is also reconstructed, but now more as a diffuse cloud of sound sources, with the highest number of detections from 5.44 to 14.79 Hz. Some IC detections are also visible from 14.79 to 40.19 Hz.

The optimal frequency bands (17 to 20 : [5.44 – 14.79] Hz) are indeed directly linked to the size (50 m) of the network, which corresponds to a frequency of about 7 Hz. In addition a second characteristic length around 35m between the apex and the center of the array exists and gives rise to a high frequency sensitivity around 10 Hz. These optima are also highly visible for the lowest part of CGs : we can even separate (at least at low altitude) three of the five return strokes detected by EUCLID.  $\text{CG}_{ev1}^3$  and  $\text{CG}_{ev1}^1$ , which are the closest to the station and have the strongest peak currents, are the most clearly reconstructed ones (see Table 3.2). They appear as almost vertical patterns extending up to 2 km and visible up to the highest frequency bands. For these last frequency bands, only the lower parts of the discharges are

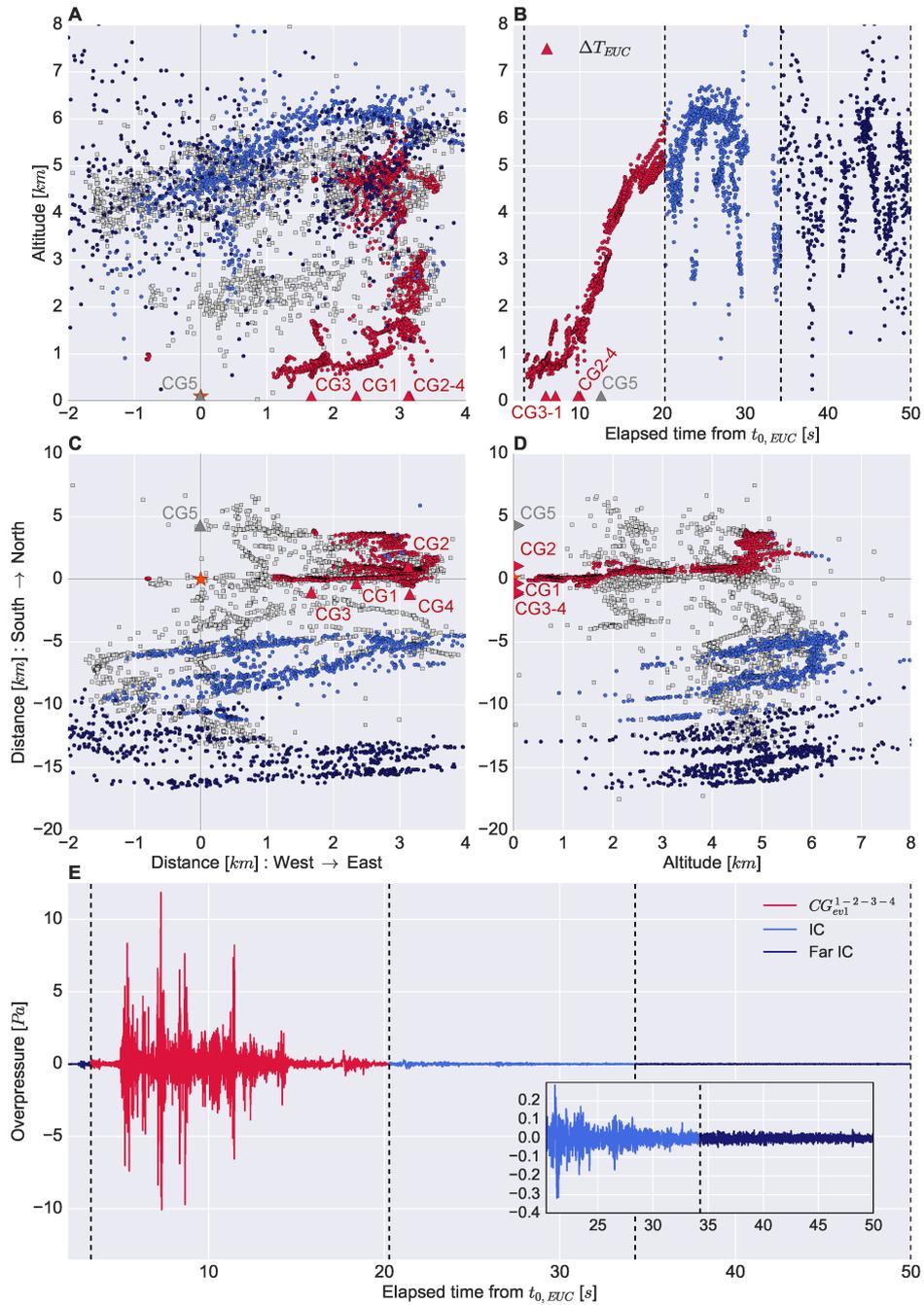


FIGURE 3.2 – Acoustic reconstructions and signals of event 1 which occurred the 26th of October at 20 :38 :12 (UTC). **A** : West - East vs Altitude projection. **B** : ToA vs Altitude. **C** : West - East vs South - North projection. **D** : Altitude vs South - North projection. **E** : Acoustic signal of the discharge with zoom in on low amplitude signal. Light grey squares correspond to HyLMA reconstructions, whereas the circle points are related to acoustic ones. The different colors symbolize the different parts of the discharge. For example reds are associated to  $CG_{ev1}^{1-2-3-4}$  in each subfigure. Triangles indicate EUCLID detections (except in Subfigure B where it corresponds to  $\Delta T_{EUC}$ ), and the orange star is the center of acoustic station location. Note that to not overload the figure, the notation  $CG_{ev1}^i$  (where  $i$  correspond to the discharge number), are simply replaced by  $CGi$ .

detected with a density of points sufficient to allow their connection. The location of these vertical channels matches perfectly the EUCLID detections and can therefore be identified

without any doubt to the return strokes.  $CG_{ev1}^2$  and  $CG_{ev1}^4$  are slightly more distant and less intense. Moreover, they are indistinguishable from each other in the West-East projection. They can nevertheless be individualized from  $CG_{ev1}^3$  and  $CG_{ev1}^1$  in the range [5.44–40.19] Hz. The most distant and less intense  $CG_{ev1}^5$  is hardly visible, even in the most sensitive [5.44–8.97] Hz frequency range.

The set of all ToAs makes it possible to discriminate the vertical patterns of the return stroke channels in Figure 3.1. This property is now used to separate, in the acoustic waveform, the return strokes from the intracloud parts by means of an analysis given in Figure 3.2. Subfigures 3.2A, C and D depict acoustic reconstructions in three different projection planes : West - East vs. Altitude (A), West - East vs. South - North (C : top view), South - North vs. Altitude (D). Subfigure 3.2B represents a Time vs Altitude acoustic reconstruction. Light grey square points correspond to HyLMA reconstructions, while red, blue and black circle points are related to acoustic ones with only one over two frequency bands here shown for the sake of clarity. Triangles emanate from EUCLID detections and the orange star identifies the central microphone. Finally Subfigure 3.2E displays acoustic pressure waveform with the same color code as the previous subfigures. The first observation is the good agreement between HyLMA and the acoustic detections, which confirms the previous results ([Gallin et al., 2016]). In particular the "cloudy" appearance of the IC part (blue dots) of the discharge is similar for EM and acoustic detections. On the contrary the return strokes seem much less spread out, extending horizontally no more than 2 km in both horizontal directions. Subfigure 3.2D shows an area, South to the array between 0 and  $-5$  km on the y-axis, where many HyLMA observations are not detected by acoustics. This is due to the masking effect of probably more intense and simultaneous (in the ToA sense) acoustic sources (compare the amplitude of the end of the red part of the acoustic signal with the blue one on Subfigure 3.2E) localized northwards.

Let us explain the colormap chosen for Figure 3.2 : red dots are associated with the beginning of the acoustic signal (see Subfigure 3.2B) during which the detected altitudes increase with time. The time extent of this part of the signal is delimited by the two first black dashed lines on Subfigure 3.2B and reported on Subfigure 3.2E. The very few points before the first dashed line at 3.31 s have too low amplitude to be clearly distinguished from ambient noise. The red part of the signal between the two first dashed lines corresponds to the first arrivals and therefore to the closest sources to the array. Consequently, they are also associated with more intense detections up to 10 Pa. The progressive increase of altitude of these sources over time shows that they are related to a part of the flash extending quite vertically from ground up to about 6 km and with a lateral extension less than 2 km. Moreover this part of the signal is horizontally colocalized with four out of five -CG EUCLID detections. Consequently it is most likely that this part of the signal emanates from these CGs. The upper part of this red area above 2 km matches well with HyLMA detections. For the lower part ( $< 2$  km), HyLMA detections are too rare due to VHF sources located at too low altitudes to be detected by a sufficient number of HyLMA antennas as already shown by [Gallin et al., 2016]. Knowing that a return stroke is produced in less than 100  $\mu$ s, one may wonder why, in this figure, it takes about 17 seconds to reach the highest altitude. Actually this time is due to

the time of propagation between the farthest positions of the lightning channel (at altitude) and the closest ones (near the ground). Here with a 6 km high vertical return stroke, located about 2 km from the station, the difference in times of arrival between the top and bottom of the lightning channel is about 18 s, in agreement with the time interval of Figure 3.2B, for a constant sound speed.

The blue part of the signal is delimited in time by the second and third dashed lines. During this part of the signal, there is no clear upward evolution of altitude over time, which remains mostly in the range 4 to 6 km, thus corresponding to the IC part of the flash. This is confirmed by collocated HyLMA detections. Nevertheless some vertical patterns are clearly identifiable, connecting the two horizontal IC layers. The better detection of vertical structures had already been noted by [Gallin et al., 2016]. The end of the signal (black dots) detects the sources at a distance greater than 10 km all located southwards, with poorly matching HyLMA detections, with a low density of points and high dispersion in altitude. The amplitude of the corresponding signal is less than 0.05 Pa, similar to the noise level. It is much lower than the blue part signal with a range of amplitude of  $\pm 0.3$  Pa (see zoom inside Subfigure 3.2E). [Gallin et al., 2016] have shown that altitude reconstruction is losing precision with distance generally greater than 10 – 20 km from the station. Moreover, the accuracy of the azimuth and elevation angle depends on the signal-to-noise ratio. Consequently, this part of the signal is not reliable enough to be investigated further.

In this section, in addition to the reconstruction maps, the processing of CG and IC separation using ToA provided good results. This separation method will now be used to separate the different CGs of the same flash.

### 3.2.3 Separation of different return strokes

In some cases, such as event 1, it is even possible to further separate the discharge more precisely than just a group of CG from IC one. We have already emphasized in Figure 3.1 the possibility of separating the CG part into three more detailed parts. To go further in this analysis, we plotted the altitude versus time reconstruction results obtained in the frequency bands of 5.44 to 109.20 Hz (bands 17 to 29) in Figure 3.3. A finer time separation of the CGs is now visualized in Subfigure 3.3B by the second, third and fourth additional dashed lines (compared to Subfigure 3.2B). The second one (separating red and yellow parts of the CGs) is due to the  $CG_{ev1}^1 \Delta T_{EUC}$ . The next one (separating the yellow and purple points) is also due to the  $\Delta T_{EUC}$  of  $CG_{ev1}^{2-4}$ . These two time separations also appear when the altitude suddenly falls down and then increases again. The coincidence between  $\Delta T_{EUC}$  and the ground location of EUCLID (in the West - East plane showed in Subfigure 3.3A) for  $CG_{ev1}^3$ ,  $CG_{ev1}^1$  and  $CG_{ev1}^{2-4}$  supports this analysis. The fourth time separation (fourth dashed line) is chosen above 2 km in altitude at a time of a short hole in the time vs altitude reconstruction. These choices lead to the proposed CG fine reconstruction of Subfigure 3.3A where the upper part of the CG channel between 2 and 5.5 km splits below 2 km in four separate channels each associated to an EUCLID detection :  $CG_{ev1}^3$  first, then  $CG_{ev1}^1$  and lastly  $CG_{ev1}^2$  and  $CG_{ev1}^4$  which cannot be separated acoustically from one another because they are almost at the same distance from

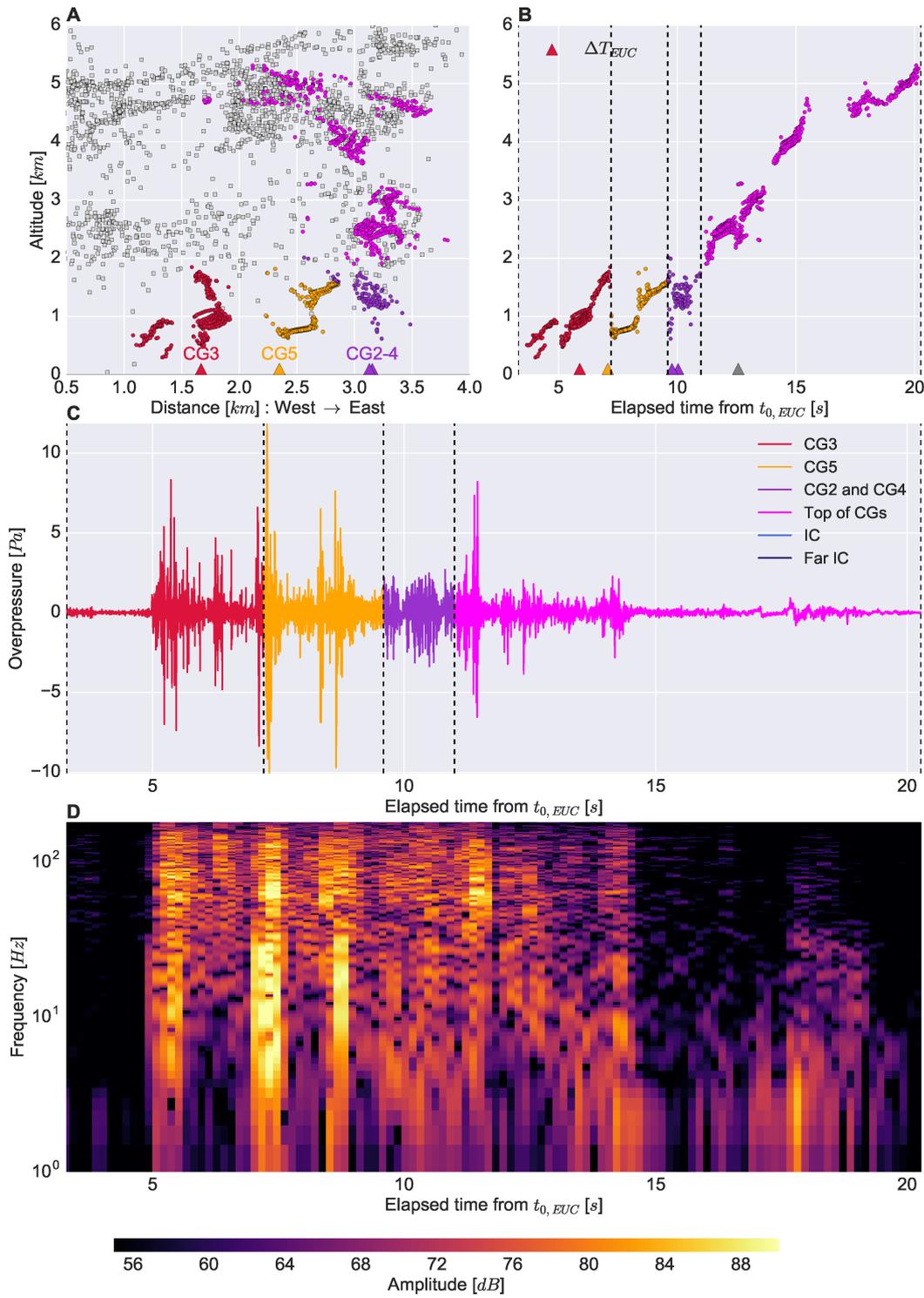


FIGURE 3.3 – Acoustic reconstructions of event 1 with a better discrimination of the different flash parts. **A** : West - East vs Altitude projection; **B** : ToA vs Altitude; **C** : Acoustic signal. Grey square points correspond to HyLMA detections, triangles to EUCLID ones and circle points to acoustic ones (the colormap corresponds to the different discriminated parts of the discharge); **D** : Spectrogram of the waveform showed on Subfigure C in a logarithmic scale for the frequency axe. Like in Figure 3.2,  $CG_{ev1}^i$  notations are replaced on this figure by  $CGi$ .

the acoustic station (see Table 3.2). Note that other methods exist to separate source contributions of concurrent signals. For example, using high resolution beamformer as well as the MUSIC method ([Ouden et al., 2018]) could provide new results (like allowing the separation of  $CG_{ev1}^2$  and  $CG_{ev1}^4$ ) and should be investigate in the future.

In terms of maximum pressure amplitude (Subfigure 3.3C) the four CG components are similar in the the range of 2 to 10 Pa, which is one order of magnitude greater than the rest of the signal. Finally, Subfigure 3.3D shows a spectrogram of the above waveform. The frequency axis is drawn using a logarithmic scale to highlight the infrasound content. Note that [Holmes et al., 1971] (see their Figure 7) showed a spectrogram of recorded thunder that has a broadband content associated with the strongest peak to peak parts of the waveform. More recently, [Assink et al., 2008] (see their Figure 3) presented in their paper a spectrogram of the low frequency content ( $f \leq 10$  Hz) of a strong thunder. As for the Holmes's spectrogram, they observed a wide band and a high amplitude content clearly corresponding to the strongest peaks of the associated waveform. They labeled them blastwaves. These previous observations are now confirmed (Subfigure 3.3D) over a frequency range of two decades. This new and powerful method allows the reconstruction of a flash and the identification of its different components using only four microphone measurements. However, such a fine reconstruction is possible only if the CG does not fall too far from the array ( $r < 20$  km) and if the CGs are not too close to each other.

### 3.2.4 Identification of different discharges for three other events

The method is applied to three other events to confirm its availability to identify the different components of a flash. Those three other events (including event 1 already presented) offer an interesting panel of lightning occurring on two different days with near and far discharges, positive and negative CGs, and even a pure IC.

Event 2 occurred during the S3 thunderstorm at 20 :28 :56 (UTC) and was composed of five -CGs : four reached the ground at almost 8 – 9 km away from the central microphone, while the last one was much closer at 300 m from the acoustic station as summarized in Table-3.3. Event 3 was composed of only one +CG discharge at 5 km (see Table-3.4). It comes during the S2 thunderstorm at 00 :16 :06 (UTC). Finally, event 4 was a pure IC discharge detected by EUCLID during the S3 thunderstorm at 20 :35 :58 (UTC) (see Table-3.5). The analysis process used for event 1 is applied in exactly the same way for those events.

Figure 3.4 shows a fine reconstruction of event 2 with four sub-events separated in time. As for event 1, the first part (red points) is linked to a source close to the array (in agreement with EUCLID detection of  $CG_{ev2}^1$ ) and extending in time as long as altitude increases. The  $CG_{ev2}^1$  return stroke of this flash is the closest natural event (300 m) ever acoustically reconstructed to our knowledge. It is depicted by red dots. Furthermore as visible on Subfigures 3.4A, C and D, the good match with  $CG_{ev2}^1$  EUCLID detection confirms it can be associated to  $CG_{ev2}^1$  return stroke. However one may observe some "holes" in this channel reconstruction (between 5 and 7 s in Subfigure 3.4B corresponding to the altitude range 1 – 2 km in Subfigures

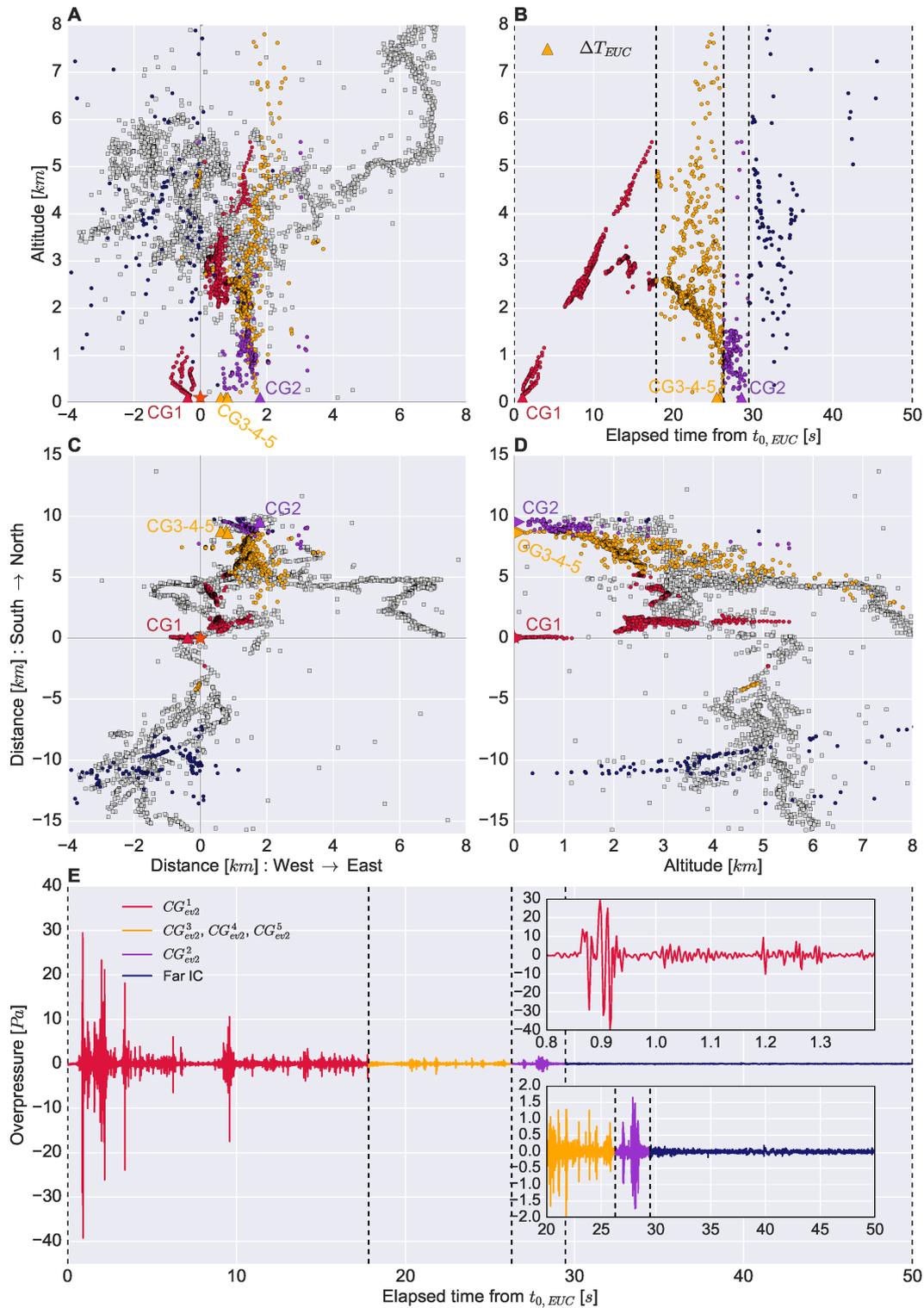


FIGURE 3.4 – Reconstructions and signal of event 2 which occurred the 26th of October at 20 :28 :56 (UTC). Same legend as Figure 3.2. Top zoom of Subfigure E corresponds to the waveform of the pressure peak whereas the bottom zoom is associated to the low amplitude part. Like in Figure 3.2,  $CG_{ev2}^i$  notations are replaced on this figure by  $CG_i$ .

3.4A, B and D). This lack of data occurs when the discharge channel passes just at the vertical of the station (as visible in Subfigure 3.4C), and thus induces elevation angles close to  $90^\circ$

and hardly detectable by PMCC algorithm. Indeed, such angles result in an infinite apparent horizontal velocity with almost no difference in ToA between the different microphones. In Subfigure 3.4A, the lowest part of the channel below 1 *km* exhibits three branches due to the quite low frequency bands (the chosen bands are from number 9 to 28 from Table 3.1) used here for this reconstruction, for which precision slightly degrades. These bands are nevertheless chosen here because they allow us to also reconstruct a much more distant part of this flash as will soon be shown. In Subfigures 3.4B, C and D, around 12 *s*, a small cluster of red points is visible between 3 and 5 *km* Northwards and between 2 and 3 *km* in altitude. It emanates actually from a tiny part, both in duration and amplitude, of the IC component arriving at the same time as the top of  $CG_{ev2}^1$  and mixed with it in the time signal. The farthest CGs ( $CG_{ev2}^2$  to  $CG_{ev2}^5$ ) of this event are also reconstructed (yellow and purple points) despite of their distance ( $\approx 9$  *km*). They are separated from each other by about 26 *s*, corresponding to the  $\Delta T_{EUC}$  of  $CG_{ev2}^3$ ,  $CG_{ev2}^4$  and  $CG_{ev2}^5$  which is suitable with the propagation time over this distance. In both West to East and South to North directions (Subfigures 3.4A and D), these points present a clear vertical extension, though they are also slightly inclined to the South for about 5 *km*.

Note that their top parts are closer to the station than their bottom ones (localized by EUCLID), so that the sound signal from top arrives first. This geometry explains the now reversed decrease of altitude with time (between second and fourth dashed lines). The end of the purple signal (fourth dashed line) is located at the end of this decrease, matching quite well  $CG_{ev2}^2$  ToA. Above 2.2 *km* of altitude we can see an important number of yellow points though with a lower density than below. Those high altitude points match reasonably well with HyLMA detections, so that they can be associated to a high altitude IC component of the discharge. In the waveform (Subfigure 3.4E, in particular in the zoom) we can also note that the part associated to  $CG_{ev2}^2$  is well separated from the previous wave packet, and is of much higher amplitude than the following signal. Consequently, purple points are clearly associated to  $CG_{ev2}^1$  and yellow points to  $CG_{ev2}^{3-4-5}$ . These three last ones are too close to one another to be distinguishable at this distance ( $\approx 9$  *km*) while  $CG_{ev2}^2$  is more isolated and can be separated. Their locations are especially satisfying in the South to North direction, less accurate in the West to East one. The global shape of these four CGs seems probably similar to event 1, with a common vertical channel separating in four sub-ones below 1 *km*. Similarly to event 1, blue points seem to be associated to the farthest part of the IC. In complement to event 1, this event proves that our method allows us to also separate components of the discharge very close to, as well as much farther from, the microphones. However we can notice that the detection accuracy decreases with distance.

The result of the analysis for event 3 is presented in Figure 3.5. The red dots, associated to an altitude increasing in time from almost ground level to about 4.5 *km*, match perfectly the EUCLID detection. Both in the South to North and the West to East planes, the return stroke channel is particularly straight. This is expected for a +CG which are known to be much less tortuous than negative ones ([Rakov and Uman, 2003]). Green points arriving just before the red ones seem linked to a small IC component just above the microphones array. On the contrary the pink points following the red ones may be associated to either the top

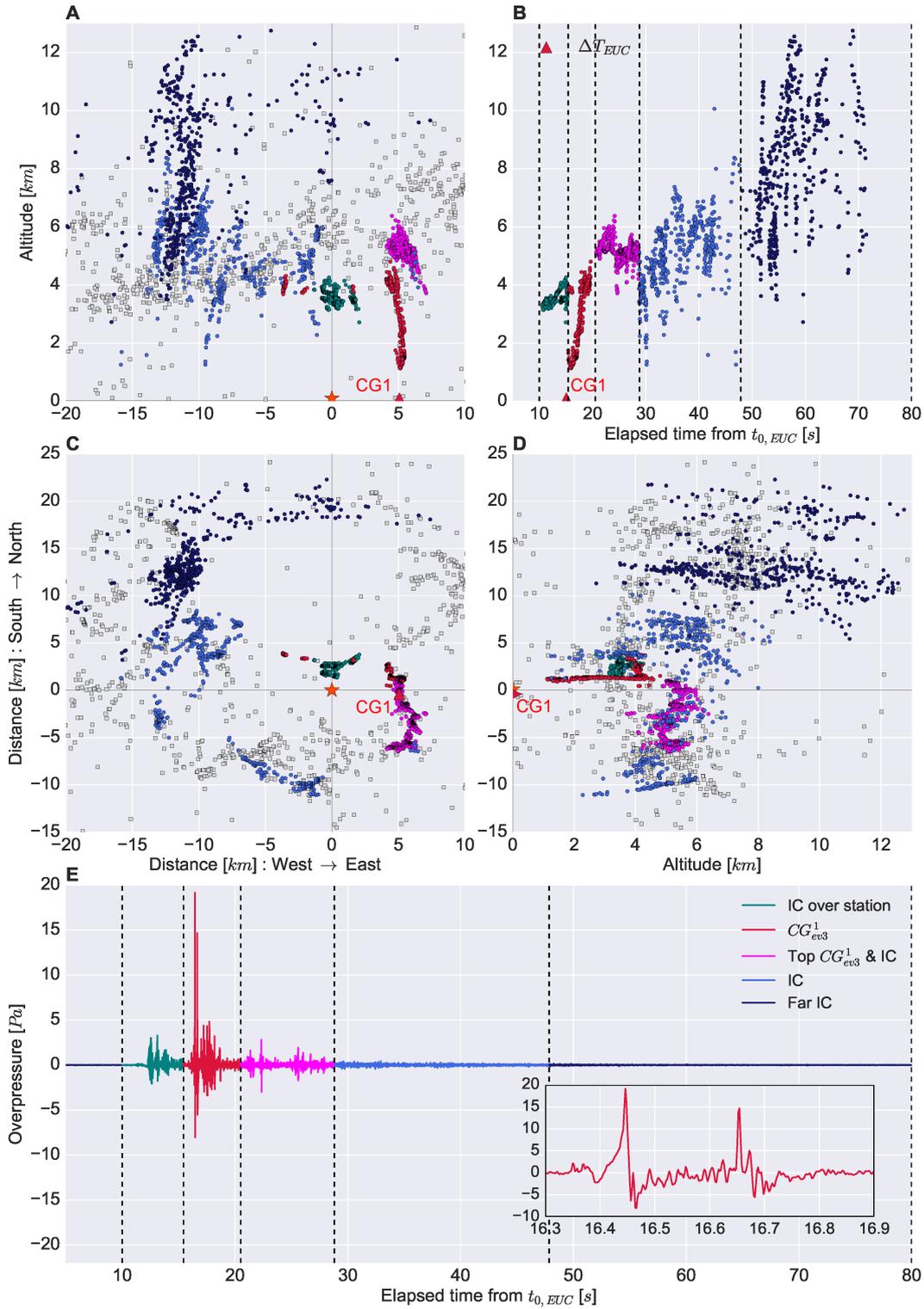


FIGURE 3.5 – Reconstructions and signal of event 3 which occurred the 23rd of October at 00 :16 :06 (UTC). Same legend as Figure 3.2. Zoom of Subfigure E corresponds to the waveform of the pressure peak. Like in Figure 3.2,  $CG_{ev3}^i$  notations are replaced on this figure by  $CGi$ .

of the CG, or to the beginning of an IC part. Finally dark and night blue points (between the fourth and the sixth dashed lines) are detected with a good matching with HyLMA ones, so that they belong unambiguously to ICs. This is in agreement with known behavior of positive

CG discharges ([Rakov and Uman, 2003]) which neutralize positively charged cloud cells at higher altitudes (here up to at least 12 *km*) than -CGs where negative charges are located generally in the heart of the cloud. Subfigure 3.5E zooms in on the most intense part of the discharge, showing a very well individualized waveform between 16.4 and 16.5 *s*. This shape is very different from  $CG_{ev2}^1$  (a -CG event) visible with the same time window on the upper zoom in Subfigure 3.4E.

Figure 3.6 presents the reconstruction of event 4. Note that EUCLID detects ICs less frequently and mostly their vertical parts ([Schulz et al., 2016]). Let us also remind the reader that this event was already studied by [Gallin et al., 2016] with a smaller frequency range. In the altitude vs time Subfigure 3.6B the signal is separated in a first phase (light blue points) beginning approximately at  $\Delta T_{EUC}$  and lasting as long as altitude increases. The second phase displays more scattered altitudes (blue points). The first burst is clearly identified to the EUCLID detection with a peak current of +9.9 *kA* comparable in magnitude order to  $CG_{ev1}^5$  or  $CG_{ev2}^3$ . It corresponds mostly to a vertical pattern between 2 and 10 *km* connecting the two horizontal layers in the cloud located approximately at about 4 and 8 *km* and with opposite charges ([Rakov and Uman, 2003]). In terms of pressure amplitude a peak to peak level of around 2.5 *Pa* shows a similar level as  $CG_{ev2}^2$ . However, in the zoom of Subfigure 3.6E, a second wave packet at almost 34 *s* is more intense than the signal just before. It is reconstructed as a second IC, which connects two horizontal layers of the thundercloud between 4 and 8 *km* altitude. This discharge was not detected by EUCLID but the HyLMA sources are colocated with the acoustic sources. The acoustic method also makes it possible to reconstruct a pure IC vertical discharge. This signal provides a reference waveform for this type of discharges, to which CG signals will now be compared. More generally, one observes that acoustics, similarly to LF electromagnetic sensors, is more sensitive to vertical sources so that it can here detect two vertical branches within an IC.

Finally the use of the reconstruction method on 4 different events in this section (Figures 3.2 to 3.6) shows its ability to separate a CG group from an IC one, both with 3D reconstructions and acoustic signals. That allows us to associate parts of the waveform with geometrical parts of the lightning. Thus, this is a very important result, which enables us to study the spectrum of a specific part of the discharge.

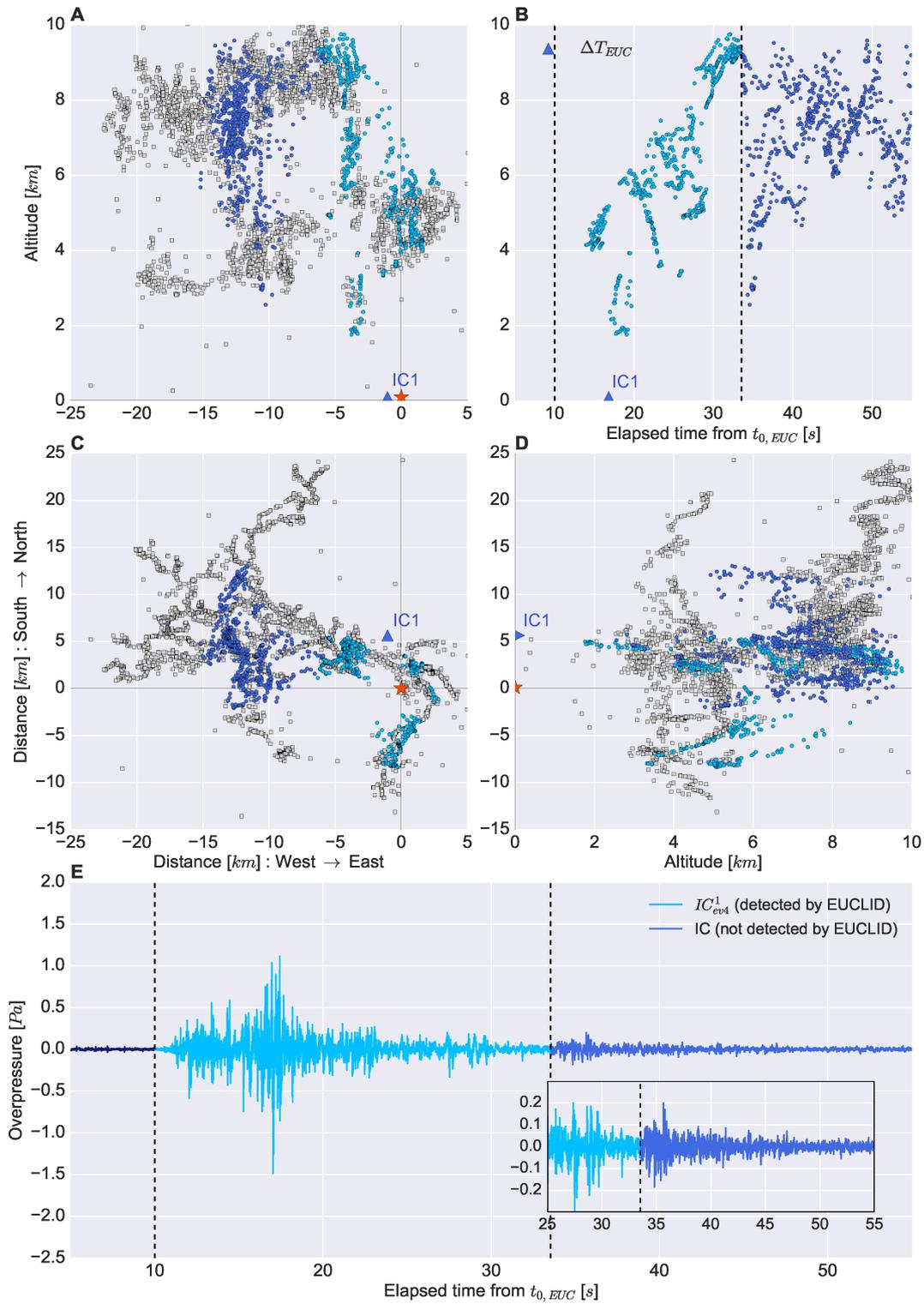


FIGURE 3.6 – Reconstructions and signal of event 4 (pure IC) which occurred the 26th of October at 20 :35 :58 (UTC). Same legend as Figure 3.2. Like in Figure 3.2,  $CG_{ev4}^i$  notations are replaced on this figure by  $CG^i$ .

## 3.3 Spectral analysis

### 3.3.1 Description of the set of the events

After showing how different parts of the discharge can be separated from each other in the waveform, this section is devoted to the detailed spectral analysis of these separated signals. It is first performed on the four previous events (Figures 3.8 for events 1 and 2, and 3.9 for events 3 and 4) and then on ten additional events (Figure 3.10, for events 5 to 14) selected from S1, S2 and S3 thunderstorms. Information about these additional events is presented in Table 3.6 (note that the first four rows of this table correspond to the overall events 1 to 4 already studied). These overall fourteen thunder spectra, emanating from different types of discharges (e.g. positive and negative polarities, one or several return strokes, CGs or ICs) at different distances from 0.3 to 20 km and for three different thunderstorms, provide a unique panel for thunder energy spectra. Frequency energy spectrum  $\tilde{S}(f)$  is given by (3.1)

$$\tilde{S}(f) = 10 \times \log_{10} \left( \frac{2 |\tilde{P}(f)|^2}{P_{ref}^2} \right) \quad (3.1)$$

where  $f$  is the frequency (in the range of [0.5 – 180] Hz),  $\tilde{P}(f)$  is the Fourier Transform of the waveform  $P(t)$  computed using standard Fast Fourier Transform and  $P_{ref} = 20 \mu Pa \cdot Hz^{-1}$  is the standard reference level for a reference duration of one second. The sampling frequency at 500 Hz is sufficient to evaluate frequencies up to 180 Hz. At the low frequency limit, energy spectrum can be underestimated for the shortest signals of duration  $T$ , as the purple  $CG_{ev1}^{2-4}$  which lasts about 1 s. Reliable values are only available for frequencies above  $5/T$ . This is why we also show on the second column of Figure 3.8 the spectra of merged  $CG_{ev1}^{2-3-4}$  and merged  $CG_{ev2}^{2-3-4-5}$ . Each spectrum is plotted with a color corresponding to its flash category : red for first CG or CG group, purple for subsequent CG or CG group if it exists, yellow and magenta for further CG separation of events 1 and 2 only, light blue for ICs and dark blue for end of signals. For event 3 the IC signal is split in three shades of blue. Note that most intense (red) CGs are always the closest flash components, except for event 12 where the most intense one is a +CG that is about 11.6 km, 2 km farther than the -CG group in the range 9.0 to 10.5 km.

### 3.3.2 Assesment of SNR

To ensure that measured signals are above the level of ambient noise, the power spectrum densities (PSD) measured over one hour before or just after each three thunderstorms are given on Subfigure 3.7A. Power spectrum density has been chosen because it is independent of the signal duration, from 7 pm to 8 pm for thunderstorm S1, from 2 am to 3 am for thunderstorm S3. It can be noted that the noise level is roughly the same for the three storms, in the range of 20 to 40 dB with differences of the order of 5 dB. The PSD of the three parts of event 10 (one CG, one IC and End of signal) is much higher than the ambient noise, up to 40 dB for the CG part. Event 10 was chosen as a representative flash, relatively far away (7.15 km). Only the upper frequency part of the end-of-signal is comparable to the noise level. Most of the other flashes studied in this paper are more energetic and therefore will be

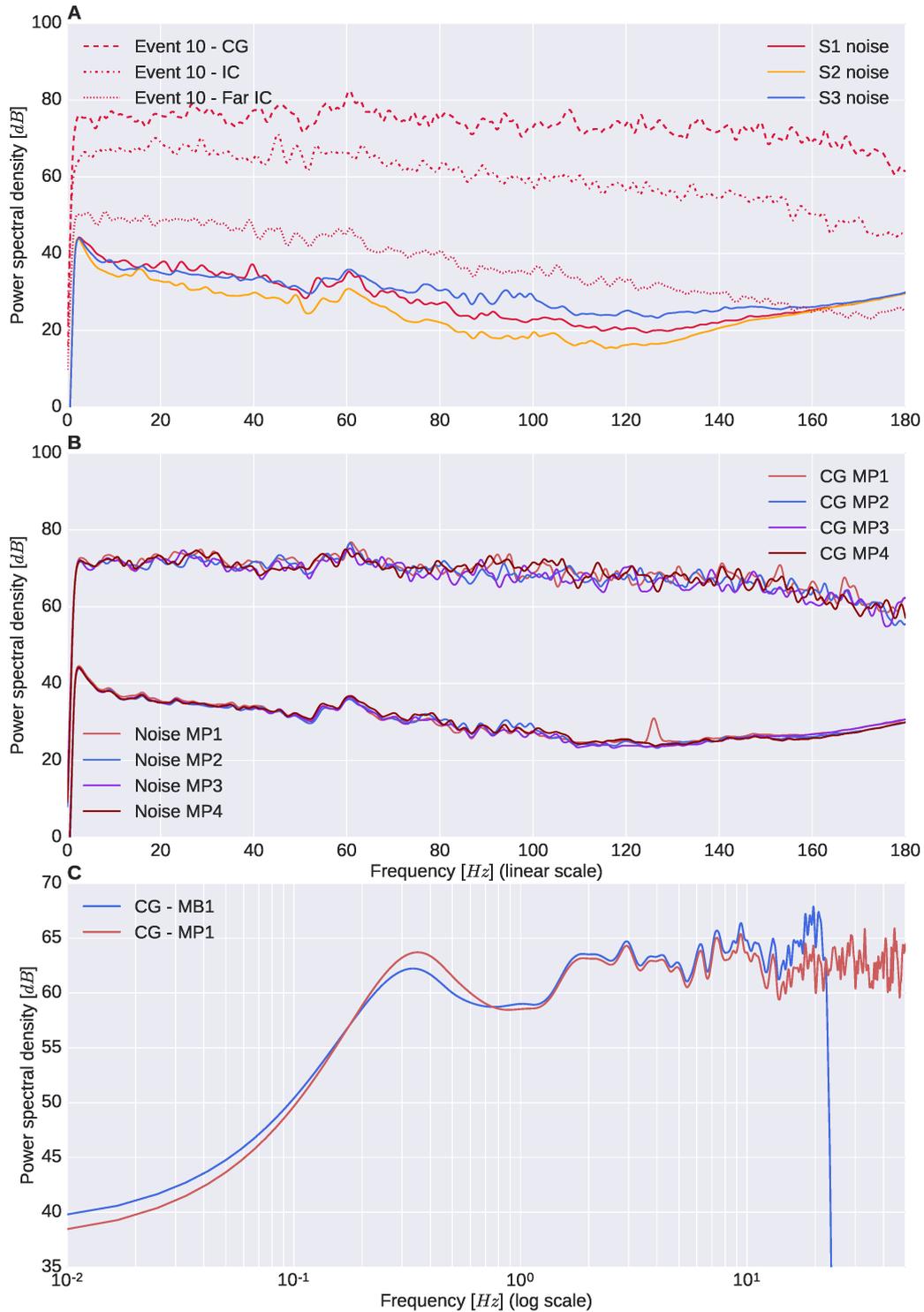


FIGURE 3.7—**A**: power spectral densities of the three different storms ambient noise (red, blue and yellow solid lines) vs power spectral densities of common CG, IC and far IC parts from a natural flash (red dashed lines). **B**: power spectral density comparison of the four microphones in two different cases: the ambient noise of S3 thunderstorm for the lower curves and a common CG (event 10) recording for the upper curves. **C**: Power spectral density of event 10 respectively recorded by colocalized MP1 (microphone, red solid line) and MB1 (microbarometer, blue solid line).

higher than the noise level. Subfigure 3.7B is a comparison of power spectral densities from the four microphones (MP1, MP2, MP3 and MP4) of the acoustic station in two different situations. The lower curves are related comparison of the ambient noise microphone, whereas the upper ones correspond to a comparison of CG signal. Regarding the ambient noise PSD comparison, we can observe that the four microphones give very similar spectra (except for a local resonance at 127 Hz for MP1 due to a minor electrical issue in the recording chain). This justifies the use of a single sensor for the spectral analysis. Concerning the CG signal PSD comparison, the four spectra have a very similar level and their low frequency content ( $< 20$  Hz) matches very well. For higher frequencies, the different curves become a little less stackable (though they remain at the same energy level). Since received thunder signal is very position-dependent and that the microphones at the apex of the array are separated 50 m from each other and 35 m from the central microphone, the waveform can be slightly modified between them, inducing a small variation of the spectrum. However since the low frequency parts match very well, that allow us to neglect the effect of wind noise. Indeed the coherence of wind above 0.1 Hz is well below 50 m and could not be recorded identically on the four microphones. Finally, Subfigure 3.7C plots a spectrum comparison from the event 10 signal recorded both on colocated microphone MP1 and microbarometer MB1. Simultaneously, the spectra almost are perfectly superimposed in the range 1 – 10 Hz. The MB anti-aliasing filter slightly increases the amplitude of the spectrum above 10 Hz. However, this figure confirms the accuracy of microphones in the low frequencies. Note that the low frequency wide peak around 0.3 Hz could be related to swell (from either Mediterranean Sea, or Atlantic Ocean).

### 3.3.3 Comparisons of CG and IC spectrum levels

If we analyze the events by type, the first observation is that the nearest CG discharges (plotted as red spectra on Figures 3.8, 3.9 and 3.10) are always the most energetic one by comparison to the other components of a flash (even when a part of the IC is closer and arrives sooner for event 3 for instance). The CGs arriving first contain most of the acoustic energy. Nevertheless, in this category, energy tends to decrease with distance, as shown on Figure 3.10. One exception is event 10 at about 7 km, which has a very high energy level comparable to event 6 at about 2 km. This particular behavior is likely due to the fact that event 10 is a +CG intense discharge with a very high iCMC value that gave rise to a *jellyfish* sprite ([Soula et al., 2015]). Such events are known to be particularly energetic from an EM point of view, which is also observed acoustically here. Compared to IC energy spectra, CGs are 10 to 40 dB higher. Note that the closer the CGs are the more important this difference in energy is. Note however for instance for event 3 (Figure 3.5) that when part of the IC arrives before the +CG (meaning that the IC is closest than the CG), this difference in energy level is reduced in the high frequency part of the spectrum. A more detailed analysis of this dependence of energy with distance will be performed in the Section 3.4.

The shape of the spectrum of the first IC event 4 (detected by EUCLID and plotted as medium blue) shows a relatively intense spectrum decaying faster in the low frequency part. A similar trend is observed for the IC of the events 1 or 2. The spectrum of the second event 4 IC

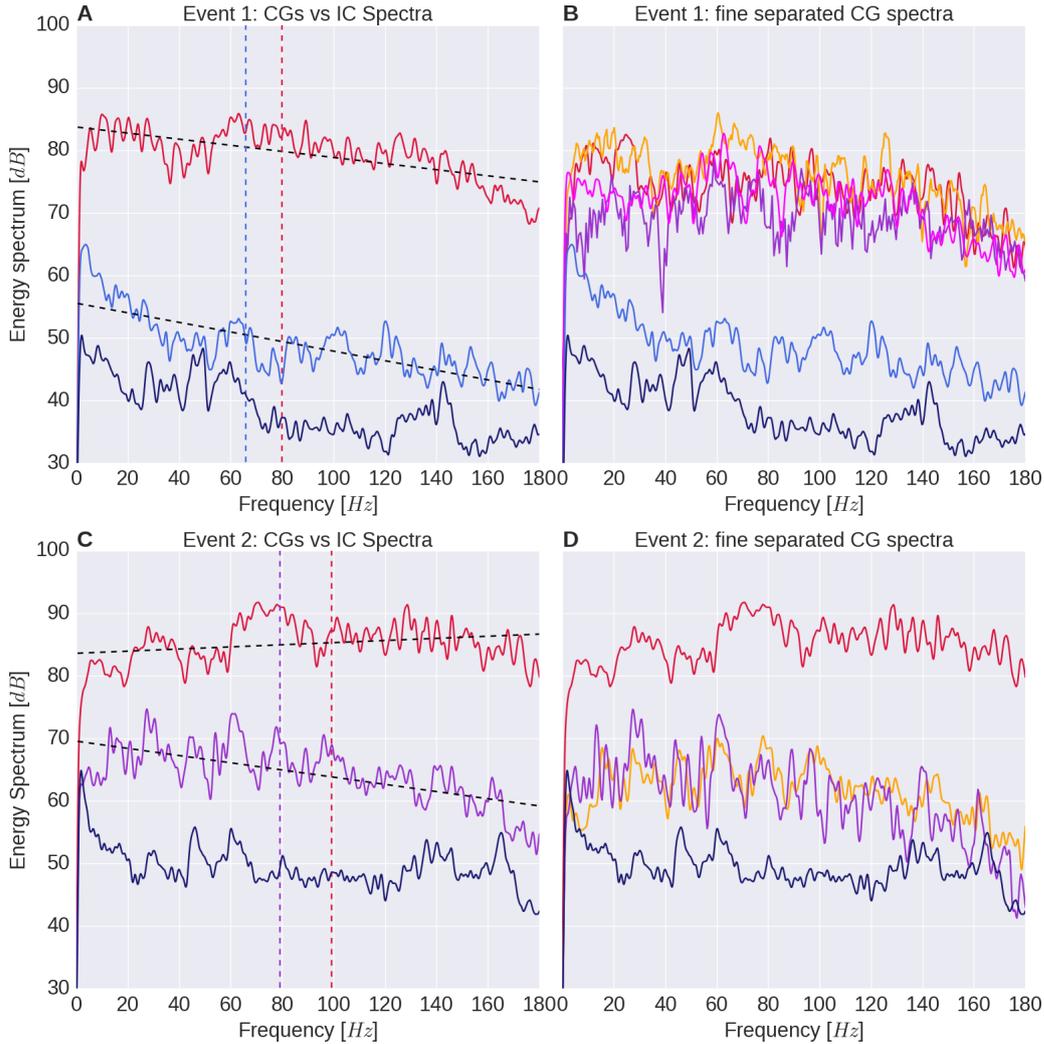


FIGURE 3.8 – **A** : spectra from event 1 : red curve corresponds to all CGs together spectrum, the blue one corresponds to the IC part and darkblue to far IC. **B** : spectra of each part from event 1 : red curve corresponds to  $CG_{ev1}^3$ , yellow to  $CG_{ev1}^1$ , purple to  $CG_{ev1}^{2-4}$ , pink to the top of those CGs, blue to IC and darkblue to far IC. Same colormap as used in Figure 3.3. **C** : spectra from event 2. Red curve corresponds to  $CG_{ev2}^1$  spectrum, purple to  $CG_{ev2}^{2-3-4-5}$ , and darkblue to far IC. **D** : spectra from event 2 with separation of some CGs : Red corresponds to  $CG_{ev2}^1$  spectrum, yellow to  $CG_{ev2}^{3-4-5}$ , purple to  $CG_{ev2}^2$  spectrum and darkblue to far IC. Same colormap as used in Figure 3.4.

shows a similar decay trend but with a lower amplitude and may reach the level of ambient noise beyond 120 Hz. Similar observations of globally linearly decaying IC spectra can be made analyzing events 5 to 14 by the case of events 6, 8 and 11 detected by EUCLID. Event 3 could be separated into several IC parts. The spectrum of the first part (in blue-green), which occurs just above the station (see Figure 3.5), is quite intense, with peaks at 80 dB and a more or less linearly decrease with frequency, but keeps a significant high frequency content. The other IC parts are more distant, and decay regularly. The quite energetic aspect of these IC discharges may be linked to the fact that they are part of an intense +CG discharge giving rise to a wishbone sprite ([Soula et al., 2015]) with a high Charge Moment Change (CMC) of 2115 C.km (see Section 3.4). Powerful and numerous IC discharges are usually observed

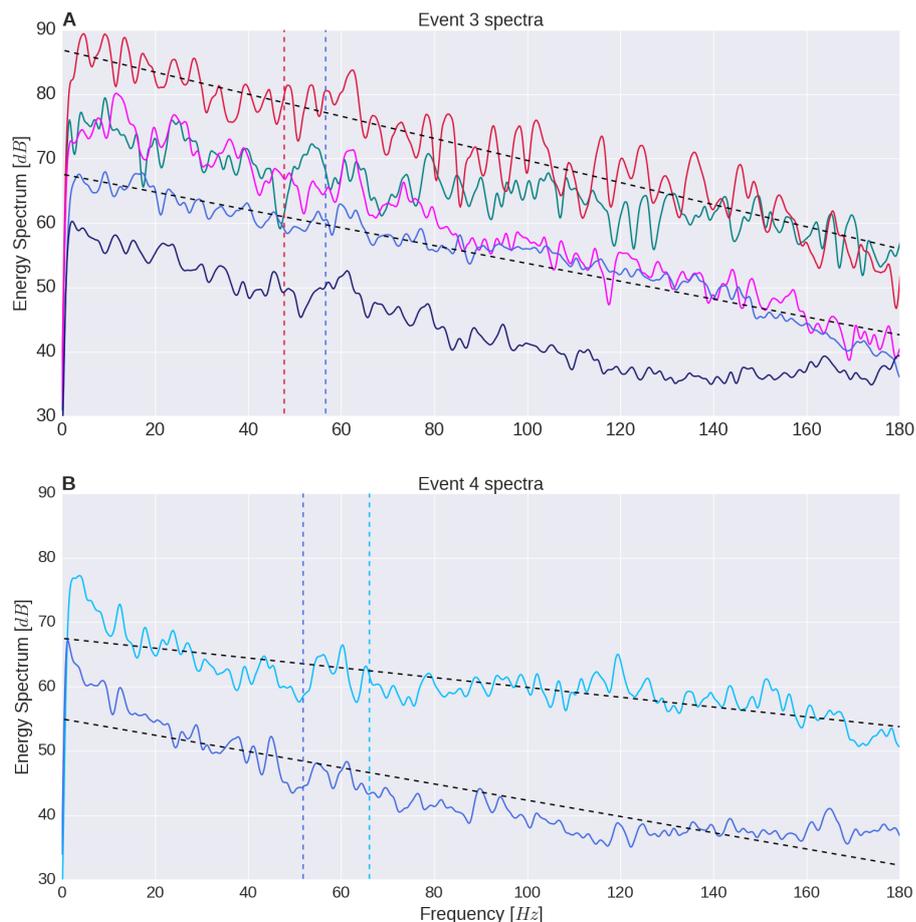


FIGURE 3.9 – **A** : spectra from event 3 : red curve corresponds to  $CG_{ev3}^1$  spectrum, teal to IC just over the station spectrum, pink to top CG1 and IC, blue to IC and darkblue to far IC. Same colormap as used in Figure 3.5. **B** : spectra from event 4 : lightblue curve corresponds to EUCLID detected  $IC_{ev4}^1$  and blue corresponds to an another IC which isnot detected by EUCLID. Same colormap as used in 3.6.

for this kind of sprite as shown, for instance, by [Van Der Velde et al., 2014] using LMA data. Acoustic measurements confirm this characteristic of the +CG producing sprites. The less intense IC spectra reach a high frequency plateau around 35 dB, at the ambient noise level.

### 3.3.4 CGs produce infrasounds

The second main observation regarding the CG discharges is that their frequency spectrum always contains a significant infrasonic component. Except for the last two most distant events, the infrasonic level is in the range [75 – 90] dB. As already mentioned in the introduction, two mechanisms have been proposed for the origin of thunder. On the one hand, the audible thunder comes from the shock wave resulting from the sudden heating of the lightning channel. On the other hand, the infrasound thunder comes from the sudden electrostatic release in the cloud. Our reconstructions link the most intense infrasound to CGs, thus it shows that Wilson’s electrostatic model, even possible, cannot be the dominant model. In particular, events 2 and 5 located about 300 m from the acoustic array provide, to

our knowledge the closest measurement of natural thunder spectra. Acoustic imaging of a single triggered lightning producing nine CGs, was recently achieved by [Dayeh et al., 2015] at about 100 *m* from the lightning ground impact in the range [20 – 20,000] Hz. Comparing their frequency spectrum (their Figure 3d) to our spectra for events 2 and 5 in the common frequency range [20 – 180] Hz one observes a relatively flat behavior. The spectra of events 2 and 5 reach an absolute maximum at 70 Hz and 150 Hz respectively. These values are compatible with the frequency peaks predicted by Few's model. A linear regression of the energy spectrum in *dB* with the frequency (plotted as a black dashed line on Figures 3.8, 3.9 and 3.10) shows a positive slope for these two nearby events.

For other more distant events, this slope becomes negative. This type of decreasing spectrum has already been observed by [Holmes et al., 1971]. Moreover they also observed that CGs were almost three times more intense than ICs. Note that [Holmes et al., 1971] did not have the distance between the lightning stroke and their acoustic station, nor any reconstruction of the lightning channel producing the studied signals. For the moderately distant (in the range 2 to 3 *km*) events 1, 6, 7 and 8, the spectrum is approximately flat in the low frequency part (up to 80 – 100 Hz) and then decreases more or less linearly in the logarithmic *dB* scale. This linear decrease spreads over the entire spectrum for events 3, 9, 11 and 12 in the range 5 to 12 *km*. Once again energetic event 10 is an exception which displays an almost flat shape up to 120 Hz with a slight peak at 60 Hz. Such linear decay has also been measured and simulated by [Ribner and Roy, 1982] using a model of tortuosity for the lightning channel associated to an N-wave source. The CG spectra of the remote events 13 and 14 are very close to the ambient noise level at around 35 *dB*, or even go within the noise level for the highest frequencies.

When a second CG or CG group can be separated, it is shown as a purple spectrum. This category (events 2, 9, 12 associated to distance in the range 9 to 10 *km*) presents a behavior similar to that category of the "red" CGs : a broad frequency content including infrasound and a globally linearly decaying slope. The only exception is event 5 for which the second CG is much closer, about 1 *km* with much more energy and a flat spectrum similar to the closest "red" CGs group (events 2 and 5).

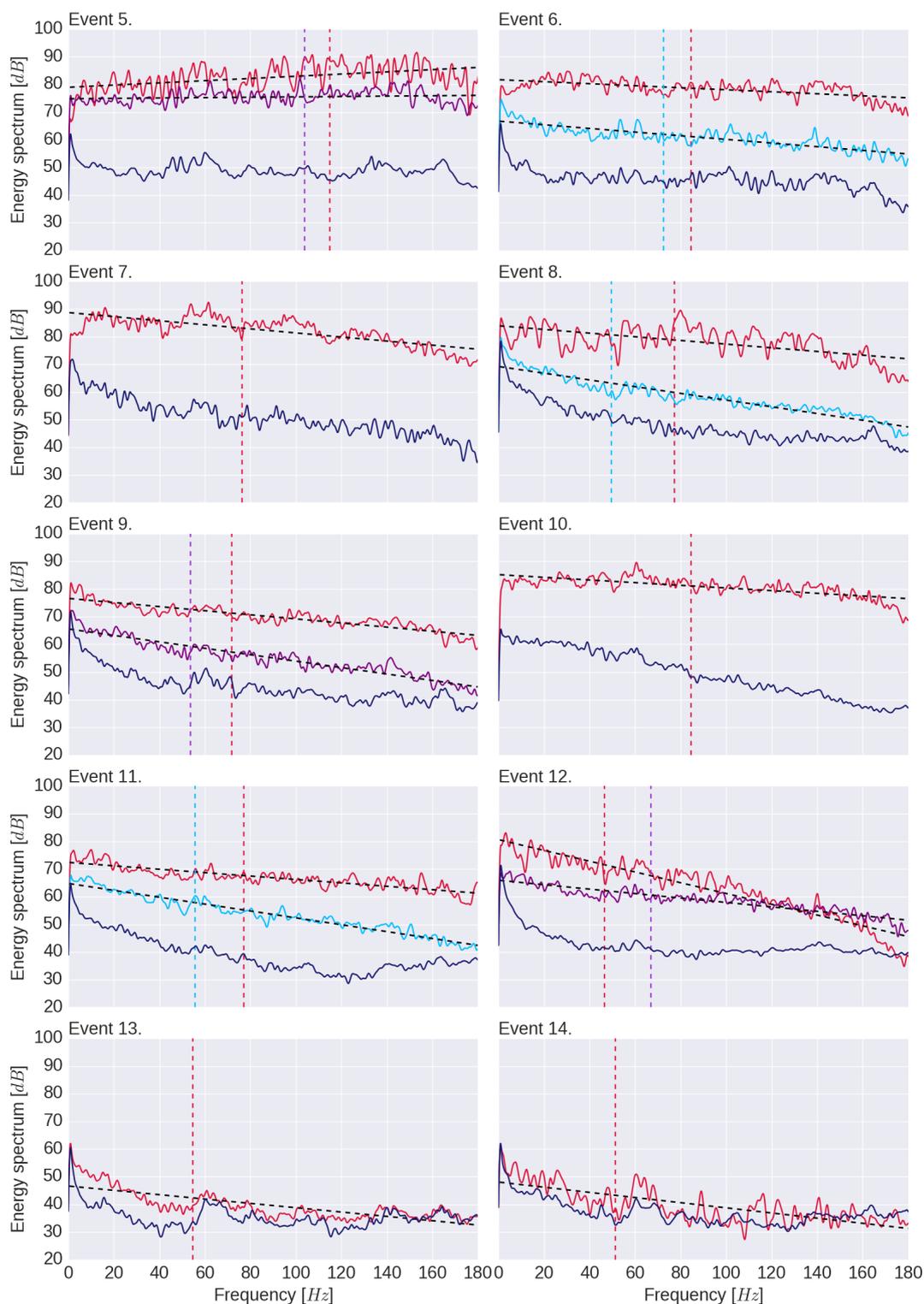


FIGURE 3.10 – Spectra from events 5 to 14 (described in 3.6) from the 27 selected for this study. Red curves are related to the main return stroke of a discharge, purple ones to another isolated return stroke, lightblues to intracloud component associated with an EUCLID detection and darkblue to far IC part. Red, purple or lightblue dashed vertical lines correspond to spectral gravity centers for the corresponding discharge category (e.g. red for the main return stroke spectrum), whereas black dashed lines represents linear regression fits.

TABLE 3.6 – Characteristics and statistical results for events 1 to 14. The four first lines correspond to the overall events 1 to 4. The hour selected for each event corresponds to the first discharge  $t_{euc}$ , rounded to the second. In the Group column, "pur" means purple and "lblu" light blue.  $f_{gc}$  is the spectral center of gravity,  $\alpha$  and  $\gamma_0$  are the slope and the intercept of the spectrum linear regressions,  $R^2$  is the coefficient of determination.

Event (n°)	Date (MM-DD)	Hour (hh:mm:ss)	Group (n°, color)	Content (-/+CG)	$r_{euc}$ (km)	$f_{gc}$ (Hz)	$\alpha \times 10^{-2}$ (dB.Hz <sup>-1</sup> )	$\gamma_0$ (dB)	$R^2$ ([0;1])
1	Oct 26th	20:38:12	1 (red)	5-CG	1.97	80.03	-4.87	83.74	0.36
2	Oct 26th	20:28:56	1 (red)	1-CG	0.38	99.26	+1.70	83.60	0.06
			2 (pur)	4-CG	8.79	79.18	-5.75	69.56	0.42
3	Oct 23rd	00:16:06	1 (red)	1+CG	5.10	47.77	-17.62	86.89	0.86
4	Oct 26th	20:35:58	1 (lblu)	1IC	5.72	66.02	-7.62	67.48	0.65
5	Oct 26th	18:34:42	1 (red)	1-CG	0.32	114.81	+3.99	132.9	0.20
			2 (pur)	2-CG	1.10	103.7	+0.72	128.7	0.02
6	Oct 26th	20:39:17	1 (red)	4-CG	1.90	84.71	-3.60	135.6	0.34
			2 (lblu)	1IC	5.88	72.42	-6.55	120.6	0.71
7	Oct 26th	20:35:00	1 (red)	4-CG	2.01	76.46	-7.30	142.6	0.57
8	Oct 26th	20:44:06	1 (red)	1-CG	3.00	77.18	-6.59	137.8	0.37
			2 (lblu)	1IC	16.11	49.50	-12.1	123.1	0.89
9	Oct 26th	20:57:17	1 (red)	3-CG	6.93	71.82	-7.38	130.5	0.80
			2 (pur)	3-CG	10.13	53.78	-11.6	119.5	0.89
10	Oct 22nd	23:33:50	1 (red)	1+CG	7.15	84.64	-4.77	139.1	0.49
11	Oct 22nd	23:54:27	1 (red)	1+CG	8.47	77.14	-6.11	126.3	0.70
			2 (lblu)	1IC	14.37	55.68	-12.3	118.6	0.93
12	Oct 23rd	00:33:58	1 (red)	1+CG	11.59	46.59	-19.44	134.5	0.90
			2 (pur)	3-CG	9.06	67.01	-7.9	119.8	0.84
13	Oct 22nd	20:32:04	1 (red)	1-CG	16.53	54.62	-7.80	100.5	0.60
14	Oct 22nd	20:56:38	1 (red)	1-CG	20.95	51.37	-9.27	101.9	0.56

### 3.4 Statistical analysis

Nineteen CGs were added to the 17 previous ones (providing from the 14 events presented in 3.6) for a statistical analysis. These 19 CGs were selected under the following conditions : (i) EUCLID provided a CG detection within 25 km, (ii) PMCC algorithm detected acoustic sources above EUCLID detections and in agreement with HyLMA, (iii) the acoustical signals were sufficiently more intense than the ambient noise level. They are associated to 10 other flashes recorded during the same three storms. The acoustic spectra of these 36 CGs are now analyzed statistically by introducing several metrics of interest. Events are referred on Figures 3.11 and 3.12 as upward (respectively downward) triangles for +CG (respectively -CG). Red color refers to S1 thunderstorm, yellow symbols to S2 thunderstorm, and blue ones correspond to S3 thunderstorm. Note that all +CG (yellow triangles) gave rise to the sprites analyzed by [Soula et al., 2015].

The first metric is the EUCLID distance  $r_{\text{EUC}}$  between the EUCLID detection and the central microphone. As the CG sources are extended, one may wonder if this distance is representative of the whole source. For this reason, we also introduce the distance  $r_{\text{mean}}$  which is the mean value of the distances between all acoustic detections within a CG and the central microphone. Figure 3.11A compares  $r_{\text{EUC}}$  to  $r_{\text{mean}}$ . Above 5 km they fit well with a correlation close to  $r_{\text{EUC}} \approx r_{\text{mean}}$  (black solid line). Below 5 km however  $r_{\text{EUC}}$  globally underestimates the geometrical extension of the source. Therefore, in the following, the distance  $r_{\text{mean}}$  is selected.

TABLE 3.7 – Details for the different curve fittings from Figure 3.11 and 3.12

Variable	Fitted by	Param A	Param B	Std err (%) A	Std err B (%)	Subfigure
$f_{gc}$	$\frac{A}{(r_{\text{mean}})^B}$	121.20	0.26	5.42	11.09	3.11C
$\alpha$	$A \times f_{gc} + B$	$2.67 \times 10^{-3}$	$-26.46 \times 10^{-2}$	7.70	5.86	3.11D
$E_l$	$\frac{A}{(r_{\text{mean}})^B}$	12.29	$1.77 \times 10^{-7}$	6.26	6.87	3.12A
$E_l$	$A \times \text{iCMC}^4 + B$	$5.56 \times 10^{-21}$	$2.72 \times 10^{-1}$	12.86	65.54	3.12D

Each spectrum in dB scale as a function of the frequency is fitted by a linear regression plotted as a black dashed line on Figures 3.8, 3.9 and 3.10. Two parameters arise therefore : the slope  $\alpha$  in dB.Hz<sup>-1</sup> and the intercept at origin  $y_0$  in dB of this linear regression. The intercept is not further investigated because we will pay attention to the more physical value of the signal energy which is somewhat correlated to  $y_0$ . The slope vs distance is presented on Subfigure 3.11B. The global trend for slope  $\alpha$  is a decay with distance up to roughly 10 km as outlined when analyzing Figure 3.10. A positive slope can be observed only for nearby events less than 5 km. The increased spectrum decay with distance trend can be partly explained by sound absorption. At the considered frequencies (0.5 to 180 Hz), classical atmospheric absorption due to molecular relaxation of diatomic nitrogen and oxygen is negligible but enhanced absorption by cloud droplets has been described theoretically ([Baudoin et al., 2011])

their Figure 8) with absorption coefficients of the order of  $1 - 2 \text{ dB.km}^{-1}$  in the range 10 to 100 Hz for cumulonimbus. This would explain at least partly the loss of high frequencies with distance observed in Figure 3.10. Additional absorption could also result from scattering by turbulent eddies that may occur during strong wind storms ([Blanc-Benon et al., 2001]). For longer distances the trend is not so clear, with an obviously different behavior between data from S1 on one side and the two other storms on the other side. Note especially that the four +CG of S2 have large negative slopes and all gave rise to sprites. These differences could be due either to different meteorological conditions or to different SNR levels (some red triangles correspond to low amplitude signals).

Spectral gravity center  $f_{gc}$  in Hz is defined as

$$f_{gc} = \frac{1}{A_{TOT}} \sum_{k=0}^N f_k \times A_k \quad (3.2)$$

where  $A_k$  is the amplitude of the spectrum at the discrete frequency  $f_k$  and  $A_{TOT}$  the sum of all amplitudes from the spectrum.  $f_{gc}$  indicates the frequency band where most of energy is located. It is plotted as a vertical dashed line on Figures 3.8, 3.9 and 3.10 with the same color code as the spectrum it is calculated from. For events 1 to 14, slope, intercept and spectral gravity center are reported on Table 3.6 along with coefficient of determination  $R^2$  in percentage of the linear regression. The evolution of  $f_{gc}$  as a function of distance is reported on Figure 3.11C showing a clear decrease with distance. The red curve shows the best fit in the mean square sense with a power law as shown on Table 3.7. The resulting power is 0.26. Note that the frequency of a nonlinear N-shaped shock wave emitted by a cylindrical source decays precisely as  $r^{-1/4}$  ([Whitham, 1999] - chapter 9). This observation is consistent with Few's model ([Few, 1995]) for thunder as a weak shock wave emitted by a source line. A very good linear correlation (see Table 3.7) as shown in Figure 3.11D is observed between spectral center of gravity  $f_{gc}$  and the slope of linear regression  $\alpha$  : as the high frequency content of spectra decreases with distance, the negative slope increases and  $f_{gc}$  shifts accordingly to lower values. Note however that the linear correlation is not so satisfying for points with low spectral centers of gravity or large negative slopes. The combination of the two fits  $f_{gc}(r_{mean})$  and  $\alpha(f_{gc})$  leads to the fit  $\alpha(r_{mean})$  drawn on Subfigure 3.11B showing a better agreement at smaller distances as already noticed.

The total acoustical energy received at measurement point over the signal duration T is :

$$E_{ac} = \int_0^T e_{ac}(t) dt \text{ with } e_{ac}(t) = \frac{P(t)^2}{\rho_0 c_0^2} \quad (3.3)$$

where  $e_{ac}$  is the acoustic energy per unit volume ( $\text{J.m}^{-3}$ ) and  $\rho_0$  is the air density. Unit of  $E_{ac}$  is  $\text{J.s.m}^{-3}$ . This quantity is chosen as a measurement of received signal energy at a given measurement point over the total duration of each considered CG. It is numerically computed as :  $E = \sum_{k=0}^N P[k]^2 / \rho_0 c_0^2 f_s$  where  $P[k]$  is the measured pressure at time  $t_k$  sampled at  $f_s = 500 \text{ Hz}$ . For a line source in the linear regime this total energy decays with distance as  $1/r$ , as  $1/r^{3/2}$  for a line source in the nonlinear weak shock regime, as  $1/r^2$  for point source in the linear regime and as  $1/r^2 \ln^2(r)$  for a point source in the nonlinear weak shock regime

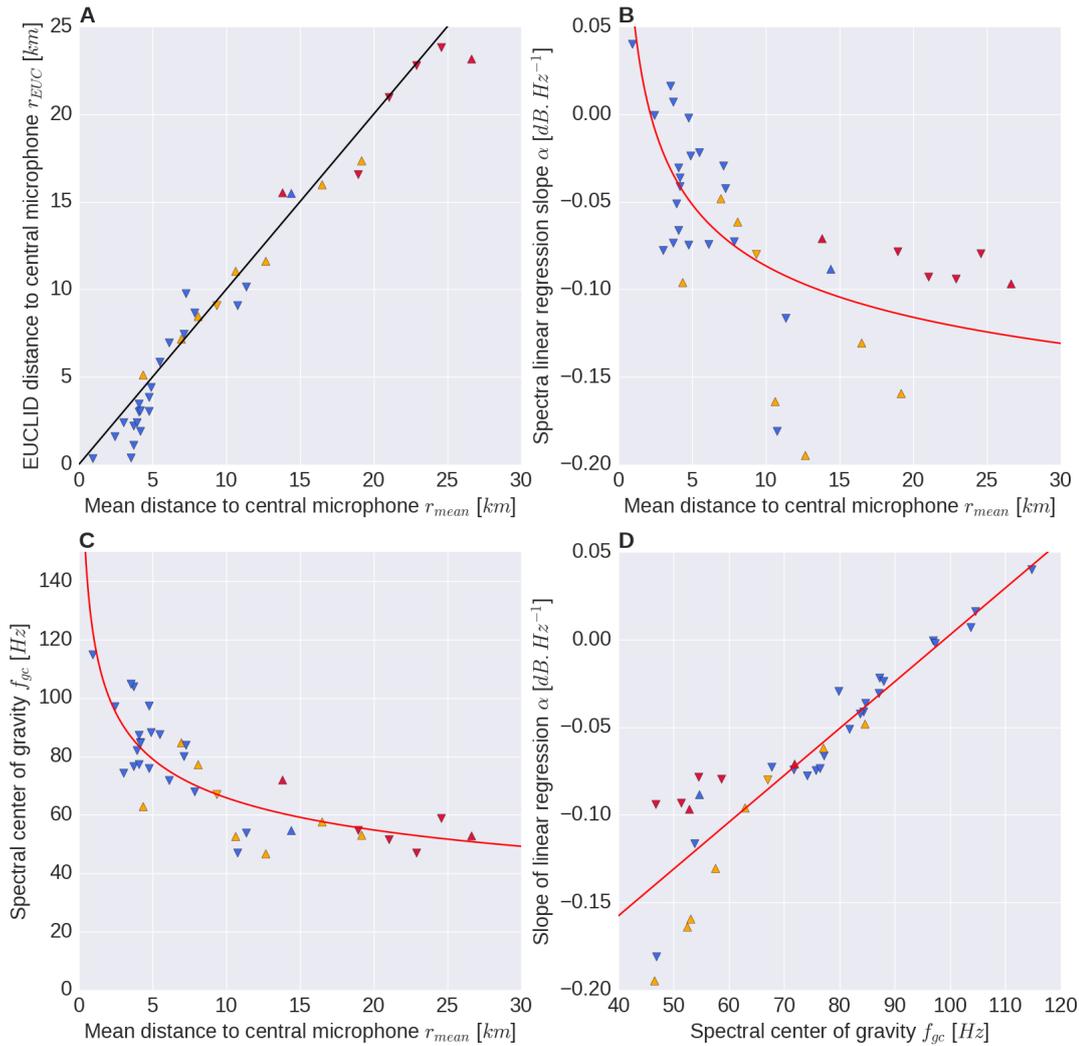


FIGURE 3.11 – Some statistics realized on the thirty six selected return strokes. **A** : EUCLID distance to central microphone vs mean geometrical distance to central microphone. Black solid line corresponds to the straight line  $r_{EUC} = r_{mean}$ . **B** : Slope of spectral linear regression vs mean geometrical distance to central microphone. **C** : Spectral center of gravity vs mean geometrical distance to central microphone. **D** : Slope of spectral linear regression vs spectral center of gravity. In Subfigures B, C and D, red solid lines correspond to fit computation results.

([Whitham, 1999] chapter 9). Taking into account the spatial extension of the CG source, this measured energy is normalized in relation to the CG length  $L$  ( $E_l = E_{ac}/L$ ) : a longer CG is expected to emit more energy than a shorter one. Because detailed tortuous geometry of the CG is not known, this length  $L$  is estimated as the distance between the closest and the farthest points from the central microphone in the reconstructed CG. Figure 3.12 examines the dependence of  $E_l$  with distance ( $r_{mean}$ ) (Subfigure 3.12A) and electrical parameter (Subfigures 3.12C and D).

Distance dependence shows as expected a clear decay.  $E_l$  fits with  $A/r_{mean}^B$  with a value of power law decay  $B = 1.517$ . This value is intermediate between the linear line source ( $B = 1$ ) and the linear point source ( $B = 2$ ) and very close to the nonlinear line source va-

lue ( $B = 1.5$ ). One possible explanation is therefore the weak shock propagation of thunder in agreement with Few's model ([Few, 1995]). This explanation is also in agreement with the decay of  $f_{gc}$  with distance as  $r^{-1/4}$ . However this explanation completely neglects the tortuosity of the lightning channel (see [Ribner and Roy, 1982], [Few, 1969a]) which could also explain the intermediate behavior between a line source (near the lightning channel) and a sum of point sources, each associated to one rectilinear segment of the stroke. To our knowledge the present data are the first ones allowing to investigate the thunder signal evolution with distance. Moreover, such investigation has never been performed theoretically. Subfigure 3.12B shows the same data but now normalized by the  $r^{-3/2}$  fit in order to remove distance effects. The horizontal red dashed line shows the theoretical fit so that the figure quantifies data dispersion around that fit. One can see this dispersion, whose standard deviation  $\sigma_{E_{norm}}$  is reported as a vertical red arrow, is less than one order of magnitude. Recalling that we have here 36 CGs from 27 flashes of three different storms, one can say that according to these data, the energy per unit length  $E_l$  released by a flash as an acoustic signal, has a relatively low variability. Once again this seems in agreement with models of thunder emanating from the heat core channel expansion, as its temperature is also known ([Ogawa, 1995] see his Table 4.7.1 and [Rakov and Uman, 2003] section 4.6.5 p163 in particular table 4.9) to be typically around 20,000 K.

Acoustic energy is also compared to available electric parameters. The absolute value of peak current  $CC$  in  $kA$  is provided by EUCLID network and is plotted as function of  $E_l$  on Subfigure 3.12C. As expected ([Farges and Blanc, 2010] proved  $CC$  is not related to overpressure signal) no clear correlation is observed :  $CC$  only measures the current of the first  $\mu s$  of the return stroke (globally the rise time of the electrical field linked to the CG) and is therefore not representative of the electrical intensity of the whole return stroke. For more representative parameters we also show on Subfigure 3.12D the charge moment change  $CMC$  in  $C.km$ , the product of the charge transfer and the vertical distance over which that charge is transferred.  $CMC$  is also a very good parameter to know if a sprite could be triggered after the discharge ([Pasko et al., 1997]). Impulse charge moment change  $iCMC$  is the  $CMC$  over the first  $2 ms$  of the lightning stroke which measures specifically the  $CMC$  of the return stroke rather than of the whole flash. [Cummer et al., 2013] have shown a poor correlation between  $iCMC$  and  $CC$ .  $CMC$  and  $iCMC$  are available (see [Mlynarczyk et al., 2015] for  $CMC$  and  $iCMC$  calculation) only for the seven +CG events from S2 thunderstorm that lead to sprites ([Soula et al., 2015]), including events 3, 10, 11 and 12 (see Table 3.6). The  $iCMC$  of -CGs from S1 and S3 thunderstorm was too weak (less than  $100 C.km$ ) to be clearly measured. On Subfigure 3.12D, we plot  $E_l$  versus  $CMC$  and  $iCMC$ .  $iCMC$  variation is shown with yellow upward triangles whereas blue circles stand for  $CMC$ . The same trend is an increase of the acoustic energy with the  $CMC$  and  $iCMC$ . But this trend seems more regular for  $iCMC$  than for  $CMC$ . It should be expected as  $iCMC$  is more representative of the return stroke part of the discharge. A fit of  $E_l$  as power 4 of  $iCMC$  is proposed as red curve. Once again, this provides indication that measured acoustical energy is strongly linked to the electrical lightning parameters of the return strokes. The physics of this link has yet to be established for instance by examining acoustic output in gas- and electro-dynamical models of discharges ([Ripoll et al., 2014b] and [Ripoll et al., 2014a]).

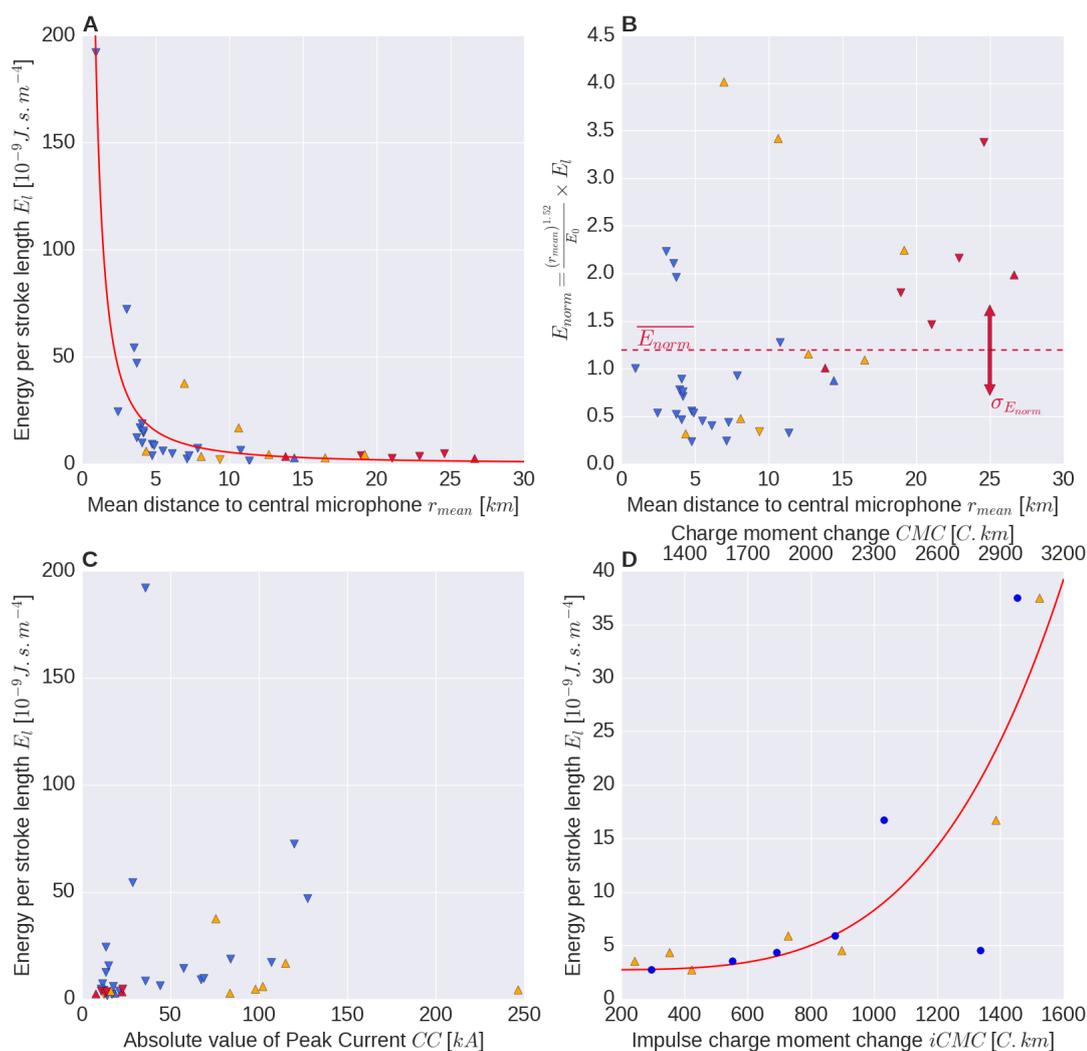


FIGURE 3.12 – Some statistics realized on the thirty six selected return strokes. **A** : Total acoustic energy per unit length vs mean geometrical distance to central microphone. **B** : Normalized total acoustic energy per unit length in relation to  $r^{-3/2}$  vs mean geometrical distance to central microphone. Red dashed line corresponds to the mean value and the red arrow to the standard deviation of these re-normalized data. **C** : Total acoustic energy per unit length vs absolute value of peak current. **D** : Total acoustic energy per unit length vs impulse charge moment change (bottom x-axis and yellow triangle) and charge moment change (top x-axis and blue circle). In Subfigures A and D, red solid line correspond to the fit computation results.

## Conclusion

Ce chapitre était consacré aux reconstructions acoustiques et à l'analyse spectrale de 27 flashes naturels provenant de trois orages qui ont eu lieu lors de la campagne SOP1 en octobre 2012. Ces orages ont été sélectionnés pour leur proximité à la station acoustique et pour la qualité des signaux qu'ils ont produits. Le précédent travail de [Gallin et al., 2016] a été étendu par l'augmentation de la fréquence maximale accessible à 180 Hz et par l'étude d'autres journées d'intérêts. Une méthode de séparation des différentes composantes du flash a été systématiquement appliquée à ces 27 évènements. La comparaison des recons-

tructions acoustiques avec les reconstructions HyLMA et les détections EUCLID a notamment confirmé une nouvelle fois la capacité de l'acoustique à l'observation à distance des éclairs. Les reconstructions et séparations obtenues à partir de la nouvelle méthode ont été présentées en détail sur quatre flashes différents. Pour chaque cas, les arcs en retour ont été séparés du reste de la décharge en donnant accès au signal acoustique qui leur est associé. Pour l'événement 1 il a même été possible de séparer différents arcs en retour<sup>4</sup> les uns des autres. À notre connaissance, c'est la première fois que des reconstructions aussi précises ont été réalisées à l'aide de moyens acoustiques seulement.

L'application de la méthode de séparation à 27 flashes a permis d'isoler un total de 36 groupes d'arcs en retour, dont les signaux et spectres associés ont été analysés. Cela a permis de montrer clairement que ce sont les arcs en retour qui émettent le plus d'énergie (aussi bien dans la gamme infrasonore qu'audible) au cours d'un flash. Par ailleurs, la composante basse fréquence de ces CGs montre sans ambiguïté et prouve que les infrasons du tonnerre sont principalement générés par les arcs en retour. Or, le modèle de relaxation électrostatique de Wilson ne permet pas d'expliquer une émission infrasonore provenant d'un arc en retour. Ainsi nous montrons que le contenu basse fréquence du tonnerre émane principalement de l'expansion thermodynamique du canal d'éclair tout comme le contenu audible. Nous avons également observé que les spectres issus des signaux observés ne présentaient pas de pics notables, et que pour les événements les plus proches, ils avaient une allure assez plate. Par ailleurs, hormis l'amplitude, il n'y a pas de claires différences entre les spectres issus des CGs et des ICs. Comme attendu, les CG+ apparaissent comme les plus énergétiques.

La combinaison des reconstructions et de l'analyse spectrale au travers d'une analyse statistique a permis de mettre en lumière une variabilité énergétique et fréquentielle avec la distance. En effet, l'énergie totale acoustique par longueur de l'éclair, et le centre de gravité spectral, décroissent avec la distance en des lois de puissances respectivement égales à  $-3/2$  et  $-1/4$ . Ces résultats pourraient être en accord avec la théorie des chocs faibles pour une source linéique, cependant un comportement intermédiaire entre la source ponctuelle et linéique pourrait être une explication alternative liée à la tortuosité de l'éclair. Un tel modèle va être développé dans le chapitre suivant. Enfin, une analyse préliminaire, avec seulement sept valeurs, tend à indiquer une corrélation entre l'énergie acoustique et l'iCMC. Ce premier résultat ouvre la voie à l'établissement d'un lien entre paramètre électrique et acoustique, même si des données supplémentaires seraient nécessaires pour confirmer ce résultat.

---

4. Globalement, une décharge nuage sol peut être composée de plusieurs traceurs se connectant au sol. Ces traceurs peuvent alors être traversée par des arcs en retour.

# Chapitre 4

## Modélisation du tonnerre : signal synthétique produit par des éclairs tortueux

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>130</b>
<b>4.1 Modèle de propagation</b> . . . . .	<b>130</b>
4.1.1 Modèle en chaîne de perles . . . . .	130
4.1.2 Fonction de Green en atmosphère homogène . . . . .	131
4.1.3 Réponse impulsionnelle de l'éclair $G_{tot}$ . . . . .	132
4.1.3.1 Réponse en fréquence de l'éclair . . . . .	134
4.1.3.2 Réponse en phase de l'éclair . . . . .	135
4.1.3.3 Comparaison avec le modèle de Few . . . . .	136
4.1.4 Ajout de l'absorption dans le calcul de la réponse impulsionnelle de l'éclair . . . . .	137
4.1.4.1 Modèle d'absorption atmosphérique standard . . . . .	138
4.1.4.2 Intégration de la relaxation dans le calcul de $G_{tot}$ . . . . .	140
<b>4.2 Génération aléatoire d'éclairs tortueux</b> . . . . .	<b>141</b>
4.2.1 Observation de la géométrie . . . . .	142
4.2.1.1 Observation de la déflexion entre chaque brin . . . . .	142
4.2.1.2 Observation de la longueur des brins . . . . .	145
4.2.2 Modèle bidimensionnel . . . . .	146
4.2.2.1 Méthode générale . . . . .	146
4.2.2.2 Calcul des angles de déflexion . . . . .	147
4.2.2.3 Calcul des $h_i$ . . . . .	150
4.2.2.4 Validation du modèle 2D . . . . .	150
4.2.3 Extension à trois dimensions . . . . .	151
4.2.3.1 Méthode générale . . . . .	151
4.2.3.2 Lois de probabilité des différents angles . . . . .	155
4.2.3.3 Validation du modèle de géométrie en 3D . . . . .	158
<b>4.3 Forme initiale de la source</b> . . . . .	<b>162</b>
4.3.1 L'onde en N . . . . .	162

4.3.2	L'onde de Kinney . . . . .	163
4.3.3	Modèle de plasma chaud pour un éclair . . . . .	165
4.3.3.1	Le modèle . . . . .	165
4.3.3.2	Formes d'onde . . . . .	166
<b>4.4</b>	<b>Implémentation et validation numérique . . . . .</b>	<b>170</b>
4.4.1	Implémentation et critère de discrétisation . . . . .	171
4.4.2	Cas test : éclair rectiligne . . . . .	173
4.4.2.1	Théorie d'une source linéique . . . . .	173
4.4.2.2	Validation . . . . .	174
	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>176</b>

## Introduction

Le chapitre précédent a permis de démontrer que les arcs en retour produisent des infrasons de manière conséquente et qu'il y a un lien fort entre la géométrie du flash, la distance à l'observateur et le contenu spectral du tonnerre associé à cette décharge. L'objectif du présent chapitre est de proposer un modèle théorique permettant de simuler des signaux acoustiques en associant un modèle de propagation acoustique à une méthode de génération aléatoire de la géométrie tridimensionnelle du canal de foudre et un modèle de forme d'onde à la source. Le chapitre est articulé de la façon suivante : tout d'abord, dans la première section nous présenterons un modèle de propagation qui se base sur la décomposition d'un éclair en "chaîne de perles" afin de prendre en compte sa tortuosité. Ce modèle se base sur l'étude de la contribution à la propagation de chacune des sources ponctuelles que l'on distribue le long de l'éclair. Ce modèle permet de souligner l'importance de considérer la géométrie du canal de foudre. En conséquence, l'étude de géométrie de l'éclair est l'un des enjeux de ce chapitre, et la deuxième section lui est consacrée. Puis, la troisième section traite du dernier ingrédient essentiel à l'étude du tonnerre : la signature temporelle émise par chacun des points de l'éclair considéré comme une source.

## 4.1 Modèle de propagation

### 4.1.1 Modèle en chaîne de perles

Dans la section 1.4, l'état de l'Art sur les mécanismes d'émissions acoustiques du tonnerre a été rappelé. En particulier, le premier modèle conséquent réalisé par [Few, 1968] a été résumé et les principaux résultats présentés. Nous avons vu qu'une première approximation était de considérer que l'éclair pouvait se modéliser comme un cylindre rayonnant une onde de choc fort. Or, cette modélisation néglige totalement les effets de géométrie et de tortuosité. C'est pourquoi, en se basant sur les postulats de cette section nous allons reprendre l'idée de la discrétisation d'un canal de foudre en une chaîne de perles comme l'a proposé Few. En d'autres termes, nous considérons désormais qu'un éclair peut se discrétiser en N sources ponctuelles le long de son canal principal. Les hypothèses et limites de ce modèle seront présentées étapes par étapes.

### 4.1.2 Fonction de Green en atmosphère homogène

L'objectif du modèle en chaîne de perles est de pouvoir caractériser l'impact de la géométrie de l'éclair sur la propagation à l'aide d'un seul opérateur nommé  $G_{tot}$ , qui est en fait une somme de fonctions de Green. Il convient de rappeler les bases du formalisme de ces dites fonctions. Partons de l'équation d'onde acoustique linéarisée et homogène avec source :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 P(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - \Delta P(\vec{r}, t) = s(\vec{r}, t), \quad (4.1)$$

où  $\Delta$  représente le Laplacien (ici en coordonnées sphériques),  $P$  représente la pression,  $c_0$  la vitesse du son (considérée constante ici), et  $s$  un terme source quelconque. La source  $s$  peut se décomposer sur la base des Dirac  $\delta$  en l'écrivant sous la forme :

$$s(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \int \int_V s(\vec{r}_0, t_0) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0) d^3 \vec{r}_0 dt_0. \quad (4.2)$$

Par ailleurs, la fonction de Green  $G(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0)$  entre deux points situés respectivement en  $\vec{r}$  et  $\vec{r}_0$  aux instants  $t$  et  $t_0$  est définie comme étant la solution de l'équation d'onde (4.1) avec une impulsion de Dirac comme source, c'est à dire :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 G(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0)}{\partial t^2} - \Delta G(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(t - t_0). \quad (4.3)$$

De cette façon, comme  $s$  est décomposée sur la base des Dirac, en utilisant le théorème de superposition,  $P(\vec{r}, t)$  peut s'écrire :

$$P(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \int \int_V G(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) s(\vec{r}_0, t_0) d^3 \vec{r}_0 dt_0. \quad (4.4)$$

On sait que l'équation d'onde est invariante par translation dans le temps et également dans l'espace du fait que l'on a choisi un milieu homogène. Ces hypothèses permettent de simplifier la notation de  $G$  de cette façon :  $G(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) = G_0(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0)$ . On obtient l'écriture suivante :

$$P(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \int \int_V G_0(\vec{r} - \vec{r}_0, t - t_0) s(\vec{r}_0, t_0) d^3 \vec{r}_0 dt_0 \equiv (G_0 * s)(\vec{r}, t), \quad (4.5)$$

où  $*$  représente le produit de convolution à la fois en temps et en espace. Pour pouvoir obtenir une expression plus simple de  $P$ , il devient nécessaire de déterminer une expression de  $G_0$  dans le cadre de l'équation d'onde donnée précédemment. On calcule pour ce faire la transformée de Fourier de  $G_0$ , notée  $\tilde{G}_0(\vec{r}, \omega)$  où  $\omega = 2\pi f$  avec  $f$  la fréquence. Cela donne :

$$\tilde{G}_0(\vec{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G_0(\vec{r}, t) e^{-j\omega t} dt \quad (4.6)$$

En injectant 4.6 dans l'équation d'onde 4.1, on obtient sa version fréquentielle :

$$\frac{\omega^2}{c_0^2} \tilde{G}_0(\vec{r}, \omega) + \Delta \tilde{G}_0(\vec{r}, \omega) = -\delta(\vec{r}) \quad (4.7)$$

Or pour tout  $r > 0$ , on a  $\delta(r) = 0$ , ainsi l'équation d'onde 4.7 peut se réécrire sous la forme compacte :

$$\left( \frac{\omega^2}{c_0^2} + \Delta \right) \tilde{G}_0(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (4.8)$$

Cette expression est typique d'une équation d'onde en symétrie sphérique, dont les solutions sont bien connues et s'expriment sous la forme de la superposition d'une onde convergente et d'une onde divergente. Dans l'optique de ne pas violer le principe de causalité, seule la forme divergente sera conservée, ce qui donne finalement :

$$\tilde{G}_0(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{4\pi r} e^{-jkr}, \quad (4.9)$$

avec  $k = \omega/c_0$ .  $\tilde{G}_0(\vec{r}, \omega)$  représente la transformée de Fourier de la fonction de Green d'espace libre en milieu homogène et linéaire entre une source située à l'origine et un observateur situé à une distance  $r$  de celle-ci. Pour retrouver l'expression de la fonction de Green temporelle, il suffit de calculer la transformée de Fourier inverse de l'expression 4.9. Cela donne :

$$G_0(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi r} \delta(t - \tau), \quad (4.10)$$

où  $\tau = \frac{r}{c_0}$  correspond au temps de parcours d'une onde émise par la source pour atteindre un observateur situé à une distance  $r = \|\vec{r}\|$  de celle-ci. Finalement, l'effet de  $G_0(\vec{r}, t)$  est tout simplement de retarder l'arrivée de l'onde et de diminuer son amplitude d'un facteur  $1/r$ . La fonction de Green d'espace libre étant désormais définie nous pouvons appliquer ce résultat au cas d'un éclair constitué d'une multitude de sources dont la propagation du signal issu de chacune d'entre elles sera décrite par cette fonction de Green.

### 4.1.3 Réponse impulsionnelle de l'éclair $G_{tot}$

Pour calculer la réponse impulsionnelle d'un éclair tout entier, on commence par supposer un observateur à une position  $\vec{r}_0$ , et une source acoustique ponctuelle  $s_n$  située sur l'éclair à une position  $\vec{r}_n$  et émettant un signal  $s_n(t)$ . La distance entre la source et l'observateur est alors appelée  $d_n$  et vaut  $|\vec{r}_n - \vec{r}_0|$ . De cette façon, et d'après ce que l'on a rappelé dans la sous-section précédente, la contribution de cette source à l'onde de pression reçue par l'observateur que l'on note  $P_n$  est simplement :

$$P_n(\vec{r}_0, t) = G_0(d_n, t) * s_n(t). \quad (4.11)$$

Si l'on suppose désormais qu'un éclair est discrétisable en une série de  $N$  sources ponctuelles notées  $s_n$  pour  $n$  allant de 1 à  $N$ , alors l'onde de pression reçue par un observateur sera la somme des contributions de chacune de ces sources qui constituent l'éclair. La figure 4.1 illustre cette discrétisation de l'éclair (en supposant ici que chaque source émet une onde en  $N$ ). Comme la contribution de chaque source est décrite par l'équation 4.11, l'onde

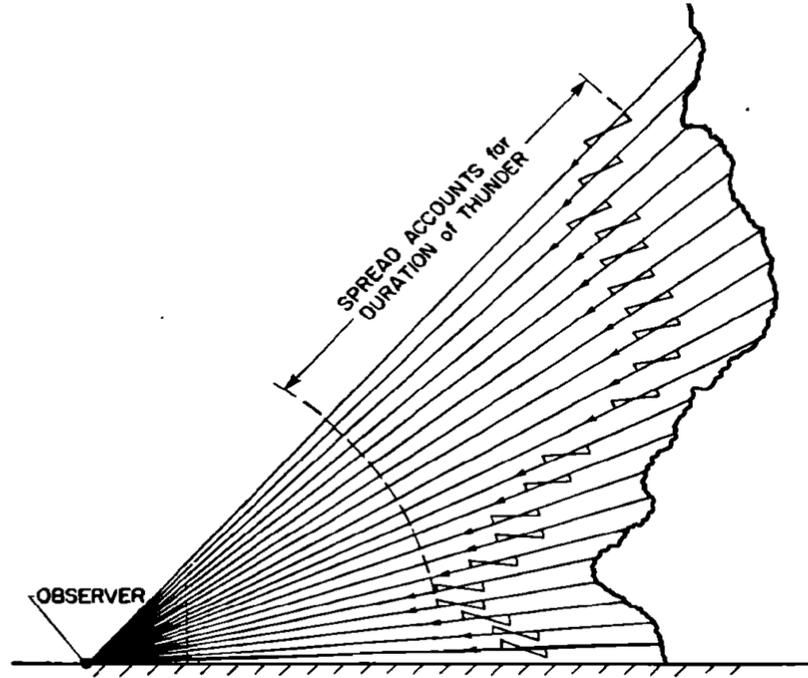


FIGURE 4.1 – Schéma représentant la discrétisation de l'éclair en sources ponctuelles et la propagation en ligne droite de chaque onde vers un observateur. Sur ce schéma on suppose que la forme d'onde de chaque source est une onde en N. Figure extraite de [Ribner and Roy, 1982].

de pression totale  $P_{tot}$  reçue par l'observateur s'exprimera simplement comme :

$$P_{tot}(\vec{r}_0, t) = \sum_{n=1}^N G_0(r_n, t) * s_n(t) \quad (4.12)$$

À ce stade il est nécessaire de faire plusieurs approximations pour obtenir une forme plus simple de  $P_{tot}$ . La première approximation réalisée concerne la forme d'onde des sources  $s_n$ . En effet, on suppose de la même façon que [Few, 1969b], que toutes les sources émettent le même signal  $s(t)$  au même instant. Cette hypothèse, qui peut paraître forte, demeure en réalité assez raisonnable. En effet, dans une étude récente des plasmas hautes températures associés aux éclairs, [Ripoll et al., 2014b] donnent un résumé de différentes caractéristiques du canal d'éclair simulé (ici comme un cylindre) pour différentes énergies et altitudes (voir leur Tableau 1). Les lignes 12 et 13 du tableau correspondent justement aux énergies par unité de longueur standards pour un éclair assez fort, respectivement aux altitudes 0 et 8 km. On observe que la variation de température entre ces deux altitudes est inférieure à 10%. Les lignes 14 et 15 décrivent également un éclair réaliste mais avec une énergie moins intense. On retrouve encore une fois une variation de température faible entre les deux extrémités de l'éclair. Ces études permettent de justifier que la température du canal varie peu et ainsi que l'onde de pression ne doit pas être significativement différente le long du canal d'éclair. L'hypothèse des sources identiques le long du canal d'éclair est ainsi une bonne première approximation. Enfin, l'idée que toutes les sources acoustiques émettent au même instant est motivée par le fait que la vitesse de propagation de l'éclair (vitesse à laquelle l'arc en retour se forme, entre le nuage et le sol, de l'ordre de grandeur de  $1/10^{\text{ème}}$  de la célérité de la

lumière) est très grande devant la vitesse du son.

Avec ces hypothèses, le terme en  $s_n(t)$  de l'équation (4.12) devient  $s(t)$  et ne dépend plus de  $n$ , ce qui permet de le sortir de la somme et d'obtenir :

$$P_{tot}(\vec{r}_0, t) = s(t) * \sum_{n=1}^N G_0(d_n, t). \quad (4.13)$$

L'expression  $\sum_{n=1}^N G_0(d_n, t)$  est la somme des fonctions de Green entre chaque source et l'observateur. On note cette somme  $G_{tot}(t)$  qui correspond finalement à la réponse impulsionnelle de l'éclair. Dès lors l'onde de pression reçue par l'observateur s'écrit tout simplement sous la forme :

$$P_{tot}(\vec{r}_0, t) = s(t) * G_{tot}(t). \quad (4.14)$$

Cette relation permet de séparer très simplement l'influence de la signature temporelle de la source, de la géométrie de l'éclair et de la propagation.

#### 4.1.3.1 Réponse en fréquence de l'éclair

Afin de transformer le produit de convolution en produit simple, on préfère étudier cette relation dans le domaine spectral, qui permet de réécrire l'équation 4.14 sous la forme :

$$\tilde{P}_{tot}(\vec{r}_0, \omega) = \tilde{s}(\omega) \times \tilde{G}_{tot}(\omega). \quad (4.15)$$

Cette expression, bien que satisfaisante, nécessite des hypothèses sur la propagation pour pouvoir aller plus loin. Or, dans la sous-section précédente nous avons rappelé la fonction de Green d'espace libre entre une source et un observateur à travers les équations (4.9) et (4.10) respectivement dans les domaines fréquentiels et temporels. Sous les hypothèses de propagation en milieu infini et homogène, on peut exprimer  $\tilde{G}_{tot}$  de la façon suivante :

$$\tilde{G}_{tot}(\omega) = \sum_{n=1}^N \frac{1}{4\pi d_n} \times e^{-j\omega\tau_n}, \quad (4.16)$$

avec  $\tau_n = d_n/c_0$ . Formellement,  $\tilde{G}_{tot}$  est fonction de la pulsation  $\omega$ , de la position de l'observateur  $\vec{r}_0$  et de l'ensemble des points de l'éclair  $\{\vec{r}_n\}$ . Afin de simplifier la notation, seule la dépendance en pulsation est explicitement notée. Puisqu'il s'agit d'une fonction complexe, il semble judicieux de calculer son module pour observer les effets de  $\tilde{G}_{tot}$  sur l'amplitude des spectres ainsi que sa phase. En écrivant  $\tilde{G}_{tot}$  sous forme trigonométrique, il vient :

$$\tilde{G}_{tot}(\omega) = \sum_{n=1}^N \frac{1}{4\pi r_n} \times (\cos(\omega\tau_n) + j \sin(\omega\tau_n)). \quad (4.17)$$

On en déduit que le module au carré de  $\tilde{G}_{tot}$  est :

$$|\tilde{G}_{tot}(\omega)|^2 = \left( \sum_{n=1}^N \frac{\cos(\omega\tau_n)}{4\pi d_n} \right)^2 + \left( \sum_{n=1}^N \frac{\sin(\omega\tau_n)}{4\pi d_n} \right)^2 \quad (4.18)$$

$$= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \frac{\cos(\omega\tau_n)}{4\pi d_n} \times \frac{\cos(\omega\tau_m)}{4\pi d_m} + \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \frac{\sin(\omega\tau_n)}{4\pi d_n} \times \frac{\sin(\omega\tau_m)}{4\pi d_m} \quad (4.19)$$

$$= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \frac{\cos(\omega\tau_n) \times \cos(\omega\tau_m) + \sin(\omega\tau_n) \times \sin(\omega\tau_m)}{16\pi^2 d_n d_m}, \quad (4.20)$$

soit finalement :

$$|\tilde{G}_{tot}(\omega)|^2 = \frac{1}{16\pi^2} \left( \sum_{n=1}^N \frac{1}{d_n^2} + \sum_{\substack{n,m=1 \\ n \neq m}}^N \frac{\cos(\omega(\tau_n - \tau_m))}{d_n d_m} \right) \quad (4.21)$$

Dans le cas particulier d'une propagation en espace libre et dans une atmosphère homogène et linéaire, les effets de géométrie et de propagation sont donc totalement décrits par l'équation (4.21). On remarque que deux termes émergent de cette expression. Le premier, qui ne dépend pas de la fréquence, est un terme d'atténuation géométrique global qui prend en compte toutes les distances simples source-observateur sans couplage avec les autres sources. Le second, quant à lui, dépend de la fréquence au travers d'un terme en cosinus et de tous les  $\delta_{nm} = \tau_n - \tau_m$  qui correspondent aux différences de marches entre deux sources distinctes. Ces différences de marche sont à l'origine d'interférences constructives ou destructives. Elles expliquent notamment la très forte dépendance du signal temporel à la position de l'observateur par rapport à l'éclair. L'étude de leur distribution nous apparaît donc fondamentale pour expliquer, au moins en partie, le spectre du tonnerre. En effet sous cette écriture de  $\tilde{G}_{tot}$  il apparaît clairement l'importance de la géométrie dans la réponse en fréquence au travers de ces différences de marche. Ces effets seront discutés plus en profondeur au sein de la section 5.1.

#### 4.1.3.2 Réponse en phase de l'éclair

Maintenant que la réponse en fréquence de l'éclair est écrite, il nous reste à exprimer sa réponse en phase que nous noterons  $\vartheta(\omega)$ . Sachant que la phase d'un opérateur complexe s'exprime simplement par :

$$\vartheta(\omega) = \arg(\tilde{G}_{tot}(\omega)) = \arctan \left( \frac{\text{Im}(\tilde{G}_{tot}(\omega))}{\text{Re}(\tilde{G}_{tot}(\omega))} \right) \quad (4.22)$$

Il suffit de réinjecter les parties réelles et imaginaires de  $\tilde{G}_{tot}$  dans (4.22). Cela fournit alors la relation simple suivante :

$$\vartheta(\omega) = \arctan \left( \frac{\sum_{n=1}^N \frac{\sin(\omega\tau_n)}{d_n}}{\sum_{n=1}^N \frac{\cos(\omega\tau_n)}{d_n}} \right). \quad (4.23)$$

### 4.1.3.3 Comparaison avec le modèle de Few

Au début de cette section, nous avons expliqué que le modèle en chaîne de perles avait été proposé par [Few et al., 1967] et [Few, 1969a]. Bien que nous ayons effectué nos propres calculs, Few a réalisé une approche similaire pour exprimer le spectre du tonnerre. Dans [Few, 1969a], il exprime également le module au carré de la réponse impulsionnelle de l'éclair. Une différence notable, cependant, vient modifier le résultat qu'il obtient et l'interprétation qu'il en fait. En effet, Few décrit la fonction de Green d'une source à un observateur de la façon suivante :

$$g(\vec{r}_n, t) = P_n \times \delta(t - \tau_n), \quad (4.24)$$

où  $P_n$  est une amplitude aléatoire, le long du canal tortueux de l'éclair. Ainsi, la différence entre les deux méthodes est que nous avons considéré une décroissance liée à la géométrie sphérique d'une source uniformément répartie le long du canal, là où Few et al. incluent une variation aléatoire le long de celui-ci mais sans s'intéresser explicitement à la variation avec la distance. En remplaçant dans l'équation (4.21)  $1/4\pi d_n$  par  $P_n$ , la fonction de Green de l'éclair dans le domaine spectral, que nous noterons  $\tilde{G}_{FEW}$  s'exprime alors par :

$$\tilde{G}_{FEW}(\omega) = \sum_{n=1}^N P_n \times e^{-j\omega d_n/c_0}. \quad (4.25)$$

Comme dans la première expression trouvée pour  $G_{tot}$ , il devient possible de calculer le module et la phase de cet opérateur. Notamment le module au carré de  $\tilde{G}_{FEW}$  est :

$$|\tilde{G}_{FEW}(\omega)|^2 = \left( \sum_{n=1}^N P_n^2 + \sum_{\substack{n,m=1 \\ n \neq m}}^N P_n P_m \cos(\omega(\tau_n - \tau_m)) \right). \quad (4.26)$$

De l'expression (4.26), [Few, 1969a] fournit plusieurs interprétations. En premier lieu, comme  $P_n$  et  $P_m$  sont supposées distribuées aléatoirement, Few considère que la contribution

$$\sum_{\substack{n,m=1 \\ n \neq m}}^N P_n P_m \cos(\omega(\tau_n - \tau_m))$$

est négligeable devant

$$\sum_{n=1}^N P_n^2 = A,$$

qui est un terme indépendant de la fréquence. En effet,  $N$  étant grand et sous l'hypothèse haute fréquence, les termes en  $\cos(\omega(\tau_n - \tau_m))$  prennent toutes les valeurs comprises entre  $-1$  et  $+1$ , et donc s'annihilent les uns les autres. De facto, si l'on néglige la double somme, cela signifie que  $|\tilde{G}_{FEW}(\omega)|^2$  ne dépend plus de la fréquence, et que l'on peut écrire :

$$|\tilde{P}(\omega)| \approx |A| |\tilde{s}(\omega)| \quad (4.27)$$

De cette expression on comprend que la connaissance de la source  $s$  et du terme d'atténuation géométrique  $A$  sont suffisants pour déterminer l'amplitude du signal reçu par

l'observateur. Finalement, cela revient à dire que la géométrie de l'éclair n'a aucun effet sur l'amplitude du signal reçu. C'est au travers de cette hypothèse que Few justifie qu'il recherche un spectre piqué pour le tonnerre. En effet, Few a étudié la forme d'onde produite par une étincelle (extrapolée au cas d'un éclair), et explique que la forme d'onde attendue est la forme d'onde prédite numériquement par [Brode, 1955] et [Plooster, 1970], comme la solution auto-semblable de [Lin, 1954] de choc fort linéique, propagé à grande distance jusqu'à la limite du choc faible. Une telle onde présente un spectre piqué autour d'une fréquence principale tel que recherché par [Few et al., 1967] d'après sa figure 4 réalisée à partir d'une moyenne de 33 spectres mesurés avec les moyens de l'époque. De plus, on rappelle qu'il montre dans [Few, 1969a] que la fréquence principale du tonnerre  $f_m$  est reliée à l'énergie par unité de longueur déposée  $E_l$  au travers de la relation :  $f_m = 0.63c_0(P_0/E_l)^{1/2}$  (toujours d'après le modèle auto-semblable de Lin). Cependant, l'hypothèse selon laquelle l'amplitude du signal ne dépendrait que de la source et non de la géométrie nous a semblé trop simplificatrice. Pour qu'elle soit vérifiée, il faudrait que pour toutes les sources, la différence de marche  $\delta_{nm}$  soit toujours très supérieure à la longueur d'onde acoustique. Ceci ne peut être vérifié ni à basse fréquence, ni en champ lointain. De plus nous avons montré dans le Chapitre 3 qu'un spectre aussi piqué n'était pas clairement observé dans nos mesures. C'est pourquoi nous avons décidé d'étudier la fonction  $\tilde{G}_{tot}$  dans son intégralité dans la Section 5.1.

#### 4.1.4 Ajout de l'absorption dans le calcul de la réponse impulsionnelle de l'éclair

Le modèle en chaîne de perles présenté précédemment est basé sur plusieurs hypothèses simplificatrices : toutes les sources émettent le même signal au même instant, et la propagation se fait en ligne droite dans une atmosphère homogène. La première hypothèse se montre assez justifiable en observant que (i) la vitesse du son est bien plus faible que la vitesse de propagation de l'arc en retour, et (ii) la variation de température le long de l'arc en retour est faible. La seconde paraît bien moins réaliste. Cependant, les méthodes de reconstructions présentées dans le Chapitre 3 sont également basées sur cette hypothèse forte et donnent de très bons résultats, confirmés par les reconstructions électromagnétiques (HyLMA). Dans sa thèse, [Gallin, 2014] a même montré que l'utilisation de l'acoustique géométrique pour prendre en compte la réfraction donnait un niveau d'erreur plus important que la propagation en ligne droite. En effet, pour intégrer les données météorologiques, il est nécessaire de les connaître avec un haut niveau de détail. Or, lors d'un épisode orageux la structure atmosphérique est loin d'être simple et loin d'être stationnaire. Lors de la campagne HyMeX - PEACH SOP1, les données météo simulées par Météo-France avec le code AROME sont obtenues avec une résolution spatiale de l'ordre du  $km$ , grande devant les longueurs d'onde considérées (ici entre 2 et 340  $m$  environ). En outre l'acoustique géométrique peut tomber en défaut aux fréquences les plus basses comme l'a montré [Gallin et al., 2014]. Finalement, utiliser une atmosphère trop incertaine peut augmenter l'erreur de localisation. C'est ce constat qui nous a permis de justifier l'utilisation du modèle en ligne droite.

Cependant, nous allons ajouter un élément important à cette propagation. En effet nous observons des signaux d'une centaine de mètres à une vingtaine de kilomètres du point d'impact de l'éclair. Sur ces distances parcourues, il devient difficile de négliger les effets de l'absorption atmosphérique. Ainsi, [Bass, 1980] explique l'importance de prendre en compte cette absorption dans la modélisation du tonnerre. C'est pourquoi les sous-sections suivantes sont consacrées à la présentation du modèle d'absorption choisi, et à son intégration dans la réponse impulsionnelle de l'éclair  $G_{tot}$ .

#### 4.1.4.1 Modèle d'absorption atmosphérique standard

Pour intégrer l'absorption atmosphérique, nous avons utilisé le modèle standard ISO 9613-1. Ce modèle permet de calculer l'atténuation du son à une fréquence donnée en prenant en compte les effets de relaxation du dioxygène et du diazote de l'air. Cette atténuation s'exprime à l'aide d'un coefficient  $\alpha$  en  $dB.m^{-1}$ , et dépend notamment de la pression atmosphérique, de l'humidité et de la température. La figure 4.2 montre la valeur du coefficient d'atténuation en fonction de la fréquence pour une atmosphère donnée (à  $10^\circ C$ ,  $p_a = 900 hPa$  et pour plusieurs valeurs d'humidité relative). On observe qu'à 200 Hz, l'atténuation est 10 fois plus forte qu'à 10 Hz. Cette figure justifie à elle seule l'importance de prendre en compte l'absorption dans le calcul de  $G_{tot}$ .

Le phénomène de relaxation est lié au caractère diatomique des molécules d'azote et d'oxygène composant 99% de la masse de l'air. Le mode de vibration interne de ces molécules peut être excité ou non et le passage d'une onde acoustique perturbe l'équilibre existant entre les modes excités et non-excités. Le retour à l'équilibre se fait au bout d'un certain temps caractéristique, par le biais d'un mécanisme dissipatif dans lequel la vapeur d'eau joue le rôle de catalyseur. En conséquence, la propagation du son dans l'air en tenant compte de ce phénomène est à la fois dissipative et dispersive. La relation de dispersion complexe dans l'air est donnée par la formule reliant le nombre d'onde  $k$  à la fréquence  $f$  :

$$k(f) = k_0 \left[ 1 - j \frac{f}{2} \left( \frac{1}{f_V} + m_{rN} \frac{f_{rN} + jf}{f_{rN}^2 + f^2} + m_{rO} \frac{f_{rO} + jf}{f_{rO}^2 + f^2} \right) \right]. \quad (4.28)$$

Le terme  $k_0 = \frac{2\pi f}{c_0}$  décrit la propagation en milieu homogène sans absorption à la vitesse du son  $c_0$ . Le terme en  $\frac{jf}{2f_V}$  décrit l'absorption thermovisqueuse (en pratique négligeable devant la relaxation en dessous de 10 kHz) avec  $f_V$  définie par :

$$f_V = 4.9749 \times 10^8 \left( \frac{p_a}{p_r} \right) \left( \frac{T_r}{T} \right), \quad (4.29)$$

et  $p_a$  la pression atmosphérique ambiante en  $kPa$ ,  $p_r = 101,325 kPa$  la pression de référence,  $T$  la température ambiante en  $^\circ K$ ,  $T_r = 293.15^\circ K$  la température de référence. Les deux mécanismes de relaxation sont décrits par les deux derniers termes de l'équation (4.28) où l'indice  $rN$  désigne la relaxation de l'azote et  $rO$  celle de l'oxygène. Les fréquences de relaxation de chacun de ces mécanismes sont données par les formules suivantes :

$$f_{rO} = \left( \frac{p_a}{p_r} \right) \left[ 24 + \frac{(4.04 \times 10^4 h)(0.02 + h)}{0.391 + h} \right], \quad (4.30)$$

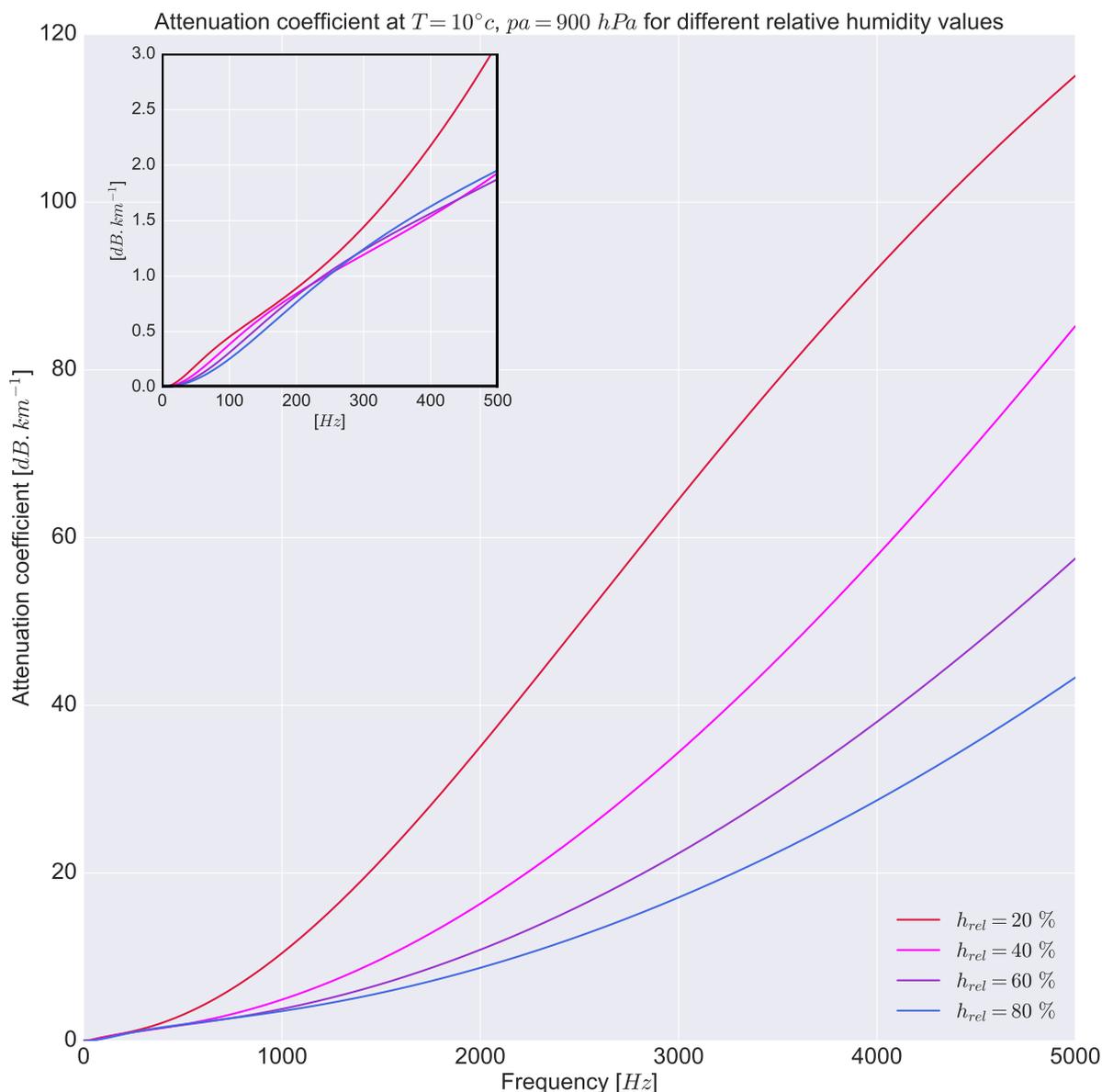


FIGURE 4.2 – Représentation de la valeur du coefficient d'atténuation  $\alpha_{dB}$  en  $\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}$  en fonction de la fréquence. Ce coefficient a été calculé à  $T = 10^\circ\text{C}$ , pour une pression atmosphérique  $p_a = 900\text{ hPa}$  pour quatre valeurs de l'humidité relative allant de 20 à 80 %. Le cadre en haut à gauche de la figure représente un zoom au niveau de la gamme de fréquence [0 – 500] Hz.

et

$$f_{rN} = \left(\frac{p_a}{p_r}\right) \left(\frac{T}{T_r}\right)^{-1/2} \left(9 + 280h \exp\left\{-4.170 \left[\left(\frac{T}{T_r}\right)^{-1/3} - 1\right]\right\}\right). \quad (4.31)$$

La fraction molaire en vapeur d'eau  $h$  est calculée à partir de l'humidité relative  $h_{rel}$  de la façon suivante :

$$h = h_{rel} \left(\frac{p_{sat}}{p_r}\right) \left(\frac{p_a}{p_r}\right)^{-1}, \quad (4.32)$$

où  $p_{sat}$  est la pression de vapeur saturante définie comme suit :

$$p_{sat} = p_r \times 10^V, \quad (4.33)$$

avec

$$\begin{aligned} V = & 10.7986 \left( 1 - \frac{T_{01}}{T} \right) - 5.02808 \times \log_{10} \left( \frac{T}{T_{01}} \right) + 1.50474 \times 10^{-4} \left( 1 - 10^{-8.29692 \left( \frac{T}{T_{01}} - 1 \right)} \right) \\ & + 0.42873 \times 10^{-3} \left( -1 + 10^{4.76955 \left( 1 - \frac{T}{T_{01}} \right)} \right) - 2.2195983, \end{aligned} \quad (4.34)$$

et où  $T_{01} = 273.16^\circ\text{K}$  correspond au point triple isotherme de l'eau.

Dans le cas d'un seul mécanisme de relaxation (par exemple pour l'azote), la formule (4.28) montre qu'à basse fréquence  $f \ll f_{rN}$ , la vitesse de phase de l'onde est la vitesse du son usuelle, correspondant à l'équilibre thermodynamique du gaz. À haute fréquence,  $f \gg f_{rN}$ , la vitesse de phase de l'onde est  $c_\infty = c_0 (1 + m_{rN})$  décrivant le fait que l'onde acoustique est trop rapide par rapport à la relaxation et que le gaz apparaît donc comme thermodynamiquement figé hors équilibre. Ces coefficients sont donnés par :

$$m_{rO} = 1.3929 \left( \frac{T}{T_r} \right)^{-2} e^{-2239.1/T}, \quad (4.35)$$

et

$$m_{rN} = 11.667 \left( \frac{T}{T_r} \right)^{-2} e^{-3352.1/T}. \quad (4.36)$$

En pratique, aux fréquences considérées ( $\leq 200$  Hz) et aux conditions atmosphériques usuelles, la relaxation de l'azote est dominante, et l'absorption thermovisqueuse est totalement négligeable.

#### 4.1.4.2 Intégration de la relaxation dans le calcul de $G_{tot}$

En l'absence de relaxation et d'absorption, la réponse impulsionnelle de l'éclair donnée par la relation (4.16) peut se réécrire en fonction du nombre d'onde  $k_0$  en :

$$\tilde{G}_{tot}(f) = \sum_{n=1}^N \frac{1}{4\pi d_n} e^{(-jk_0 d_n)}. \quad (4.37)$$

En prenant en compte les mécanismes de relaxation et d'absorption, il suffit pour obtenir la nouvelle réponse impulsionnelle de l'éclair de remplacer dans (4.37) le nombre d'onde  $k_0$  par  $k(f)$  défini par l'équation (4.28) :

$$\tilde{G}_{tot}^{ABS}(f) = \sum_{n=1}^N \frac{1}{4\pi d_n} e^{(-jk(f) d_n)}. \quad (4.38)$$

Puis en remarquant que le nombre d'onde  $k$  peut se réécrire sous la forme :

$$k(f) = k_0 \left[ 1 - \frac{f^2}{2} \left( \frac{m_{rN}}{f_{rN}^2 + f^2} + \frac{m_{rO}}{f_{rO}^2 + f^2} \right) + j \frac{f}{2} \left( \frac{f}{f_V} + \frac{m_{rN} f_{rN}}{f_{rN}^2 + f^2} + \frac{m_{rO} f_{rO}}{f_{rO}^2 + f^2} \right) \right], \quad (4.39)$$

on constate que la partie réelle de  $k$  aura des effets sur la phase, tandis que la partie imaginaire correspondra au terme d'atténuation en amplitude de  $\tilde{G}_{tot}$ . Ainsi, en posant :

$$\alpha_{ABS}(f) = \frac{\pi f}{c_0} \left( \frac{1}{f_V} + \frac{m_{rN} f_{rN}}{f_{rN}^2 + f^2} + \frac{m_{rO} f_{rO}}{f_{rO}^2 + f^2} \right), \quad (4.40)$$

et

$$\theta_{ABS}(f) = \frac{f^2}{2} \left( \frac{m_{rN}}{f_{rN}^2 + f^2} + \frac{m_{rO}}{f_{rO}^2 + f^2} \right), \quad (4.41)$$

alors on peut écrire  $\tilde{G}_{tot}^{ABS}$  sous la forme :

$$\tilde{G}_{tot}^{ABS}(f) = \sum_{n=1}^N \frac{e^{-\alpha_{ABS} d_n}}{4\pi d_n} e^{-jk_0[1+\theta_{ABS}]d_n}. \quad (4.42)$$

Cette forme permet de bien expliciter ce qui est relatif à l'atténuation en amplitude, de ce qui l'est à la phase. Enfin, on a l'habitude de donner le coefficient d'atténuation en  $dB.m^{-1}$ . En sachant que les grandeurs en  $dB$  sont définies par la relation  $X_{dB} = 20 \log_{10}(X/X_{ref})$ , on en déduit que le terme d'atténuation en  $dB.m^{-1}$  devrait s'écrire dans  $\tilde{G}_{tot}^{ABS}$  comme  $10^{\frac{-\alpha_{dB} d_n}{20}}$ . Ceci implique que :

$$e^{-\alpha_{ABS} d_n} = 10^{\frac{-\alpha_{dB} d_n}{20}} \Leftrightarrow \alpha_{dB} = \frac{20}{\ln(10)} \times \alpha_{ABS}. \quad (4.43)$$

De cette expression, on retrouve l'expression du coefficient d'atténuation en  $dB.m^{-1}$  fourni par la norme ISO 9613-1 :

$$\begin{aligned} \alpha_{dB}(f) = & 8.686 f^2 \left[ 1.84 \times 10^{-11} \left( \frac{p_a}{p_r} \right)^{-1} \left( \frac{T}{T_r} \right)^{1/2} \right] \\ & + 8.686 f^2 \left( \frac{T}{T_r} \right)^{-5/2} \left[ 0.01275 \left( \frac{f_{rO}}{f_{rO}^2 + f^2} \right) e^{-2239.1/T} + 0.1068 \left( \frac{f_{rN}}{f_{rN}^2 + f^2} \right) e^{-3352.1/T} \right] \end{aligned} \quad (4.44)$$

## 4.2 Génération aléatoire d'éclairs tortueux

La section précédente était dédiée à la présentation du modèle en chaîne de perles qui est un modèle de propagation nécessitant la connaissance de la géométrie de l'éclair et de la forme de l'onde initiale. L'objet de cette partie est la génération de la géométrie d'éclairs tortueux. Plusieurs méthodes sont possibles pour réaliser cette tâche. La solution la plus pertinente serait d'utiliser des géométries de véritables éclairs. Cependant, les reconstructions que nous avons présentées dans le Chapitre 3 ne sont malheureusement pas assez

précises pour être utilisées dans le modèle en chaîne de perles, les distances inter-sources pouvant être assez importantes, il serait nécessaire d'interpoler la forme du canal au travers de ces sources. Or, il n'existe pas une façon unique de relier les différents points sources entre eux. Donc avec un même jeu de points sources on peut arriver à construire des éclairs très différents qui ne sont pas forcément réalistes. Par ailleurs utiliser des géométries réelles nous restreint dans le nombre de simulations que l'on peut réaliser. C'est pourquoi, la méthode choisie sera une modélisation numérique, permettant notamment la création d'un très grand nombre d'éclairs.

### 4.2.1 Observation de la géométrie

La première question qu'il convient de se poser à ce stade est "comment modéliser la géométrie du canal de foudre?". La réponse qui semble la plus évidente serait de se baser sur la physique du champ électrique généré par l'accumulation de charges d'une cellule orageuse et de calculer ensuite la trajectoire qui minimise l'énergie dépensée pour neutraliser ces charges. Cette trajectoire n'est autre que le canal d'éclair. Concernant la modélisation physique des éclairs, [Kim and Lin, 2004] présentent une méthode physique de simulation d'arcs électriques. Leur méthode, appelée *dielectric breakdown model*, est une reformulation de la formation des canaux électriques basée sur une simplification des équations de propagation d'Helmholtz en électromagnétisme. [Kim and Lin, 2007] présentent ensuite une évolution de leur précédente méthode en utilisant un maillage adaptatif qui permet d'améliorer le temps de calcul des canaux d'éclairs. En effet, Kim et Lin précisent qu'une telle simulation en 3D peut être longue puisqu'elle induit la résolution d'un important problème de Poisson. Enfin, [Matsuyama et al., 2006] présentent une technique d'animation temps réel d'étincelles électriques basée sur la résolution des équations de Laplace pour déterminer le champ électrique, en utilisant le calcul GPU. L'éclair simulé apparaît très satisfaisant et ressemble typiquement à ce que l'on peut observer dans la nature. Cependant, les modèles présentés précédemment demeurent assez lourds et coûteux, c'est pourquoi nous préférons adopter une méthode basée sur des observations statistiques pour simuler les éclairs. Plusieurs raisons motivent ce choix, la première étant que l'objectif de cette thèse n'est pas de déterminer une méthode physique pour générer des éclairs, mais bien d'obtenir un modèle de géométrie satisfaisant pour observer ses effets sur le spectre du tonnerre. La seconde est que l'on souhaite observer des tendances statistiques, et pour ce faire nous avons besoin d'un algorithme rapide permettant la génération aléatoire de plusieurs milliers d'éclairs en 3D. Les modèles basés sur la physique des éclairs, bien que très réalistes, ne permettent pas cette rapidité. Dans le modèle que nous allons développer, on considère qu'un éclair est une succession de brins rectilignes de longueurs  $h$  défléchis les uns par rapport aux autres d'un angle  $\Phi$ . C'est dans cette optique que les deux sous-sections suivantes vont présenter les observations de ces deux métriques afin de pouvoir les reproduire.

#### 4.2.1.1 Observation de la déflexion entre chaque brin

C'est essentiellement sur les observations de [Hill, 1968] que nous nous baserons pour décrire le modèle de génération aléatoire d'éclairs. Il s'agit de la première analyse statistique

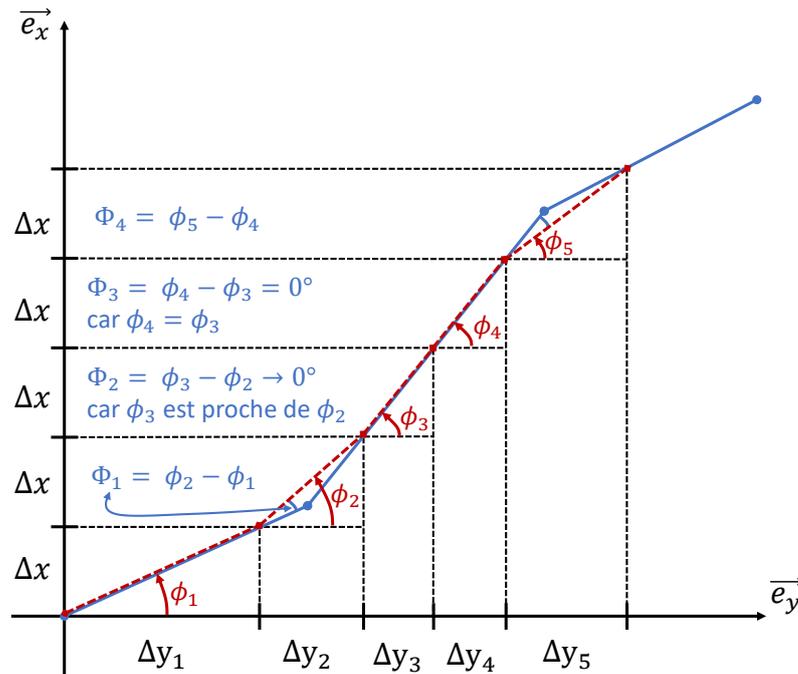


FIGURE 4.3 – Schéma représentant la méthode de Hill pour calculer les déflexions par pas de  $\Delta x$ . La courbe en trait plein bleu correspond à la forme locale de l'éclair, les traits pointillés rouges lient les points de coordonnées  $(\Delta x_i; \Delta y_i)$  aux points  $(\Delta x_{i+1}; \Delta y_{i+1})$ , de cette façon la déflexion  $\Phi_i$  au sens de Hill est la soustraction des angles  $\phi_{i+1}$  et  $\phi_i$  qui correspondent aux angles formés par les traits pointillés et le repère  $(0, \vec{e}_x, \vec{e}_y)$ .

de la géométrie des canaux de foudre. Dans cet article, Hill présente une série de stéréophotographies d'éclairs prises à l'université d'Arizona, à Uppsala et en Afrique du Sud. La stéréophotographie permet d'obtenir un cliché d'un même évènement sur deux orientations différentes. Un éclair étant un phénomène intrinsèquement 3D ce type d'outil permet d'avoir accès à plusieurs projections et donc à certains effets 3D. Nous allons détailler la méthode entreprise par Hill pour obtenir son analyse et les principaux résultats qui nous serviront dans la modélisation du canal tortueux. La figure 4.3 est une représentation schématique d'une petite portion du canal d'éclair pour illustrer la méthode employée par Hill. Cette méthode consiste à découper un canal d'éclair (issu d'une photographie) régulièrement sur l'axe  $\vec{e}_x$  d'un pas  $\Delta x$ . Dans son article l'axe  $\vec{e}_x$  correspond à la verticale. Puis, à chacun des pas  $\Delta x$ , le déplacement  $\Delta y$  est calculé. Si on note  $\Phi_i$  la déflexion d'un pas à un autre, puisque l'on connaît les déplacements selon les deux directions, Hill obtient simplement la mesure de la déflexion par :  $\Phi_i = \phi_{i+1} - \phi_i = \arctan(\Delta x_{i+1} / \Delta y_{i+1}) - \arctan(\Delta x_i / \Delta y_i)$  (voir figure 4.3). Cette mesure était effectuée pour chacun des pas. La figure 4.4 présente un exemple d'angles de déflexion obtenu pour un éclair. Chaque point noir correspond à une valeur trouvée pour cet angle et la courbe en trait plein noir correspond à la distribution de l'angle de déflexion qu'obtient Hill à partir de l'ajustement de ces mesures. Deux points sont à éclaircir sur cette figure. Premièrement, comme les appareils utilisés pour réaliser les stéréophotographies avaient une sensibilité assez faible pour mesurer  $\Delta y$ , cela a induit l'apparition de blocs de mesures autour d'angles multiples de  $7^\circ$ . Deuxièmement, comme le pas

$\Delta x$  est choisi arbitrairement, il arrive assez fréquemment qu'il ne corresponde pas à la longueur d'un brin, ce qui fait qu'assez souvent le passage d'un pas à l'autre reste sur le même brin, ce qui fournit naturellement un angle de déflexion nul. Cet argument justifie le grand nombre de points à 0 sur la figure. Par ailleurs, l'un des avantages de la méthode employée par Hill est qu'elle ne dépend ni de la distance à l'éclair ni du grossissement de la lentille utilisée, du fait que  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sont obtenus par le même biais.

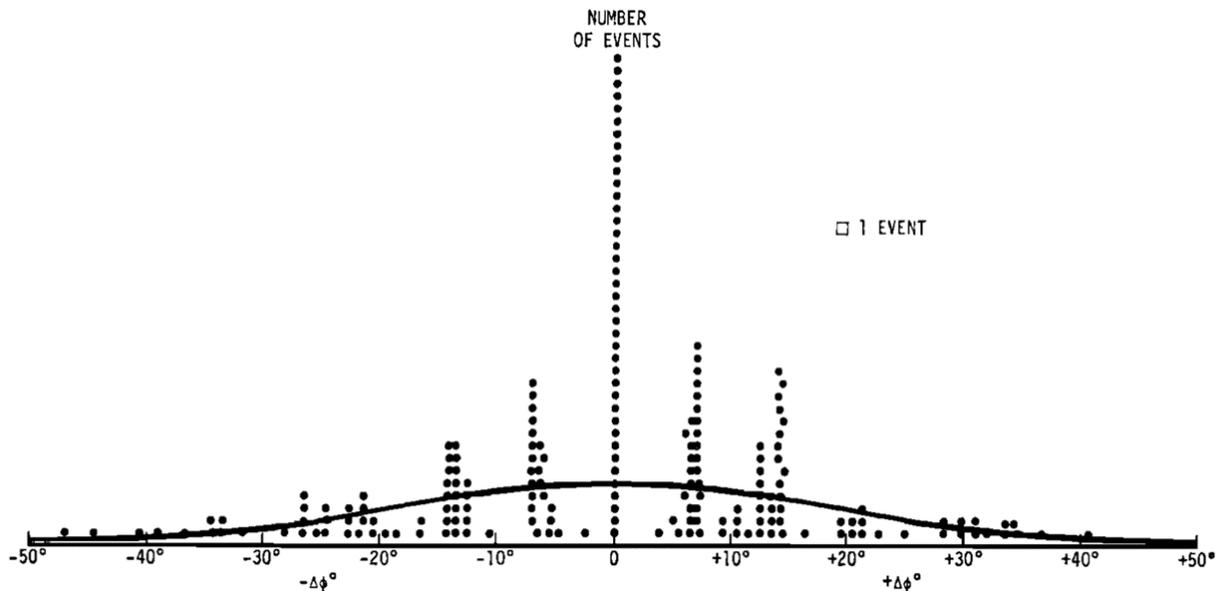


FIGURE 4.4 – Mesures des angles de déflexion  $\Phi$  pour l'évènement Norinder 4 pour les carrés noirs et tracés de la distribution de  $\Phi$  correspondant à une loi Gaussienne normalisée. Figure extraite de [Hill, 1968]

Hill réitère finalement cette méthode sur l'ensemble des clichés d'éclairs qu'il a obtenu afin d'obtenir une base statistique. Les principaux résultats sont synthétisés par les trois points suivants :

1. La distribution des angles de déflexion sur l'ensemble des clichés et donc pour chacun des éclairs est une loi gaussienne centrée.
2. Hill calcule la valeur moyenne de la valeur absolue des angles de déflexion de chaque éclair (parfois sur plusieurs angles grâce à la stéréophotographie). En moyennant l'ensemble de ces valeurs, il trouve finalement que  $\langle |\Phi| \rangle \approx 16.3^\circ$  avec un écart type de l'ordre du degré. Il s'agit d'un résultat extrêmement important car, malgré le caractère aléatoire de l'éclair, la déflexion a néanmoins une valeur moyenne constante. Du fait que cette mesure a également été effectuée pour plusieurs angles d'un même éclair il s'agit bien d'une mesure 3D.
3. Enfin, Hill a cherché à quantifier la dépendance de la déflexion à la taille du pas  $\Delta x$  afin de s'assurer que cela n'induisait pas de biais dans sa mesure. Il obtient un faible

lien entre les deux grandeurs, se traduisant par l'ajustement suivant :  $\langle |\Phi| \rangle = K \langle \Delta x \rangle^{0.1}$  avec ici  $K \approx 16^\circ$ . Ce résultat permet de conclure que la taille d'un brin n'influence que très peu la valeur moyenne de la déflexion.

Puisqu'une distribution en loi gaussienne centrée a été trouvée, ainsi qu'une valeur moyenne absolue de la déflexion constante, Hill a étudié la probabilité du trajet le plus probable. Pour ce faire il teste un modèle de marche aléatoire ([Schelling Van, 1958]) pour le comparer avec la trajectoire prise par un éclair. Bien que certaines ressemblances soient à noter, Hill finit par conclure après une étude approfondie sur de potentielles oscillations propres des trajectoires d'éclairs que celles-ci ne sont sans doute pas liées à une telle marche aléatoire.

Les études de [Roy, 1981] et de [Ribner and Roy, 1982] dans les années 80 ont donné de nouvelles observations et mesures de la tortuosité de l'éclair. [Roy, 1981] présente un modèle de génération aléatoire d'éclairs (qui sera présenté dans la sous-section suivante) basé sur les observations de [Hill, 1968]. [Ribner and Roy, 1982] reprennent et synthétisent les résultats de [Roy, 1981] puis réalisent leurs propres mesures expérimentales sur la tortuosité de l'éclair. Ils confirment les mesures et résultats statistiques présentés par [Hill, 1968], dont, notamment, la déflexion absolue moyenne de  $16^\circ$  environ. Un peu plus tard, [Hill, 1988] viendra resynthétiser ses propres résultats avec ceux de Ribner et Roy en confirmant leurs conclusions. Finalement l'étude la plus récente de la géométrie des éclairs est conduite par [Rood, 2012] dans sa thèse de doctorat qui reprend également les résultats de Hill, et de Ribner et Roy pour développer un modèle d'éclair en 2D.

#### 4.2.1.2 Observation de la longueur des brins

Dans la publication de [Hill, 1968], il a été évoqué la question des angles de déflexion qui ne dépendent que peu de la longueur du segment considéré. En revanche la question de la longueur typique d'un brin n'a pas été étudiée. C'est dans ce but que les données photographiques obtenues par Hill ont notamment été réutilisées dans un rapport technique de [LeVine and Gilson, 1984]. Pour ce faire ils ont discrétisé les différentes photographies à leur disposition et ont calculé (sur le plan de la photo) les points  $(X, Y, Z)$  des extrémités de chaque brin. Ces points de mesure ont donné accès aux valeurs  $(\Delta X, \Delta Y, \Delta Z)$  qui correspondent aux écarts entre deux points. Leur tableau 1 présente pour chaque éclair traité les valeurs moyennes et écarts types trouvés. Le calcul de la moyenne globale des déplacements d'un brin à un autre pour l'ensemble des éclairs fournit que  $\langle \Delta X \rangle = \langle \Delta Y \rangle \approx 0$  et  $\langle \Delta Z \rangle \approx 8m$ . Ce résultat traduit que pour un grand nombre d'éclairs on converge vers un éclair moyen à l'allure verticale, qui descend du nuage vers le sol. Notamment, la connaissance moyenne des  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$  et  $\Delta Z$  permet de donner la longueur moyenne d'un brin qui est de  $8m$  environ. Les écarts types de ces longueurs sont quant à eux non négligeables. Cela indique, entre-autre chose, qu'il n'y a aucune raison particulière pour que tous les brins soient de la même taille. Quelques modèles ont alors émergé pour tenter de reproduire cette variabilité. [Ribner and Roy, 1982] ont par exemple proposé que les  $h_i$  soient distribués à l'aide d'une loi de Poisson centrée en  $h_{mean} = 3m$ . Un peu plus tard, au début des années 2000, [Glassner, 2000] étudie les enregistrements de 40 éclairs obtenus à l'Université d'Arizona dans le cadre du programme spatial Apollo pour étudier la longueur des brins. En plus de re-

trouver les mesures statistiques de [Hill, 1968] sur l'angle de déflexion il observe que plus on se rapproche du sol plus la longueur  $h_i$  d'un brin a tendance à être courte. Il parvient à proposer une distribution des  $h_i$  basée sur une densité de probabilité polynomiale dont les paramètres changent selon l'altitude (Glassner fait état d'un découpage en 8 strates d'altitudes) dans l'éclair au moment du calcul du nouveau brin. Dans la suite du manuscrit (sauf mention contraire), bien que des modèles aient été développés pour distribuer la longueur des brins, les éclairs présentés seront générés aléatoirement en utilisant une longueur constante pour  $h_i$ . Il s'agit d'une approximation que nous justifions par la simplicité qu'elle implique et, qu'en moyenne sur un grand nombre d'évènements, on retrouve cette longueur.

## 4.2.2 Modèle bidimensionnel

Maintenant que nous avons connaissance des grandeurs statistiques qu'il faut reproduire, pour produire un canal d'éclair qui semble correspondre au mieux aux observations, nous allons nous intéresser aux modèles de génération aléatoire d'éclairs en 2D dans un premier temps, et leur extension naturelle en 3D ensuite.

### 4.2.2.1 Méthode générale

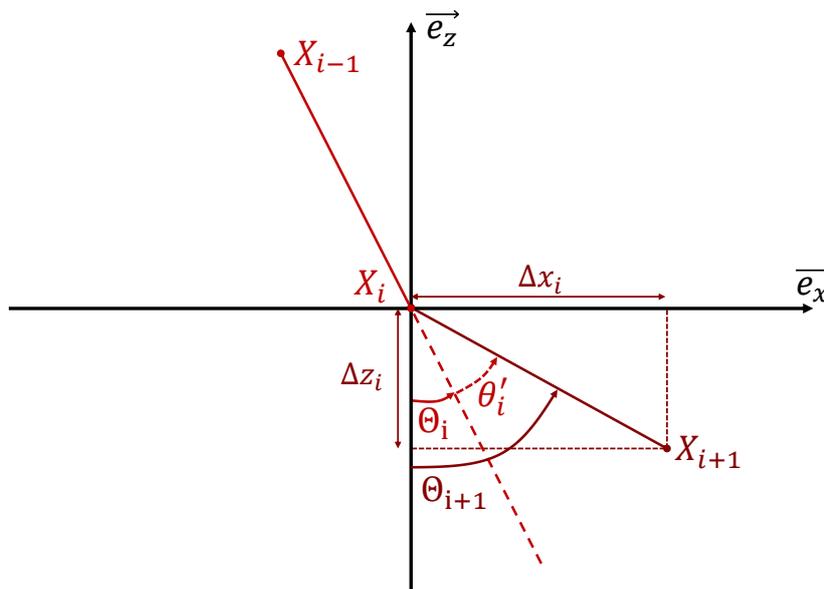


FIGURE 4.5 – Schéma 2D du passage de la position  $X_i$  à  $X_{i+1}$

Le point de départ de la modélisation se base sur la définition du canal d'éclair qui suit. En effet, nous supposons qu'un éclair est une succession de  $N$  brins rectilignes, décrits par la connaissance des vecteurs  $\vec{L}_i = \vec{X}_i \vec{X}_{i+1}$  où  $X_i$  et  $X_{i+1}$  correspondent respectivement aux coordonnées des points formant leurs débuts et leurs fins. Par ailleurs la norme  $\|\vec{L}_i\|$  correspond à la longueur de chaque brin et sera notée  $h_i$ . Pour simplifier les notations, nous noterons  $\vec{L}_i^u$  le vecteur unitaire  $\vec{L}_i/h_i$ . Pour ne pas avoir une ligne droite en guise d'éclair, il faut que chaque brin soit dévié du précédent par un angle de déflexion que nous noterons  $\theta'$ . Notons ici que les angles sont introduits différemment de [Hill, 1968]. Puis, comme nous savons que

cette déflexion est régie par une loi gaussienne de valeur moyenne  $\mu = 0^\circ$  et d'écart type  $\sigma = \Delta\theta$ , il suffit de procéder à un tirage aléatoire à la fin de chaque segment pour déterminer la valeur de  $\theta'_i$ . Notons que la valeur de l'écart type est choisie afin de respecter la relation  $\langle |\Phi| \rangle \approx 16.3^\circ$ . De plus, pour repérer facilement un brin  $i$  dans l'espace nous notons  $\Theta_i$  l'angle formé par son vecteur  $\vec{L}_i^u$  et l'axe vertical  $\vec{e}_z$ . De fait,  $\Theta_{i+1}$  qui décrit l'angle du  $i + 1^{\text{ème}}$  segment par rapport à l'axe  $\vec{e}_z$  sera tout simplement déterminé par la somme  $\Theta_{i+1} = \Theta_i + \theta'_i$  où  $\theta'_i$  est l'angle de déflexion obtenu aléatoirement. La figure 4.5 illustre le passage du brin  $\vec{L}_i$  dont la position finale est  $X_i$  au brin  $\vec{L}_{i+1}$  dont l'extrémité est repérée par  $X_{i+1}$ . On déduit de cette figure les expressions suivantes :

$$\begin{cases} x_{i+1} = x_i + \Delta x_i \\ z_{i+1} = z_i + \Delta z_i, \end{cases} \quad (4.45)$$

permettant de passer d'une position de l'éclair à la suivante par :

$$\begin{cases} x_{i+1} = x_i + h_i \sin(\Theta_i + \theta'_i) \\ z_{i+1} = z_i - h_i \cos(\Theta_i + \theta'_i). \end{cases} \quad (4.46)$$

Nous venons de décrire un système construit par récurrence, en effet du moment que la position  $X_i$  est connue il suffit de calculer  $\theta'_i$  aléatoirement pour passer à la position  $X_{i+1}$ . Comme tout système décrit par récurrence il est nécessaire de l'initialiser. Dans notre cas, nous supposons une position initiale  $X_0 = (x_0 = 0; z_0)$  avec  $z_0$  l'altitude initiale de l'éclair. On suppose un départ vertical, ce qui se traduit par  $\Theta_0 = 0$ . On calcule ensuite aléatoirement l'angle  $\theta'_0$  et à l'aide de la relation (4.46) on obtient la position  $X_1$  (et également le vecteur  $\vec{L}_0$  qui décrit le premier brin de l'éclair). Il suffit ainsi de réitérer l'opération autant de fois que souhaité, jusqu'à atteindre l'altitude  $z = 0$  ou une certaine longueur totale pour l'éclair par exemple. Maintenant que la méthode générale a été présentée, il est nécessaire de discuter la façon dont les  $h_i$  et  $\theta'_i$  sont calculés.

#### 4.2.2.2 Calcul des angles de déflexion

**Marche aléatoire simple** Nous avons vu précédemment dans la sous-section 4.2.1 que Hill avait observé que la déflexion était distribuée selon une loi normale, mais qu'en la comparant à une marche aléatoire de Van Schelling, les résultats n'étaient pas optimaux. Nous nous servirons cependant de ce type de marche aléatoire comme point de départ, pour notamment observer les problèmes que cela implique. Si  $\theta'$  suit une telle marche aléatoire, alors nous pouvons écrire qu'il se distribue selon la loi de probabilité suivante :

$$p(\theta') = a \exp\left(-\frac{\theta'^2}{\Delta\theta^2}\right), \quad (4.47)$$

où  $a$  est une constante de normalisation de sorte que l'intégrale de  $p(\theta')$  sur toutes les valeurs soit égale à 1. L'écart type  $\Delta\theta$  est choisi de sorte à ce que l'on retrouve  $\langle |\theta'| \rangle \approx 16.3^\circ$  et vaut environ  $30^\circ$  dans ce cas. Bien que séduisante par son apparente simplicité, cette distribution de  $\theta'$  n'est effectivement pas satisfaisante puisqu'elle laisse l'éclair libre de partir dans toutes les directions au bout d'un certain nombre d'itérations (d'autant plus faible que

$\Delta\theta$  est grand). La figure 4.6 montre un résultat de modélisation 2D, obtenu à l'aide de cette distribution angulaire. À l'observation de cette figure on constate que l'on reproduit mal le comportement d'un éclair, à cause notamment d'un bouclage sur lui-même très important et que l'on suit une trajectoire assez peu descendante.

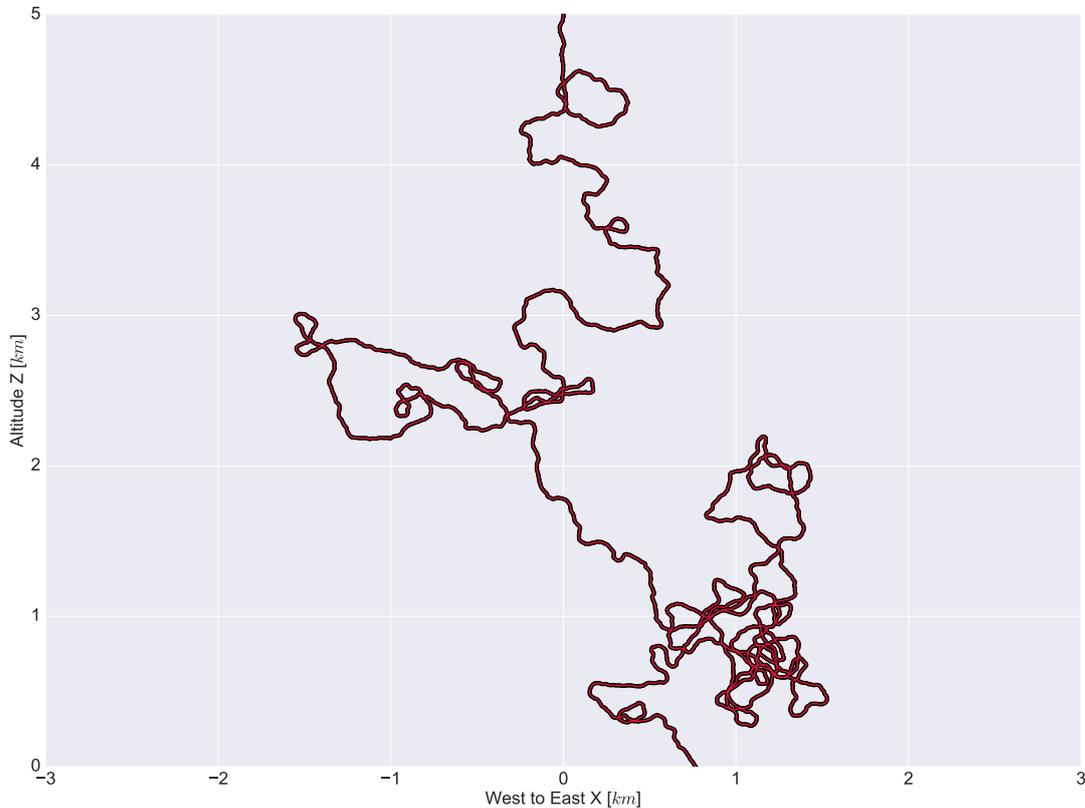


FIGURE 4.6 – Représentation d'un éclair généré aléatoirement en 2D à partir d'une marche aléatoire classique. Le point de départ est la position  $X_0 = (0.0 ; 5000.0)$

**Ajout d'un biais vertical** Une solution pour pallier l'absence d'une direction privilégiée autour de l'axe vertical a été proposée par [Roy, 1981] et [Ribner and Roy, 1982]. En effet, ils étudient dans leurs papiers les modèles de génération aléatoire d'éclairs à partir des mesures de Hill et proposent d'ajouter un biais vertical dans la distribution (4.47) pour imposer à l'éclair de descendre vers le sol. L'ajout du biais vertical se traduit par une modification de la loi de probabilité (4.47). Plutôt que de centrer la distribution autour de la déflexion nulle, ils proposent de la centrer autour du dernier angle  $\Theta_i$ , qui représente la direction choisie par le précédent brin, qu'ils divisent par un facteur de biais appelé  $N$ . Ainsi plus  $N$  sera grand plus on se rapprochera du centrage autour de la déflexion nulle. Au contraire, plus il sera proche de 1, plus on se rapprochera du centrage autour de la dernière direction empruntée. Typiquement pour le cas 2D, [Ribner and Roy, 1982] proposent une valeur de  $N = 20$ . De cette

façon l'équation (4.47) devient :

$$p(\theta') = a \exp\left(-\frac{(\theta' - \Theta_i/N)^2}{\Delta\theta^2}\right). \quad (4.48)$$

On observe dans la figure 4.7 la formation d'un éclair en usant de cette loi de probabilité. Une nette différence avec la figure 4.6 est visible. L'éclair descend désormais correctement jusqu'au sol avec une allure qui paraît assez satisfaisante. En revanche on observe que l'éclair a tendance à boucler sur lui-même par endroit, effet que nous considérons indésirable. C'est pourquoi le paragraphe suivant présente l'ajout d'un nouveau paramètre qui permet d'améliorer plus encore la modélisation de l'éclair au travers d'une marche aléatoire biaisée.

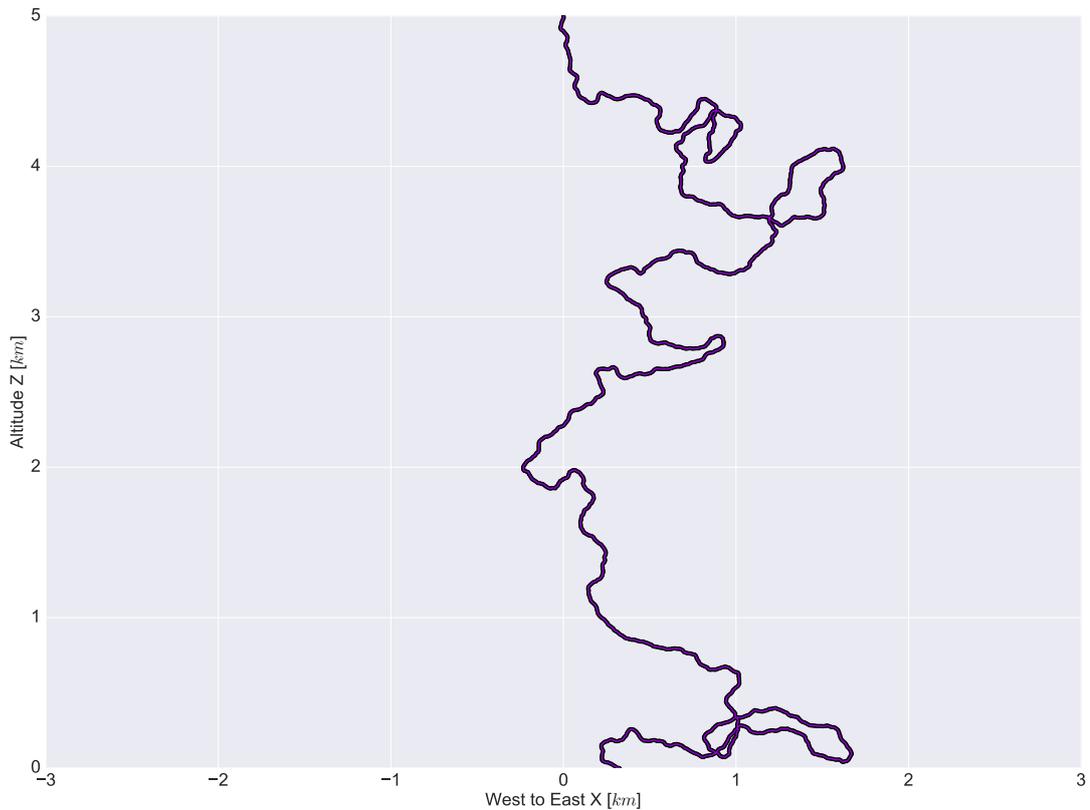


FIGURE 4.7 – Représentation d'un éclair généré aléatoirement en 2D avec un terme de biais  $N = 20$ .

**Ajout d'un paramètre de lissage** Afin de lisser les irrégularités observées du canal dans la figure 4.7, [Roy, 1981] et [Ribner and Roy, 1982] proposent d'ajouter un terme de mémoire dans le calcul des angles de déflexion. Il s'agit, lors de la détermination des nouvelles positions de l'éclair de prendre en compte les  $k$  dernières valeurs de  $\Theta$  plutôt qu'uniquement considérer la dernière pour le centrage de la distribution gaussienne. Cela peut se justifier physiquement par le fait que le champ électrique de l'éclair dépend *a priori* de la trajectoire suivie précédemment. Ce terme de mémoire est noté  $\bar{\Theta}_i$  et est défini comme suit :

$$\bar{\Theta}_i = \frac{1}{k} \sum_{j=i+1-k}^i \Theta_j \quad (4.49)$$

Ce terme de mémoire permet de moyenniser les  $k$  dernières valeurs de  $\Theta$  obtenues. Typiquement, [Ribner and Roy, 1982] proposent  $k = 4$  comme valeur standard qui permet un bon résultat. Le terme de mémoire ayant été défini on peut désormais l'intégrer dans la loi de probabilité afin de centrer la distribution autour de  $\bar{\Theta}_i$ . Cette modification permet de lisser les irrégularités et de retirer les bouclages intempestifs obtenus dans la génération précédente des éclairs. La nouvelle loi de probabilités de la nouvelle formulation de la déflexion  $\Theta_{i+1} = \bar{\Theta}_i + \theta'_i$  s'écrit ainsi :

$$p(\theta') = a \exp\left(-\frac{(\theta' - \bar{\Theta}_i/N)^2}{\Delta\theta_m^2}\right) \quad (4.50)$$

La figure 4.8 montre un exemple d'éclair partant de l'altitude  $z = 5000 \text{ m}$  généré aléatoirement à l'aide de la méthode présentée ci-dessus et en utilisant la densité de probabilité (4.50). Pour cet exemple nous avons repris les valeurs proposées par [Ribner and Roy, 1982], pour le biais et le terme de mémoire ( $N = 20$ ,  $k = 4$  pour le nombre de positions moyennées et  $\Delta\theta = 30^\circ$ ). On observe que le résultat est particulièrement satisfaisant puisqu'il respecte (par construction) les mesures statistiques de Hill et qu'il fournit des éclairs aux allures réalistes si on les compare à des photos par exemple. Dans la suite les éclairs 2D seront tous générés de cette façon.

#### 4.2.2.3 Calcul des $h_i$

À partir des observations présentées dans la sous-section 4.2.1.2, la longueur des brins est fixée à  $8 \text{ m}$  (sauf mention contraire) dans la suite de l'étude puisque cette longueur permet de reproduire statistiquement la taille des brins d'éclairs observés.

#### 4.2.2.4 Validation du modèle 2D

Le modèle de génération aléatoire d'éclairs étant uniquement basé sur des observations statistiques, il convient de vérifier qu'elles sont correctement reproduites. Pour ce faire, nous avons généré aléatoirement 10000 éclairs à partir de ce modèle, et réalisé deux tests principaux. Premièrement nous avons étudié la distance algébrique des points d'impact de chaque éclair par rapport à la position centrale (0;0). La figure 4.9 présente ce résultat. On observe que les points d'impacts sont distribués suivant une loi normale autour du point central. La courbe en pointillé rouge correspond à un ajustement gaussien de la distribution de distance obtenue. Ce résultat est rassurant puisqu'il démontre que les éclairs générés ici tombent aussi bien à gauche qu'à droite et dans les mêmes proportions. Deuxièmement, la figure 4.9 représente la distribution de la moyenne absolue des angles de déflexion  $\langle |\theta'| \rangle$ . La distribution apparaît gaussienne et centrée autour de  $16.3^\circ$ , ce qui permet de prouver que le modèle reproduit correctement les observations présentées dans la section 4.2.1. Au regard de ces résultats nous pouvons considérer que les éclairs 2D générés de cette façon respectent bien les observations statistiques menées par [Hill, 1968].

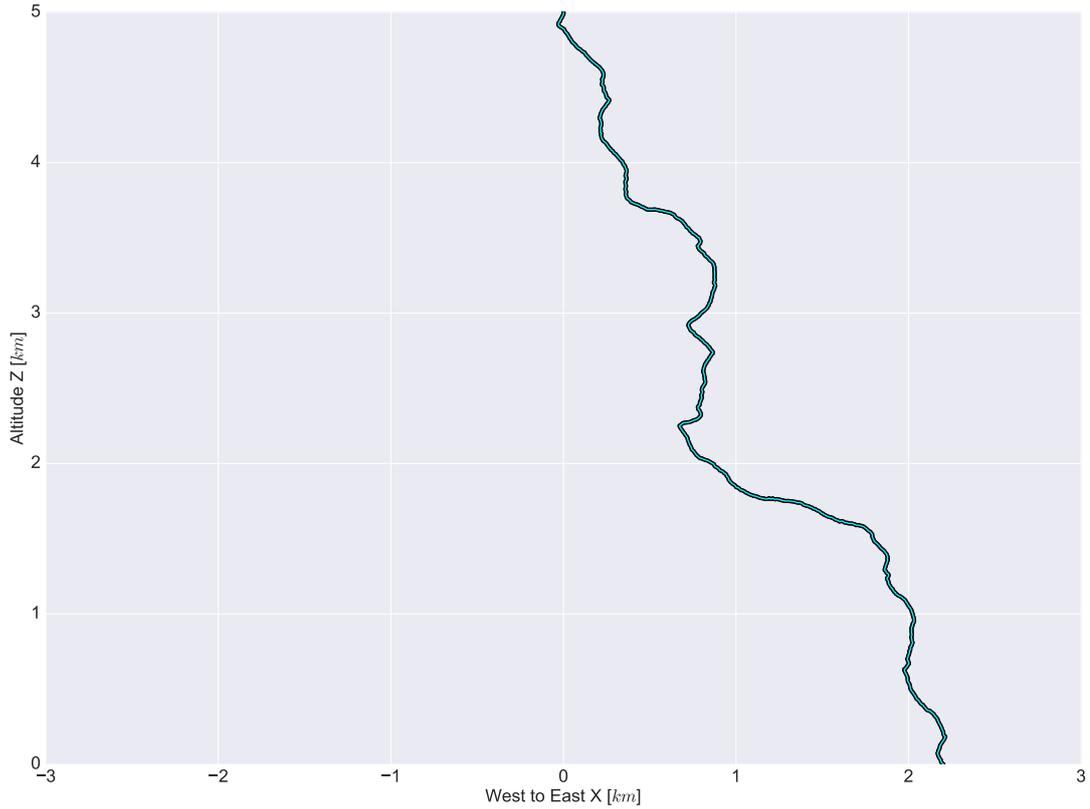


FIGURE 4.8 – Représentation d'un éclair généré aléatoirement en 2D avec un terme de biais  $N = 20$ , et un terme de mémoire  $k = 4$ . Le point de départ est  $X_0 = (0.0 ; 5000.0)$ , la taille des brins est fixée à  $h_i = 8 \text{ m} \forall i$  et l'écart type pour la déflexion choisie est  $\Delta\theta = 30^\circ$ . La propagation s'arrête lorsque l'éclair touche le sol, défini à l'altitude  $z = 0 \text{ m}$ .

## 4.2.3 Extension à trois dimensions

### 4.2.3.1 Méthode générale

Les représentations à deux dimensions présentées précédemment, bien que satisfaisantes, ne sont pas suffisantes et induiraient une trop grande perte d'information. En effet, un éclair est un objet à trois dimensions qui peut présenter une grande extension dans d'autres directions que la composante verticale. Tout d'abord, puisque les mesures effectuées par [Hill, 1968] ont été réalisées à l'aide de stéréophotographies prises sur différents éclairs, la mesure l'angle de déflexion  $\theta'$  moyen est bien une mesure 3D. Pour l'extension à trois dimensions il faut désormais considérer cet angle de déflexion comme un angle solide, c'est-à-dire que le brin considéré (de longueur  $h_i$ ), peut décrire un cône de demi-angle au sommet  $\theta'_i$ . Le passage d'un brin à l'autre est illustré par la figure 4.10. Pour simplifier les calculs, on définit une base orthonormée de vecteurs unitaires  $(\vec{L}_i^u, \vec{M}_i^u, \vec{N}_i^u)$  dont l'origine est le point  $X_i$ . Comme dans le cas 2D, on a  $\vec{L}_i^u = \vec{L}_i / h_i$  dirigé selon le brin précédent. Les vecteurs  $\vec{M}_i^u$  et  $\vec{N}_i^u$  sont choisis de façon à ce que cette base soit orthonormée. L'angle  $\varphi'_i$  représente la position de l'extrémité du brin  $X_{i+1}$  dans le plan  $(\vec{M}_i^u, \vec{N}_i^u)$ . Il peut librement varier entre 0 et  $2\pi$ . La base du cône est un cercle de rayon  $h'_i = h_i \sin(\theta'_i)$ , son centre se trouve sur l'axe défini par le vec-

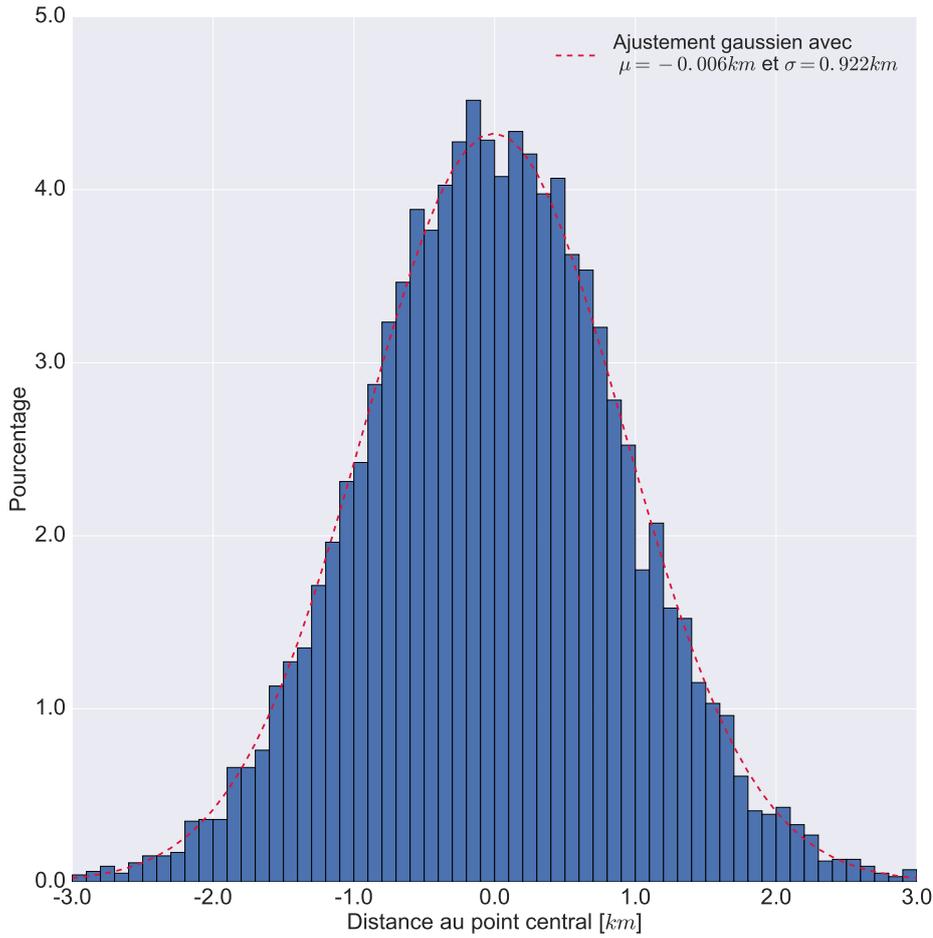


FIGURE 4.9 – Représentation de la distribution des points d'impacts sur l'axe pour un cas test à 10000 éclairs. La courbe en pointillés rouges représente un ajustement gaussien de cette distribution.

teur  $\vec{L}_i$  et se trouve à une distance  $l_i = h_i \cos(\theta'_i)$  de la position  $X_i$ . Finalement à partir de ces informations et de la figure 4.10 on peut écrire que :

$$\overrightarrow{X_i X_{i+1}} = \vec{L}'_{i+1} = l_i \vec{L}_i^u + m_i \vec{M}_i^u + n_i \vec{N}_i^u, \quad (4.51)$$

avec

$$\begin{cases} l_i = h_i \cos \theta'_i \\ m_i = h_i \sin \theta'_i \cos \varphi'_i \\ n_i = h_i \sin \theta'_i \sin \varphi'_i. \end{cases} \quad (4.52)$$

Les relations (4.52) permettent donc de calculer le nouveau brin à partir du précédent dans la base  $(\vec{L}_i^u, \vec{M}_i^u, \vec{N}_i^u)$  associée au brin précédent. La figure 4.11 représente le passage de la base du référentiel d'étude  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$  à la base locale  $(\vec{L}_i^u, \vec{M}_i^u, \vec{N}_i^u)$ . Pour ce faire on introduit les angles  $\Theta_i$  et  $\Psi_i$  repérant en coordonnées sphériques la position angulaire du

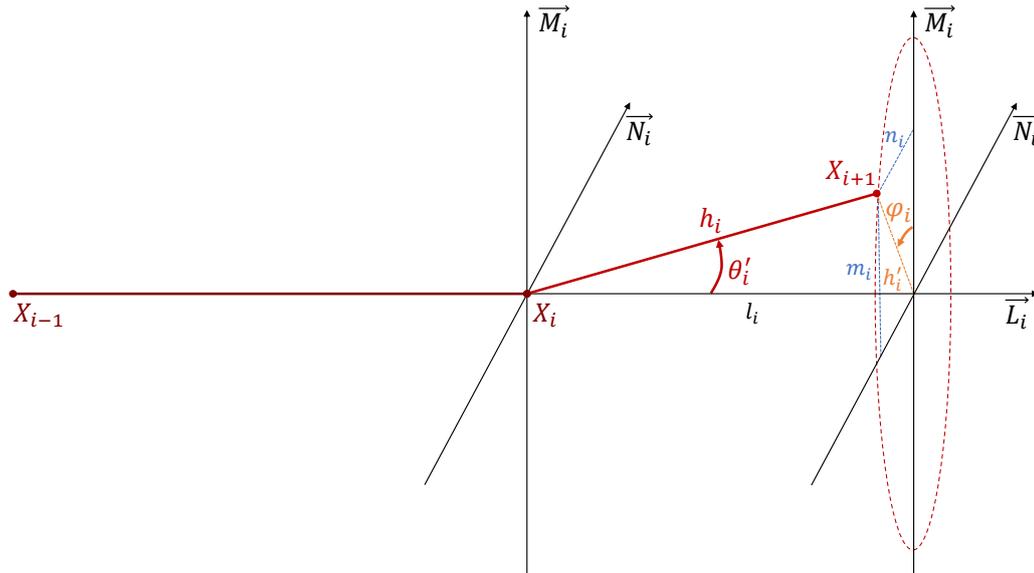


FIGURE 4.10 – Schéma 3D du passage de la position  $X_i$  à  $X_{i+1}$  dans la base  $(\vec{L}_i^u, \vec{M}_i^u, \vec{N}_i^u)$ .

brin précédent  $\overrightarrow{X_{i-1}X_i}$  dans la base  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, -\vec{e}_z)$ , pour tenir compte du fait que l'éclair est orienté de haut en bas. Ceci permet d'exprimer ce changement de base comme l'application de deux rotations successives : une rotation d'angle  $\Psi_i$  autour de l'axe  $\vec{e}_z$  suivie d'une rotation d'angle  $\Theta_i$  autour de l'axe  $\vec{N}_i'$ . On écrit :

$$\begin{cases} \vec{L}_i' = \cos(\Psi_i)\vec{e}_x + \sin(\Psi_i)\vec{e}_y \\ \vec{M}_i' = \vec{e}_z \\ \vec{N}_i' = -\sin(\Psi_i)\vec{e}_x + \cos(\Psi_i)\vec{e}_y, \end{cases} \quad (4.53)$$

ainsi que :

$$\begin{cases} \vec{L}_i^u = \sin\Theta_i\vec{L}_i' - \cos\Theta_i\vec{M}_i' \\ \vec{M}_i^u = \cos\Theta_i\vec{L}_i' + \sin\Theta_i\vec{M}_i' \\ \vec{N}_i^u = \vec{N}_i'. \end{cases} \quad (4.54)$$

En injectant (4.53) dans (4.54) on obtient :

$$\begin{cases} \vec{L}_i^u = \sin\Theta_i \cos\Psi_i \vec{e}_x + \sin\Theta_i \sin\Psi_i \vec{e}_y - \cos\Theta_i \vec{e}_z \\ \vec{M}_i^u = \cos\Theta_i \cos\Psi_i \vec{e}_x + \cos\Theta_i \sin\Psi_i \vec{e}_y + \sin\Theta_i \vec{e}_z \\ \vec{N}_i^u = -\sin\Psi_i \vec{e}_x + \cos\Psi_i \vec{e}_y. \end{cases} \quad (4.55)$$

Puis, pour exprimer une nouvelle position  $X_{i+1}$  dans le référentiel  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ , on utilise simplement le fait que  $\overrightarrow{OX_{i+1}} = \overrightarrow{OX_i} + \overrightarrow{\Delta X}$  avec  $\overrightarrow{\Delta X} = l_i\vec{L}_i^u + m_i\vec{M}_i^u + n_i\vec{N}_i^u$ . En fusionnant cette relation avec les équations (4.52) et (4.55) on trouve les coordonnées de l'extrémité du nou-

veau brin  $X_{i+1}$  :

$$\begin{cases} x_{i+1} = x_i + h_i (\cos \theta'_i \sin \Theta_i \cos \Psi_i + \sin \theta'_i \cos \varphi'_i \cos \Theta_i \cos \Psi_i - \sin \theta'_i \sin \varphi'_i \sin \Psi_i) \\ y_{i+1} = y_i + h_i (\cos \theta'_i \sin \Theta_i \sin \Psi_i + \sin \theta'_i \cos \varphi'_i \cos \Theta_i \sin \Psi_i + \sin \theta'_i \sin \varphi'_i \cos \Psi_i) \\ z_{i+1} = z_i + h_i (\sin \theta'_i \cos \varphi'_i \sin \Theta_i - \cos \theta'_i \cos \Theta_i) \end{cases} \quad (4.56)$$

Ce système d'équations modélise la génération tridimensionnelle des éclairs employée dans ce manuscrit. On notera que [Roy, 1981] a obtenu un résultat identique, à la seule différence que les éclairs sont générés à partir du sol jusqu'au nuage. Notre choix permettra dans l'avenir de modéliser plus facilement l'effet de branchage.

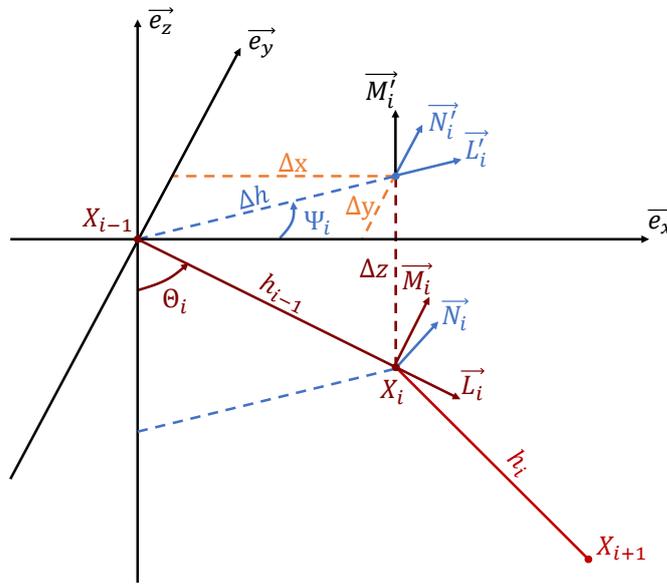


FIGURE 4.11 – Schéma 3D du passage de la position  $X_i$  à  $X_{i+1}$  dans le référentiel  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$

**Détermination des angles  $\Theta_i$  et  $\Psi_i$**  Les angles  $\Theta_i$  et  $\Psi_i$  sont déterminés à partir de la position du précédent brin par rapport au référentiel d'origine. Connaissant les extrémités du brin  $X_{i-1}$  et  $X_i$ , on déduit de la figure 4.11 que ces angles se calculent de la façon suivante :

$$\Psi_i = \begin{cases} \arccos\left(\left|\frac{\Delta x}{\Delta h}\right|\right) & \text{si } \Delta y \geq 0 \text{ et } \Delta x \geq 0 \\ \arcsin\left(\left|\frac{\Delta x}{\Delta h}\right|\right) + \pi/2 & \text{si } \Delta y \geq 0 \text{ et } \Delta x \leq 0 \\ -\arccos\left(\left|\frac{\Delta x}{\Delta h}\right|\right) & \text{si } \Delta y \leq 0 \text{ et } \Delta x \geq 0 \\ -\arcsin\left(\left|\frac{\Delta x}{\Delta h}\right|\right) - \pi/2 & \text{si } \Delta y \leq 0 \text{ et } \Delta x \leq 0, \end{cases} \quad (4.57)$$

et

$$\Theta_i = \begin{cases} \arccos\left(\left|\frac{\Delta z}{h_{i-1}}\right|\right) & \text{si } \Delta z \leq 0 \\ \arcsin\left(\left|\frac{\Delta z}{h_{i-1}}\right|\right) + \pi/2 & \text{si } \Delta z \geq 0. \end{cases} \quad (4.58)$$

Ici, on a  $\Delta h = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ ,  $\Delta x = x_i - x_{i-1}$ ,  $\Delta y = y_i - y_{i-1}$  et  $\Delta z = z_i - z_{i-1}$ . À partir de ces expressions, on vérifie que  $\Psi_i$  est libre de varier dans l'intervalle  $[-\pi; \pi]$  tandis que  $\Theta_i$  est contraint de varier dans l'intervalle  $[0; \pi]$ .

#### 4.2.3.2 Lois de probabilité des différents angles

Le modèle tridimensionnel introduit deux angles aléatoires, l'angle de déflexion solide  $\theta'_i$  qui étend à trois dimensions l'angle de déflexion introduit dans le modèle bidimensionnel, et l'angle de rotation  $\varphi'_i$ . Ces angles sont tirés aléatoirement suivant des lois de probabilités que nous allons maintenant préciser. Il est important de noter que comme dans le modèle à 2D, la longueur des brins est choisie constante et égale à huit mètres.

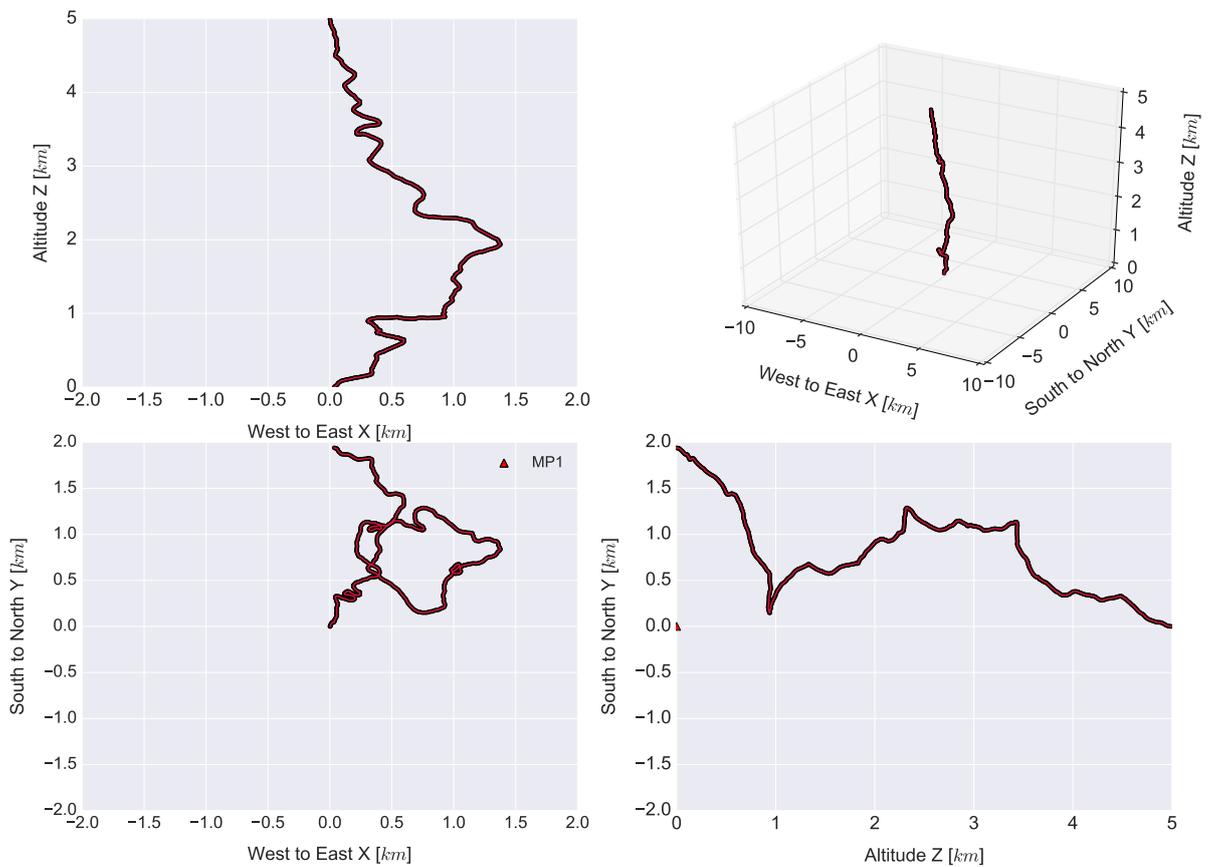


FIGURE 4.12 – Représentation d'un éclair en 3D obtenu à partir de la méthode de Ribner et Roy. En haut à gauche : projection Ouest - Est vs Altitude. En haut à droite : représentation 3D. En bas à gauche : projection Ouest - Est vs Nord - Sud. En bas à droite : projection Altitude vs Nord - Sud.

**Calcul de  $\theta'_i$  et  $\varphi'_i$  selon Ribner et Roy** La méthode de calcul de l'angle de déflexion solide  $\theta'_i$  est la même que celle utilisée pour le cas 2D, soit une distribution gaussienne à laquelle on ajoute un biais vertical et une mémoire. Toutefois, [Ribner and Roy, 1982] proposent d'utiliser un biais quadratique décrit par  $0.0008\overline{\theta_i}^2$  plutôt que la version linéaire précédente  $\overline{\theta_i}/N$ . Cette modification du biais leur permettait d'obtenir des formes d'éclairs jugées convenables par rapport à leurs observations expérimentales. L'angle  $\varphi'_i$  permet quant à

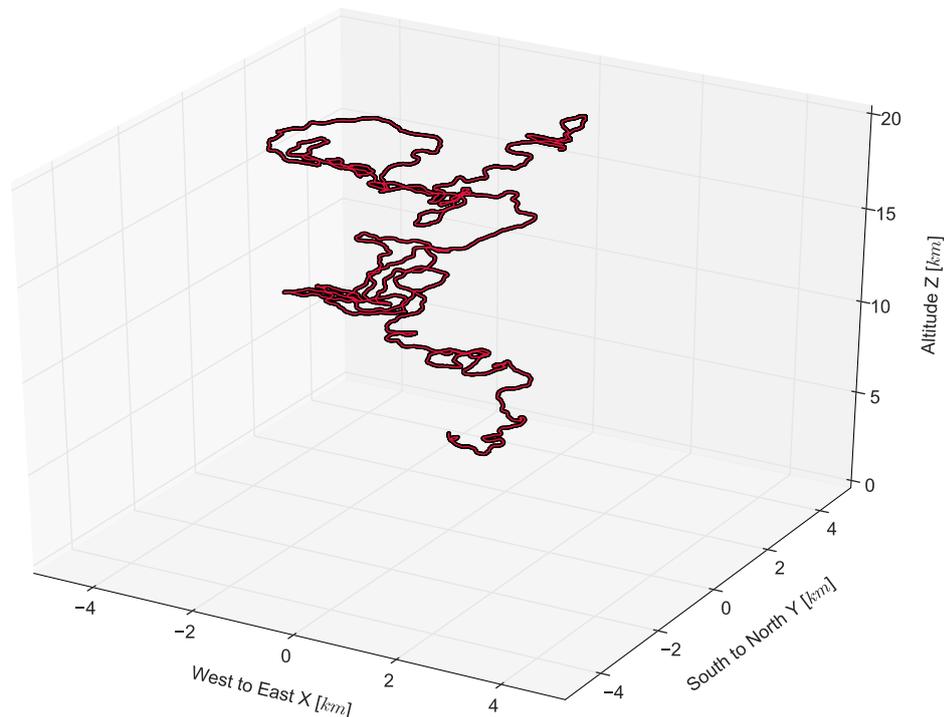


FIGURE 4.13 – Exemple d'un éclair 3D obtenu à partir de la méthode de Ribner et Roy qui ne touche pas le sol et au contraire part très haut en altitude.

lui de déterminer à quel endroit sur le cercle qui forme la base du cône se situera l'extrémité du nouveau brin. Puisque l'on souhaite que ce nouveau point puisse être n'importe où sur ce cercle, [Ribner and Roy, 1982] proposent une loi de probabilité uniforme entre 0 et  $2\pi$  pour le calcul de  $\varphi'_i$ . La figure 4.12 présente un résultat de tirage 3D d'éclair en utilisant les conditions décrites par [Ribner and Roy, 1982] (en utilisant la nouvelle expression du biais,  $k = 4$  et  $\Delta\theta = 20^\circ$ ). Ce tirage, bien que d'apparence convenable présente quelques problèmes. La tortuosité à petite échelle semble avoir été perdue (cf. figure 4.8) et les cassures ne semblent pas très naturelles. En particulier, sur la figure inférieure droite à l'altitude 1 km, le rebroussement paraît trop important. Mais le plus grand problème de ce modèle survient lors de la génération en grand nombre d'éclairs. En effet, après avoir effectué un grand nombre de tirages, nous avons observé que beaucoup d'éclairs ainsi générés n'atteignaient pas le sol, et bouclaient de façon très importante sur eux même. La figure 4.13 présente un exemple d'un tel éclair. Notre modèle bien que proche de celui présenté par [Roy, 1981] présente quelques différences qui peuvent être à l'origine des mauvais résultats observés à ce stade. C'est pourquoi le paragraphe suivant présente les modifications entreprises sur la génération aléatoire des angles pour obtenir un résultat satisfaisant.

**Choix présent pour  $\theta'_i$  et  $\varphi'_i$**  Le choix final concernant les distributions des angles  $\theta'_i$  et  $\varphi'_i$  est parti de l'observation suivante : l'angle  $\theta'_i$  est calculé avec une mémoire et un biais afin

de suivre une tendance passée et de forcer une trajectoire descendante. Cependant dans le modèle proposé précédemment l'angle  $\varphi'_i$  est calculé à chaque itération de façon totalement uniforme. Cela a pour conséquence que la nouvelle position calculée dépend des positions précédentes pour l'ouverture angulaire du cône mais pas pour sa position sur la base de celui-ci. C'est pourquoi l'idée a été d'ajouter une mémoire et un biais sur le calcul de  $\varphi'_i$  également, qui est alors défini comme suit :

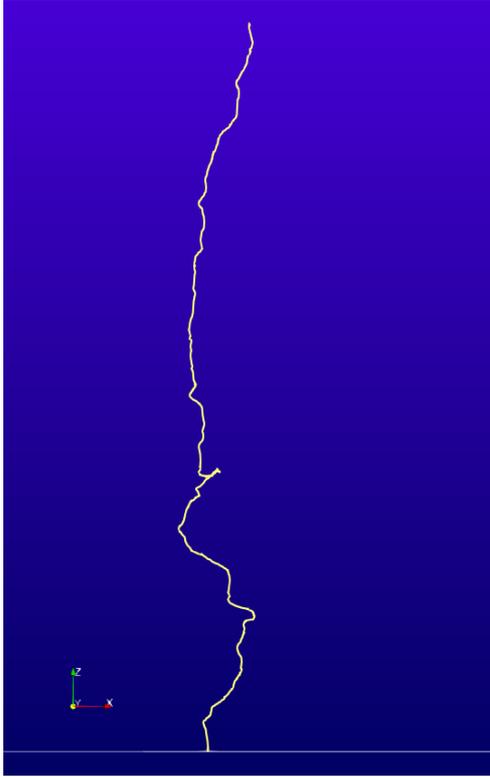


FIGURE 4.14 – Exemple d'un éclair 3D généré aléatoirement projeté sur le plan Altitude vs Ouest - Est

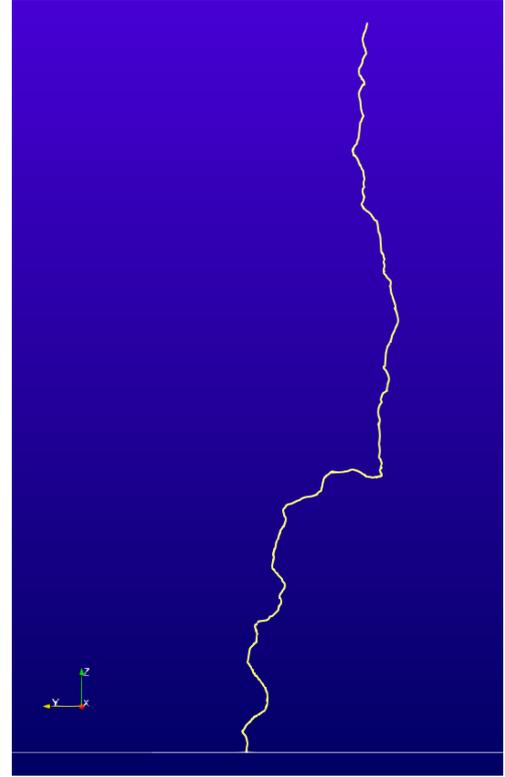


FIGURE 4.15 – Exemple d'un éclair 3D généré aléatoirement projeté sur le plan Altitude vs Nord - Sud

$$p(\varphi'_i) = \frac{a}{2} \exp\left(-\frac{(\varphi'_i - \bar{\Psi}_i/N)^2}{\Delta\varphi^2}\right) + \frac{a}{2} \exp\left(-\frac{(\varphi'_i + \bar{\Psi}_i/N)^2}{\Delta\varphi^2}\right), \quad (4.59)$$

avec  $\bar{\Psi}_i$  qui correspond au terme de mémoire :

$$\bar{\Psi}_i = \frac{1}{k} \sum_{j=i+1-k}^i \Psi_j. \quad (4.60)$$

Cette nouvelle expression de  $\varphi'_i$  est très similaire à l'expression (4.50) utilisée pour calculer  $\theta'_i$ , la différence étant que la distribution est ici une double gaussienne. Ceci permet de traduire que l'on a autant de chance de tirer l'angle  $\varphi'$  que son opposé. Dans notre modélisation nous réutilisons le biais linéaire pour le calcul des deux angles comme il a été défini dans le cas 2D. Finalement après une étude empirique, les paramètres optimaux trouvés pour la génération d'éclairs en 3D sont résumés dans le tableau 4.1. Les figures 4.14 et 4.15

présentent un exemple d'éclair généré en 3D par cette méthode sur deux projections différentes, dans les plans verticaux (Ouest - Est; Altitude et Nord - Sud; Altitude). On constate immédiatement que la tortuosité est aussi présente sur chacune des projections et que l'allure générale apparaît très satisfaisante.

TABLE 4.1 – Paramètres utilisés pour la génération aléatoire des angles

Angle	Ecart type	Biais	Terme de mémoire
$\theta'_i$	$\Delta\theta = 27.08^\circ$	$N = 20$	$k = 4$
$\varphi'_i$	$\Delta\varphi = 45^\circ$	$N = 20$	$k = 100$

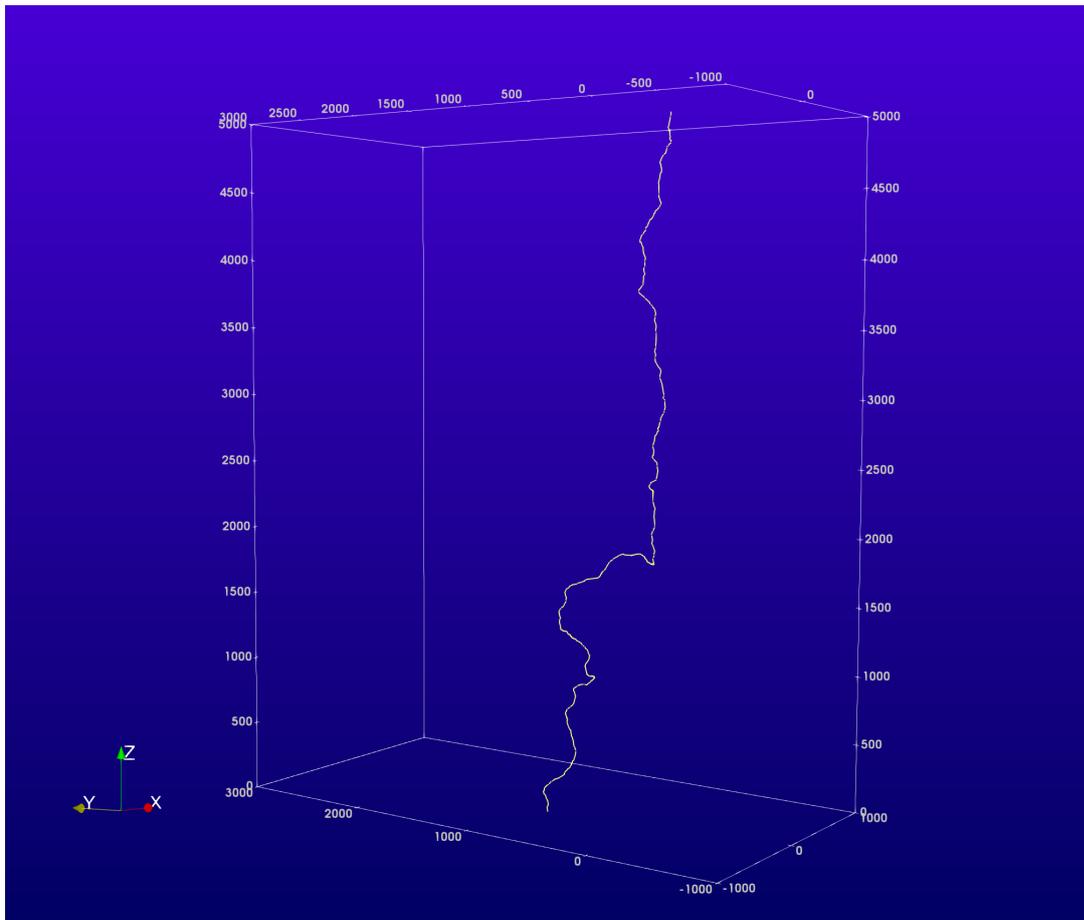


FIGURE 4.16 – Représentation d'un éclair en 3D

#### 4.2.3.3 Validation du modèle de géométrie en 3D

L'objectif de cette partie étant de réaliser une étude statistique sur un grand nombre d'éclairs d'orages générés aléatoirement il est important de vérifier certaines hypothèses sur le réalisme de ces éclairs. En effet, comme nous l'avons précisé au début de cette section, la génération est basée sur des hypothèses statistiques et non sur des modèles électromagnétiques. Il est important de vérifier qu'à défaut d'être générés par un modèle physique, les éclairs produits respectent bien les propriétés géométriques présentées dans la littérature.

La procédure pour la validation de la génération est basée sur la création de 10000 éclairs qui ont été générés aléatoirement avec les paramètres suivants :

1. Altitude  $z_0$  de départ fixée à 5000  $m$
2. Longueur des brins  $h_i$  choisie constante et égale à 8  $m$
3. Paramètres pour les angles identiques à ceux présentés dans le tableau 4.1

Une fois ces dix-mille éclairs générés plusieurs tests ont été effectués. Dans un premier temps nous avons souhaité vérifier que la génération des éclairs était bien isotrope dans le plan horizontal et qu'aucune direction de propagation n'était privilégiée. Pour cette vérification nous avons étudié le point d'impact de chacun des éclairs autour de la position  $X_0 = (0, 0, 0)$ . Pour chaque point d'impact un azimuth et une distance à ce point ont été calculés. La figure 4.17 présente la distribution de ces azimuths sous la forme d'un histogramme polaire ainsi que la distribution des distances au point  $X_0$ . Concernant les azimuths, l'histogramme a été réalisé en utilisant des tranches de  $5^\circ$ . Le code couleur mesure l'écart à la valeur moyenne de la distribution (égal à 1.39% soit exactement  $5/360$ , symbolisé par la courbe pointillée rouge). Plus l'on tend vers le rouge (respectivement le bleu foncé) plus la valeur est supérieure (respectivement inférieure) à la moyenne. Cette représentation permet de facilement repérer des directions qui seraient particulièrement représentées ou au contraire sous-représentées. Sur cette figure on constate que toutes les directions sont également représentées dans un sens statistique, l'écart à la moyenne étant inférieur à 0.4%, ce qui est particulièrement satisfaisant. Cette figure nous permet d'établir que notre modèle de génération d'éclairs est isotrope horizontalement et que les points d'impacts balayent tous les azimuths. La figure 4.18 supérieure montre la distribution de distance au point  $X_0$ , on y observe que cette dernière semble approcher une distribution de Poisson avec un maximum d'occurrence autour de  $\langle r \rangle \approx 700 m$ . On remarque que cette distance correspond à la moitié du côté d'un triangle de hauteur  $h = 5000 m$  (hauteur de l'éclair) et d'angle  $16.3^\circ$  (la déflexion moyenne des brins).

Le deuxième test qui s'est imposé a été de vérifier qu'avec ce modèle nous retrouvions bien les résultats de mesures effectués par [Hill, 1968] qui ont été présentés dans la sous-section 4.2.1. On rappelle que  $\theta'_i$  est un angle de déflexion obtenu par stéréophotographie et donc quelle que soit la projection réalisée, la même valeur doit être retrouvée. Afin de confronter notre modèle à ce résultat nous avons calculé, pour chaque éclair, sa projection dans les plans  $(0, \vec{e}_x, \vec{e}_z)$  et  $(0, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ , puis nous avons déterminé dans ces plans l'angle de déflexion entre chaque brin que nous appelons dans ce cas  $\psi'_i$ . Ensuite, pour chaque éclair, la moyenne de la valeur absolue de cet angle dans chacun des deux plans verticaux,  $\langle |\psi'_i| \rangle$ , a été calculée. La figure 4.18 montre la distribution obtenue pour les dix mille tirages aléatoires pour  $\langle |\psi'_i| \rangle$  sur les deux projections (en bleu sur  $(0, \vec{e}_x, \vec{e}_z)$  et en rouge sur  $(0, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ ). On obtient un résultat très satisfaisant puisque les deux distributions sont quasi identiques et apparaissent toutes deux gaussiennes centrées autour de l'angle  $\mu = 16.4^\circ$ , qui est très proche de la valeur mesurée par Hill ( $16.3^\circ$ ). L'écart type de ces distributions est de  $\sigma = 1.42^\circ$ . Ce résultat permet de mettre en lumière que les éclairs générés répondent pleinement aux mesures réalisées, et qu'ils ne satisfont pas seulement à une bonne ressemblance visuelle.

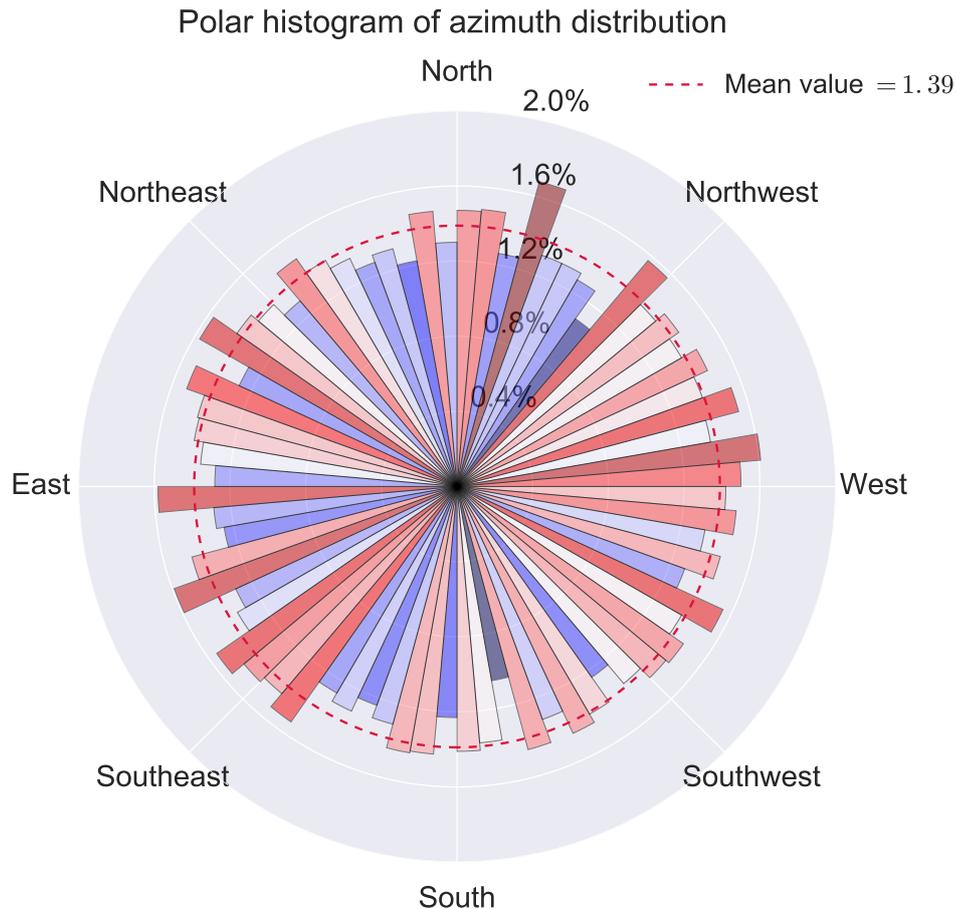


FIGURE 4.17 – Histogramme représentant la distribution des azimuts des points d'impacts de 10000 éclairs générés aléatoirement

Notons que les paramètres donnés dans le tableau 4.1 ont été sélectionnés afin de retrouver cette valeur moyenne. Le paramètre le plus sensible est l'écart type  $\Delta\theta = 27.08^\circ$  de la distribution de l'angle solide. L'écart type  $\Delta\varphi = 45.^\circ$  permet de couvrir une large distribution angulaire. Le biais  $N = 20$  et le terme de mémoire  $k = 4$  choisis pour le calcul de l'angle  $\theta'_i$  correspondent aux valeurs proposées par [Ribner and Roy, 1982]. Enfin le terme de mémoire  $k = 100$  choisi pour le calcul de l'angle  $\varphi'_i$  permet de limiter la diffusion horizontale de l'éclair.

Cette section avait pour objectif de présenter les méthodes utilisées pour générer des éclairs à deux puis à trois dimensions. La méthode de génération choisie est basée sur des observations statistiques uniquement, avec pour objectif de les imiter au mieux. Le modèle a été testé en générant un grand nombre d'éclairs, et les résultats sont visuellement et statistiquement très satisfaisants. C'est pourquoi ce modèle de géométrie sera désormais utilisé dans toute la suite pour la modélisation théorique du tonnerre.

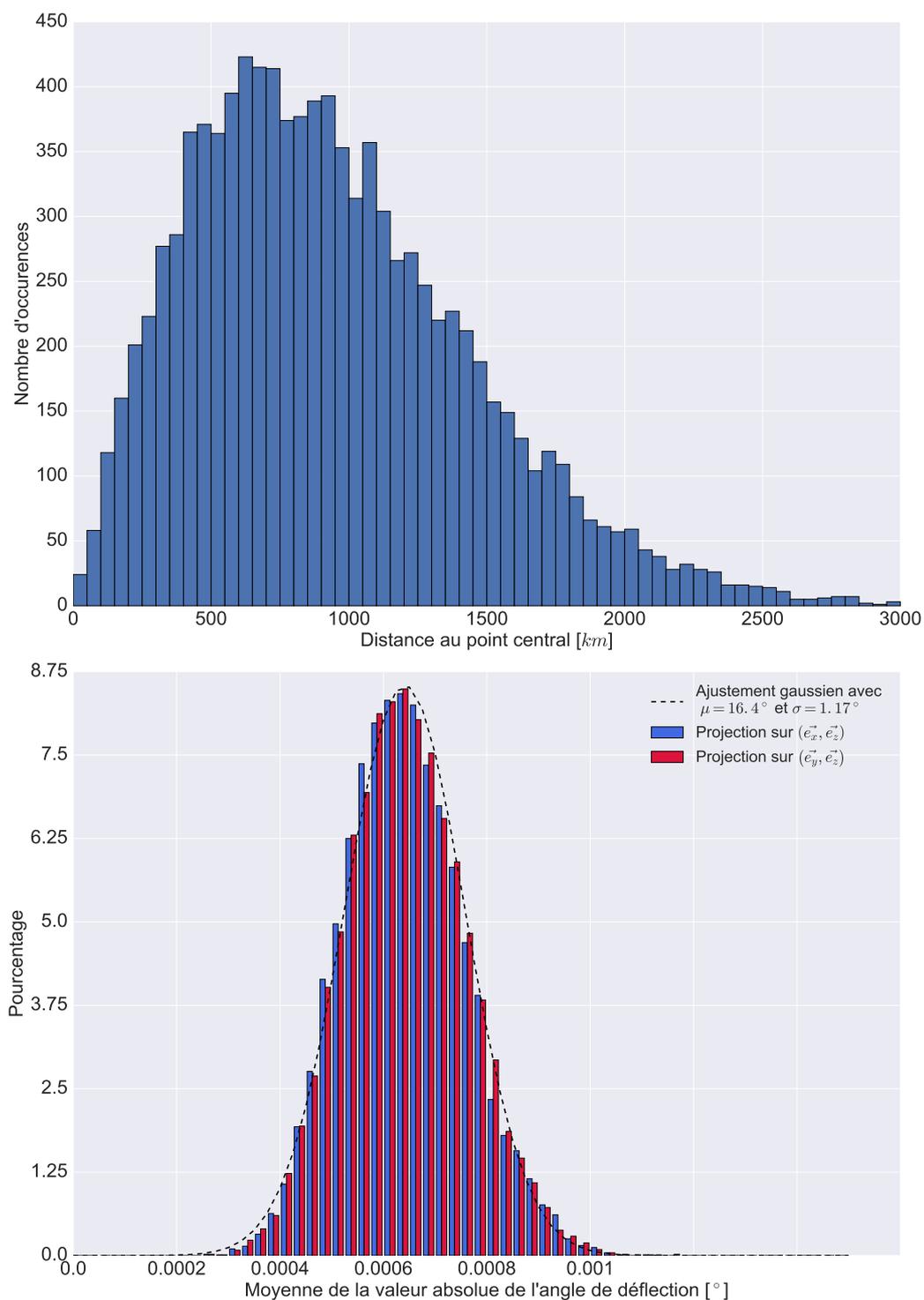


FIGURE 4.18 – En haut : Histogramme représentant la distribution des distances de chaque point d'impact au point origine (0;0;0). En bas : Histogramme représentant la valeur moyenne des valeurs absolues des déflexions pour les 10000 éclairs générés aléatoirement sur les projections  $(\vec{e}_x, \vec{e}_z)$  en bleu et  $(\vec{e}_y, \vec{e}_z)$  en rouge

## 4.3 Forme initiale de la source

L'une des pierres angulaires de l'étude du tonnerre réside dans le choix du signal acoustique émis au niveau du canal de l'éclair. Devant l'impossibilité pratique de placer un capteur de pression à quelques centimètres d'un éclair naturel, cette source proviendra essentiellement de modèles théoriques dont on précisera les hypothèses, en nous attachant à les comparer avec les données. Dans le Chapitre 1 nous avons réalisé une synthèse des mécanismes d'émissions acoustiques. Pour une bibliographie plus détaillée des modèles de sources explosives, on renvoie à la thèse de Martin Henneton ([Henneton, 2013]). En particulier, celui-ci développe les bases théoriques du modèle semi-empirique de [Jones et al., 1968]. Celui-ci sert de point de départ au modèle de [Few, 1969a] qu'il compare au signal produit par une large étincelle (avec une énergie de  $50 \text{ J.cm}^{-1}$ ). Dans cette section, fort des études déjà réalisées sur le sujet, trois types d'ondes sont présentés, tous trois inspirés de modèles d'onde de choc. En premier lieu, nous présentons l'onde en N, notamment utilisée par [Ribner and Roy, 1982] dans leur modélisation du tonnerre. En deuxième lieu, nous verrons l'onde de Kinney, classiquement employée lorsqu'il s'agit de modéliser une source explosive dont la forme d'onde est très proche du modèle réalisé par Few. La troisième onde que nous verrons résulte d'un modèle numérique de dynamique des plasmas, présenté dans l'article [Ripoll et al., 2014b], et obtenue au travers d'une collaboration avec Jean-François Ripoll (CEA, DAM).

### 4.3.1 L'onde en N

Caractéristique du bang sonique produit par les avions supersoniques, le premier type de signal étudié est l'onde en N. Bien que ce type d'onde ne soit pas directement associé dans la littérature à ce qu'émet un canal de foudre, il est très bien caractérisé et est représentatif d'une onde acoustique non linéaire classique [Whitham, 1999]. Notamment, [Ribner and Roy, 1982] utilisent ce signal comme modèle de source pour leur étude d'éclairs discrétisés. Ils considèrent des brins rectilignes qui émettent uniformément sur leur longueur une onde en N. La simplicité de cette forme d'onde permet d'obtenir une expression analytique du signal propagé par chaque brin à grande distance. Une onde en N est définie analytiquement de la façon suivante :

$$\begin{cases} N_s(t) = A \left( 1 - \frac{2(t-t_0)}{\tau_N} \right) \forall t \in [t_0, t_0 + \tau_N] \\ N_s(t) = 0 \text{ partout ailleurs,} \end{cases} \quad (4.61)$$

où  $A$  correspond à l'amplitude de la surpression,  $\tau_N$  à la durée du N et  $t_0$  l'instant où la première surpression a lieu. La figure 4.19 représente l'allure temporelle de cette onde (**A**) et son spectre (**B**). Pour cette figure, nous avons choisi une durée caractéristique  $\tau_N \approx 4.47 \text{ ms}$ , permettant d'obtenir un premier maximum du spectre (que l'on appelle fréquence centrale) autour de  $f \approx 148 \text{ Hz}$ . Le spectre d'une onde en N présente typiquement de fortes modulations dues aux fortes discontinuités présentes au début et à la fin du N. Ces fortes modulations en font un assez mauvais candidat comme forme du signal source d'un éclair. En effet, on rappelle que le spectre obtenu par un observateur est la multiplication du spectre de la source et de  $\tilde{G}_{tot}$ . En conséquence, si le spectre de la source était très fortement modulé,

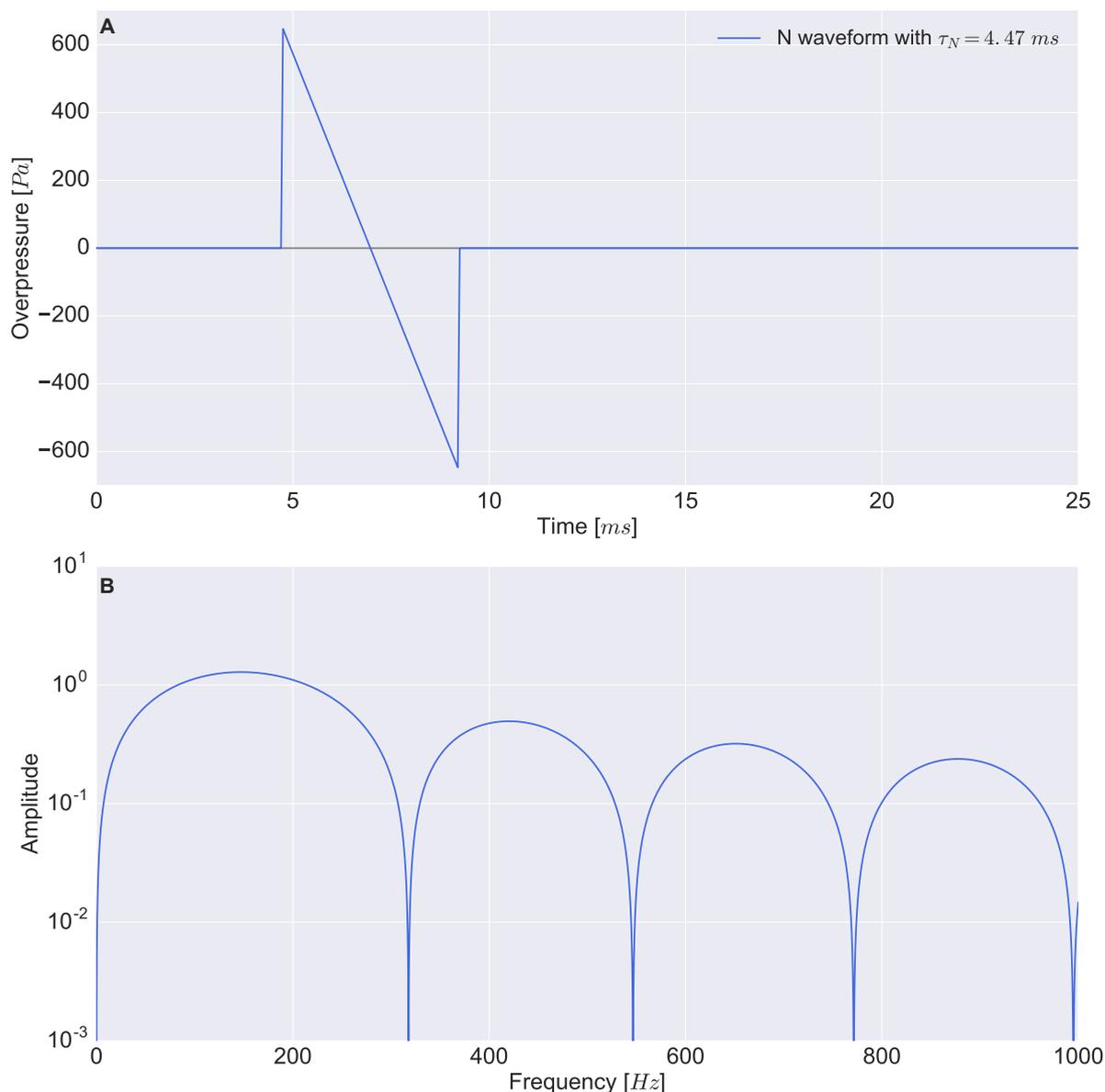


FIGURE 4.19 – **A** : Forme d'onde d'une onde en N de durée caractéristique  $\tau_N = 4.47 \text{ ms}$  et d'amplitude  $A = 650 \text{ Pa}$ . **B** : spectre associé à cette forme d'onde

nous devrions retrouver cette modulation dans les mesures. Ce modèle de source sera essentiellement présenté pour son apparente simplicité et afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux obtenus par [Ribner and Roy, 1982].

### 4.3.2 L'onde de Kinney

Caractéristique des ondes de souffle associées à une décharge explosive, l'onde dite de Kinney ([Kinney et al., 1986], [Friedlander, 1946]) constitue le deuxième type d'onde que nous utiliserons dans ce manuscrit. Dans le chapitre 5 de sa thèse, [Gallin, 2014] (voir également [Gallin et al., 2014]) présente un code de propagation, FLHOWARD2D, prenant en compte les non-linéarités, les hétérogénéités de l'atmosphère, l'absorption et la diffraction. Dans cette étude, Gallin réalise un test numérique en considérant la partie inférieure d'un éclair

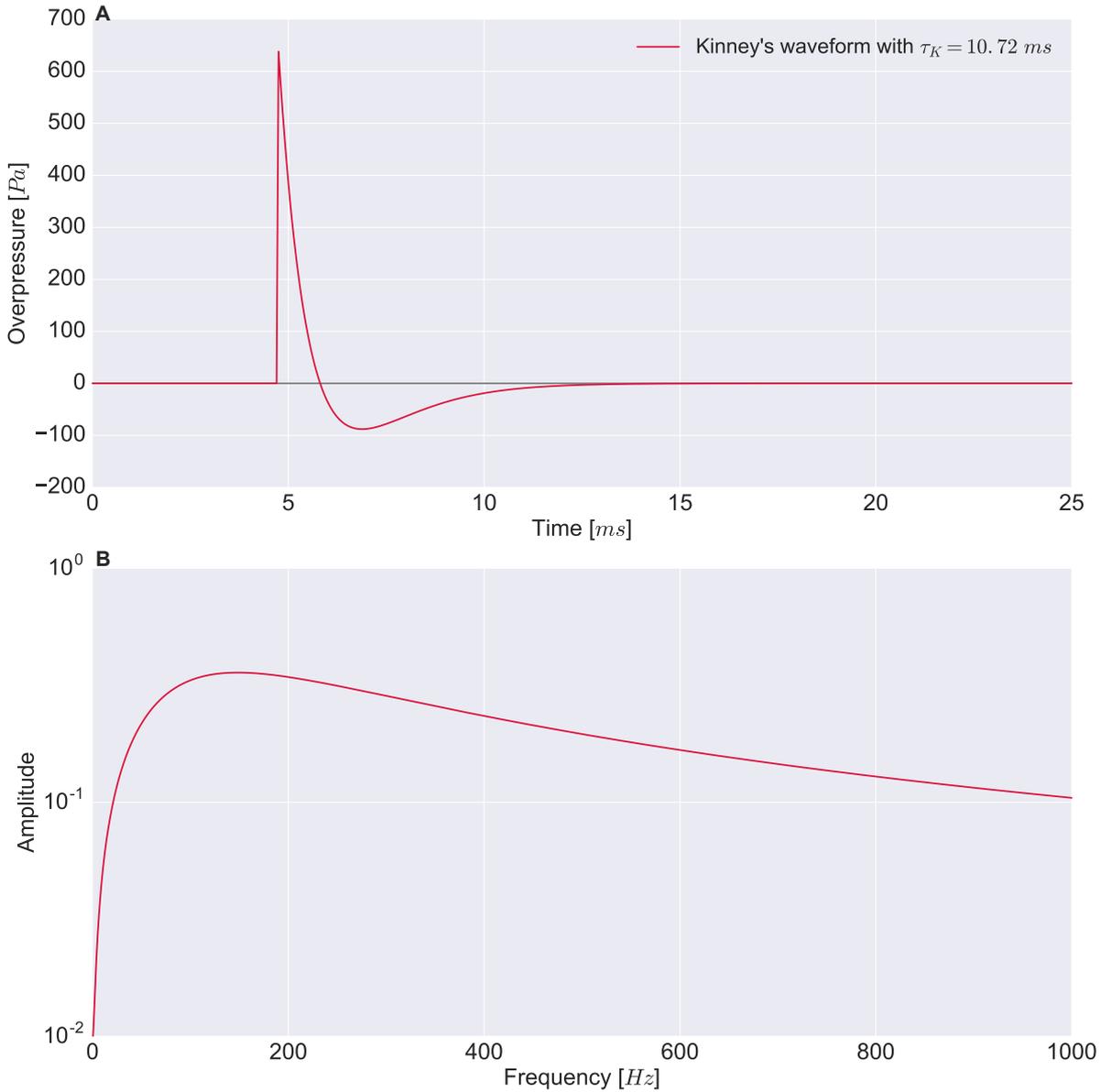


FIGURE 4.20 – **A** : Forme d'onde d'une onde de Kinney de durée caractéristique  $\tau_K = 1.7\mu s$  et d'amplitude  $A = 300 \text{ Pa}$ . **B** : spectre associé à cette forme d'onde

rectiligne (de hauteur 170 m) émettant une onde de Kinney. Bien que la tortuosité de l'éclair soit négligée dans ce cas, cette étape a permis de montrer l'intérêt de l'utilisation d'une onde de Kinney, caractéristique des explosions. Cette onde, présentée par [Friedlander, 1946], ressemble également au modèle d'onde qu'obtient [Few, 1969a]. Ainsi ce modèle permet *a priori* d'utiliser une forme de source plus physique que l'onde en N et qui permet de décrire le choc produit par une décharge. Cette onde est définie analytiquement comme suit :

$$\begin{cases} K_s(t) = A \left(1 - \frac{t-t_0}{\tau_K}\right) e^{\left(\frac{t_0-t}{\tau_K}\right)} \quad \forall t \geq t_0 \\ K_s(t) = 0 \text{ partout ailleurs} \end{cases} \quad (4.62)$$

La figure 4.20 représente la forme d'onde (**A**) et son spectre associé (**B**). L'amplitude de surpression vaut  $A = 650 \text{ Pa}$  et la durée caractéristique du signal est  $\tau_K \approx 10.72 \text{ ms}$ . Cette va-

leur de  $\tau_K$  permet au spectre d'avoir un maximum d'amplitude centré autour de 138 Hz. Plusieurs différences notables apparaissent par rapport à l'onde en N. Tout d'abord, concernant la forme d'onde, on observe une seule discontinuité, correspondant à un pic de surpression au début du signal. Puis, on observe une longue phase de détente, suivi d'un lent retour à l'équilibre. Le spectre associé à cette forme d'onde ne présente pas de modulation, ce qui en fait un meilleur candidat du point de vue fréquentiel que l'onde en N. En revanche, à propos de la forme temporelle, on remarque que l'amplitude de pression est bien plus importante en compression qu'en détente. Cette asymétrie importante risque de ne pas bien reproduire les formes d'ondes mesurées pour les éclairs naturels qui sont nettement plus symétriques (comme nous le verrons plus en détail dans le chapitre suivant). Notons cependant que la propagation non-linéaire d'une onde de Kinney modifie peu à peu sa signature temporelle, jusqu'à ce qu'elle devienne une onde en N à grande distance. Un tel comportement a notamment été observé expérimentalement par [Karzova et al., 2015] pour le cas d'une source à étincelles produites par claquage entre deux électrodes séparées de 21 mm, avec une tension électrique de 15 kV, conduisant à des amplitudes de pression de 2.5 kPa à 10 cm de la source.

### 4.3.3 Modèle de plasma chaud pour un éclair

Le troisième type de signal source que nous allons étudier a été obtenu par une simulation réalisée par Jean-François Ripoll (CEA, DAM). Grâce à son concours nous avons obtenu une des formes d'onde que nous jugeons parmi les plus précises que puisse fournir une simulation aujourd'hui. Dans cette sous-section, une brève présentation du modèle est présentée, avant d'étudier les formes d'onde que ce modèle permet de produire.

#### 4.3.3.1 Le modèle

[Ripoll et al., 2014b] étudient la dynamique des plasmas chauds associés aux décharges de foudre, et plus spécifiquement des arcs en retour qui constituent les décharges les plus conséquentes d'un flash. Ils s'intéressent en particulier à la dynamique du choc à haute température en géométrie à symétrie cylindrique, avec prise en compte de la chimie de l'air. Notamment, les effets particuliers associés à la production des électrons de la décharge et des oxydes d'azote ( $\text{NO}_x$ ) y sont détaillés. Les oxydes d'azote sont en effet des polluants importants impliqués dans le dérèglement climatique et l'acidification des précipitations. [Ripoll et al., 2014b] précisent dans leur introduction que l'évolution du choc (résultant essentiellement de l'augmentation de température du canal par effet Joule) provient d'un couplage complexe entre hydrodynamique compressible, effets chimiques, effets électrodynamiques et effets liés au transfert radiatif. Des modèles numériques plus anciens ont déjà été réalisés, notamment par [Plooster, 1971a], [Plooster, 1971b] qui a développé le premier modèle de dynamique des gaz 1-D d'un arc en retour couplé aux effets hydrodynamiques et basé sur un modèle rudimentaire de rayonnement. Puis, plus tard, [Paxton et al., 1986] a étendu ce modèle en usant cette fois-ci des équations d'Euler couplées à un modèle de diffusion pour le rayonnement. Cependant, la simulation proposée par [Ripoll et al., 2014b] semble être actuellement la plus complète et la plus aboutie avec l'ajout des effets chimiques et électrodynamiques (ces derniers dans une autre référence : [Ripoll et al., 2014a]). Pour la

chimie, un modèle à 42 espèces (atomes, molécules, électrons et ions à une seule charge, positive ou négative) impliquant 687 réactions chimiques et photochimiques est considéré.

La simulation proposée ici est basée sur un modèle unidimensionnel à géométrie cylindrique, où seule la direction radiale importe. Le calcul du champ hydrodynamique dans et autour du canal est effectué à partir d'un schéma à différences finies en coordonnées Lagrangiennes. Ce type de schéma, approprié à la capture de choc et initialement conçu par Richtmyer et Von Neumann (voir [Richtmyer and Morton, 1994]), est totalement décrit par [Zinn, 1973]. Les équations de l'hydrodynamique des gaz sont couplées à une équation de transport radiatif. Concernant l'implémentation du rayonnement, un schéma curviligne unidimensionnel a été utilisé ([Ripoll et al., 2014b]). L'essentiel du modèle repose alors sur un jeu d'équations d'état, et sur les données d'opacité de l'air (paramètre qui décrit l'absorption et la diffusion du rayonnement) dépendantes de la fréquence et de la température. Le canal est considéré comme étant uniforme le long de la direction verticale. Une hypothèse importante est que le dépôt de l'énergie initiale est considéré comme instantané. Remarquons que l'hypothèse de notre modèle d'éclairs discrétisés, dont toutes les sources émettent le même signal au même moment, est cohérente avec cette dernière.

Deux dépôts d'énergie, à  $200 \text{ J.cm}^{-1}$  et  $19.2 \text{ kJ.cm}^{-1}$ , décrivant respectivement les énergies d'un arc en retour assez fort et d'un cas extrême, sont traités plus en détail dans la section 3 de [Ripoll et al., 2014b]. Notons que 18 autres cas sont traités par ailleurs dans cet article, couvrant des énergies déposées allant de  $4 \text{ J.cm}^{-1}$  à  $200 \text{ kJ.cm}^{-1}$ . Cette gamme d'énergie permet de couvrir largement la variabilité énergétique importante des arcs en retour dans la nature. Le tableau 1 de cette même référence permet d'observer les caractéristiques physiques de chacun des cas. Pour chaque simulation, le code fournit en sortie l'évolution du rayon du choc, les profils de température, de densité et de pression, ainsi que la composition chimique et la luminosité.

#### 4.3.3.2 Formes d'onde

Bien que la simulation présentée dans la sous-section précédente permette d'obtenir la forme des ondes de pression produites par un plasma haute température, ces dernières ne sont pas données dans l'article. C'est pourquoi Jean-François Ripoll a collaboré avec nous en nous fournissant des profils de pression calculés à différentes distances du canal au cours du temps. Nous avons choisi de retenir un cas à  $28 \text{ J.cm}^{-1}$ . La quantité d'énergie déposée dans un canal d'éclair est encore en débat. Cependant, selon [Cooray, 2003], l'énergie linéique standard d'un arc en retour est comprise entre 1 et  $1000 \text{ J.cm}^{-1}$ , tandis que [Borovsky, 1998] estiment que cette énergie est plus faible et comprise entre 1 et  $100 \text{ J.cm}^{-1}$ . En conséquence une énergie linéique de  $28 \text{ J.cm}^{-1}$  apparaît tout à fait en adéquation avec ces deux estimations et justifie ce choix pour le calcul de la forme d'onde produite par le canal. [Ripoll et al., 2014b] ont calculé ce cas à  $28 \text{ J.cm}^{-1}$  à 0 et 8 km d'altitude. Dans notre étude c'est celui-ci à  $8 \text{ km}$  qui a été choisi. La densité de l'air à cette altitude est  $\rho = 5.41 \times 10^4 \text{ g.cm}^{-3}$ . Ces données correspondent à une température centrale initiale de  $82000^\circ\text{K}$ . Un calcul au sol donnerait une température de  $80000^\circ\text{K}$ , extrêmement proche. L'influence de

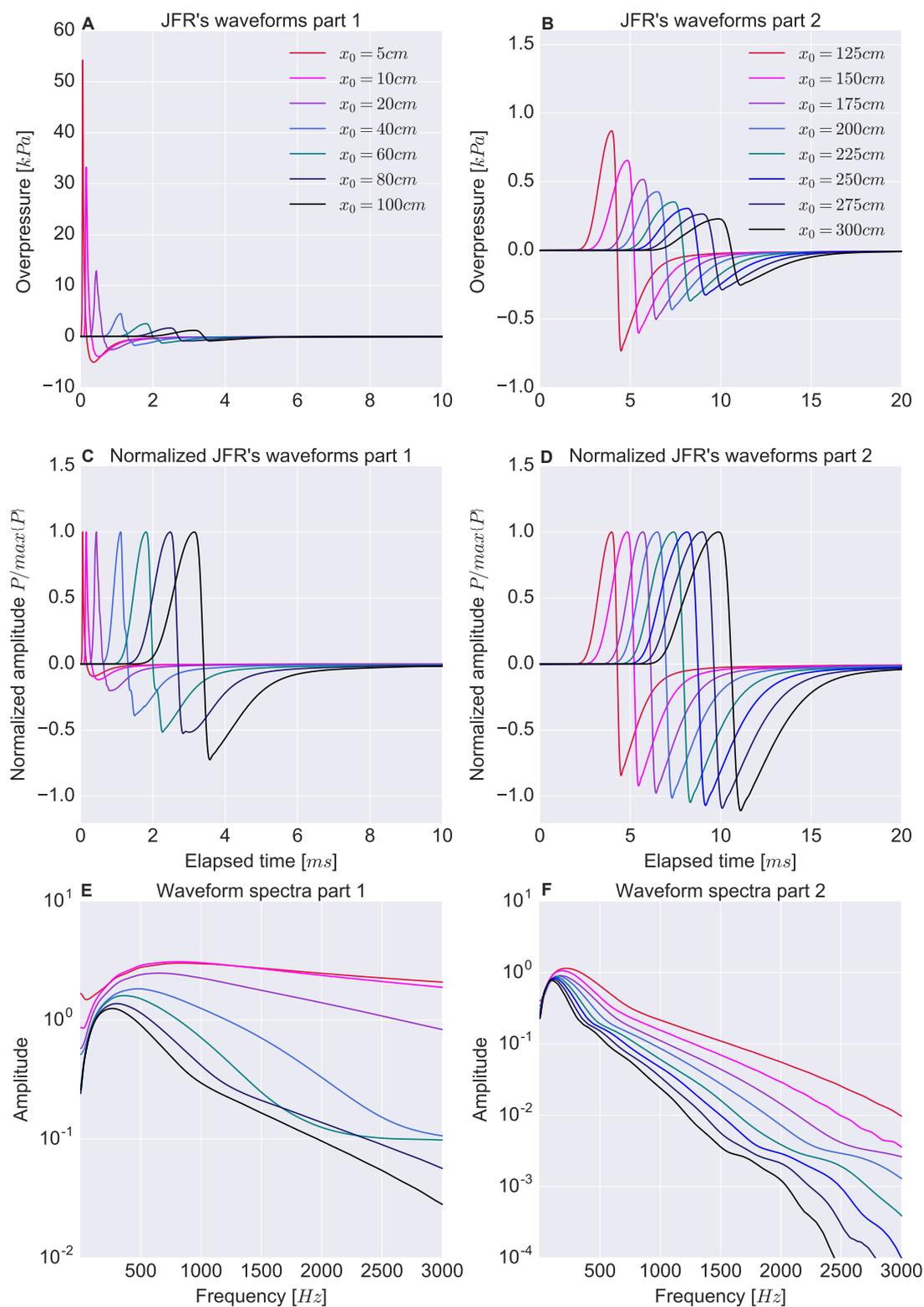


FIGURE 4.21 – **A** et **B** : Formes d'ondes de Ripoll. **C** et **D** : Formes d'ondes de Ripoll normalisée par rapport à leurs maximums. **E** et **F** : Spectres associés à ces formes d'ondes.

l'altitude de calcul est donc faible. Ces températures peuvent sembler élevées. En effet, la température standard d'un éclair est de l'ordre de  $30000^{\circ}K$ , ce qui est plus faible que la température trouvée ici. En fait, dans cette simulation, un rayon initiale de  $0.1\text{ cm}$  a été choisi.

Ce rayon initial est un paramètre d'initialisation purement numérique et permet d'obtenir une température d'environ 30000°K une fois la taille standard du canal atteinte. Pour cette simulation, 360 nœuds ont été utilisés (avec un rayon maximum fixé à  $R_{max} = 500 \text{ cm}$  pour le choc). La simulation Lagrangienne permet d'avoir une résolution de l'ordre de 0.1 cm dans la région du choc la plus finement résolue. La simulation est réalisée sur une fenêtre temporelle de 30 ms. Celle-ci est découpée en  $15 \times 10^6$  pas de temps (ce qui confère un pas temporel  $\Delta t \approx 2 \mu\text{s}$  pour  $t > 50 \mu\text{s}$  imposé par la condition de stabilité).

Les formes d'ondes de pression obtenues, sont présentées dans la figure 4.21. Elles ont été extraites à 5, 10, 20, 40, 60, 80, 100, 125, 150, 175, 200, 225, 250, 275 et 300 cm du canal. Les deux figures supérieures (A et B) correspondent aux formes d'ondes aux différentes distances (de 5 à 100 cm pour les sous-figures de gauche A, C et E et de 125 à 300 cm pour les sous-figures de droite B, D et F). Les figures centrales (C et D) correspondent aux tracés des mêmes formes d'ondes mais normalisées par rapport à leur maximum. Ce type de représentation permet de mieux visualiser l'évolution des formes d'ondes au cours de la propagation. Enfin, les deux figures inférieures (E et F) représentent les spectres de ces différentes formes d'ondes. Plusieurs points sont à discuter ici. Tout d'abord, à propos des formes d'ondes, on constate une vraie évolution au fur et à mesure de la propagation. En champ très proche, on observe une très forte amplitude et la forme de l'onde ressemble particulièrement à une onde de Kinney (choc en compression suivi d'une détente relativement lente). Puis, lorsqu'on s'éloigne du choc, on constate que la forme d'onde est de plus en plus lisse et que le choc initialement en surpression pure (comme attendu pour un gaz parfait) devient progressivement un choc plus doux *et* en dépression. Par ailleurs, il semble que l'allure de ces ondes se stabilise à partir d'une centaine de centimètres de la source comme on l'observe sur la partie 2 des signatures normalisées. Ce type de forme d'onde s'avère très inattendu du point de vue acoustique classique, où l'on ne considère ni les effets chimiques, ni les effets de rayonnement. En effet, il est courant de prendre une onde de Kinney en entrée comme source explosive; or comme on l'a mentionné précédemment, ce type d'onde est considéré comme devenant une onde en N. Ici, le calcul du modèle complet couplant hydrodynamique, chimie et transfert radiatif, vient drastiquement changer la donne et produire cette forme d'onde atypique. Dans toute la suite nous appellerons pour simplifier cette forme d'onde, "l'onde de Ripoll". Concernant les spectres des ondes de Ripoll, on constate qu'ils sont larges bandes à courte distance (avec un très léger maximum en amplitude autour de 800 Hz), et que, plus on s'éloigne, plus la fréquence principale se rapproche de la centaine de Hertz (voir aussi figure 4.22), et plus la décroissance dans les hautes fréquences est importante conduisant à des spectres plus étroits. Pour le signal le plus distant, le pic est clairement à 100 Hz avec une largeur de bande à  $-6 \text{ dB}$  à 236 Hz. La bande passante des capteurs de la campagne SOP1 se situe bien à l'intérieur de celle-ci, même si il aurait été souhaitable de pouvoir monter au moins jusqu'à 600 Hz.

Contrairement aux deux types d'ondes présentées précédemment, nous n'avons pas ici d'expression analytique pour créer la forme d'onde. C'est pourquoi il faut utiliser l'une des formes d'ondes simulées et présentées dans la figure 4.21. La difficulté de ce modèle réside ainsi dans ce choix de l'onde. Il faut déterminer à quelle distance l'onde acoustique est pleinement formée. Pour cela, on cherche la distance pour laquelle la durée caractéristique de

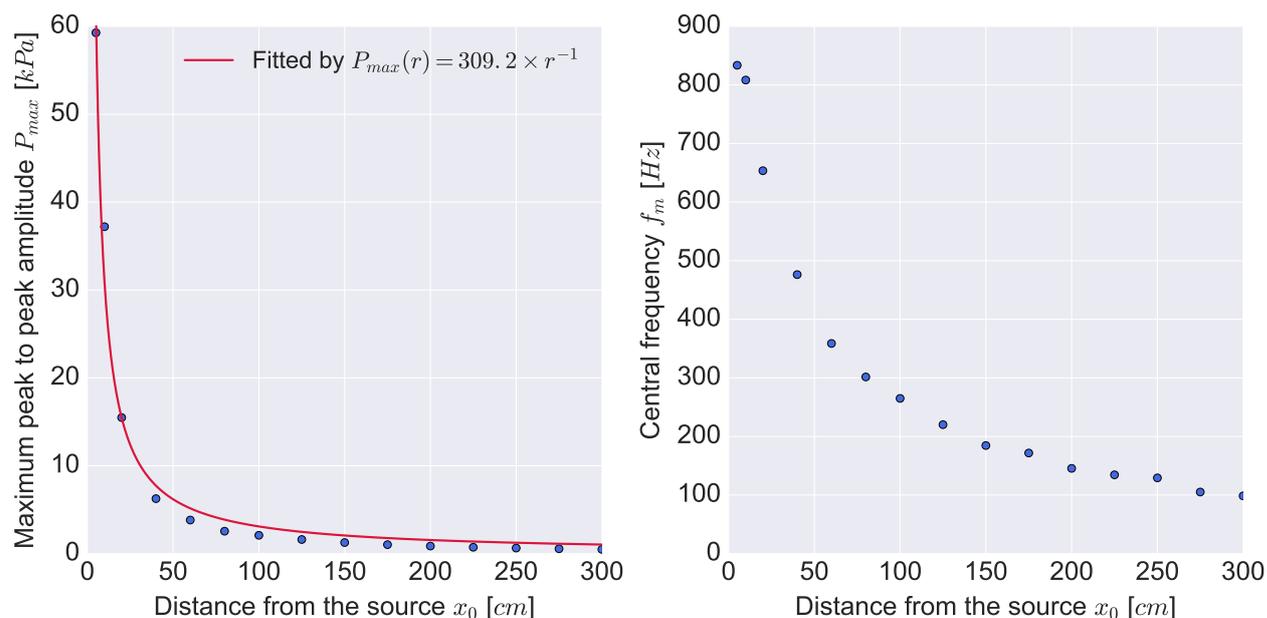


FIGURE 4.22 – À gauche : représentation de la décroissance du maximum pic à pic de la pression en fonction de la distance à la source. La courbe en trait plein correspond à un ajustement des points de mesure. À droite : représentation de la décroissance de la fréquence centrale en fonction de la distance à la source.

L'onde de Ripoll ne varie plus significativement. Comme il s'agit d'un modèle cylindrique, l'énergie acoustique doit décroître en  $1/r$  en champ lointain (en régime linéaire). La figure 4.22 présente la décroissance en amplitude en fonction de la distance (à gauche) et l'évolution de la fréquence centrale  $f_m$  des spectres associés (à droite). À partir de 200 cm ces grandeurs n'évoluent plus significativement. C'est pourquoi cette distance est celle qui a été choisie pour la forme de la source. Deux autres arguments ont motivé ce choix : (i) au delà de 200 cm, il est nécessaire d'avoir plus de 30 ms pour que la surpression réatteigne l'équilibre. Or les signaux calculés par la simulation ne permettent pas de dépasser ce temps. En conséquence les signaux obtenus à 225, 250, 275 et 300 cm sont légèrement tronqués. (ii), pour imiter correctement l'aspect symétrique des signaux temporels naturels d'orage, une forme d'onde qui aurait une phase de détente aussi intense que sa phase de compression semble un bon critère. Or le cas à 200 cm est justement celui où les deux phases de compression et de détente deviennent quasiment égales en amplitude. Pour la comparaison on a choisi les paramètres de l'onde en N et de l'onde de Kinney pour correspondre aux caractéristiques de l'onde de Ripoll : une surpression de l'ordre de 650 Pa et une fréquence centrale de 148 Hz. En conséquence les durées des signaux sont également similaires, d'environ 10 ms. L'amplitude de la phase de détente est comparable pour l'onde en N et l'onde de Ripoll ( $\approx -650 Pa$ ), alors qu'elle n'atteint que  $-100 Pa$  pour l'onde de Kinney. Finalement, avec l'onde de Ripoll choisie, nous avons à la fois un signal temporel quasiment anti-symétrique comme pour l'onde en N (l'amplitude de la partie positive et de la partie négative de la pression acoustique sont quasiment équivalente), et un spectre ne présentant pas de modulations apparentes comme pour l'onde de Kinney. Ce type de signal semble ainsi être un excellent candidat pour la modélisation du tonnerre. La figure 4.23, présente l'onde de

Ripoll choisie pour cette étude.

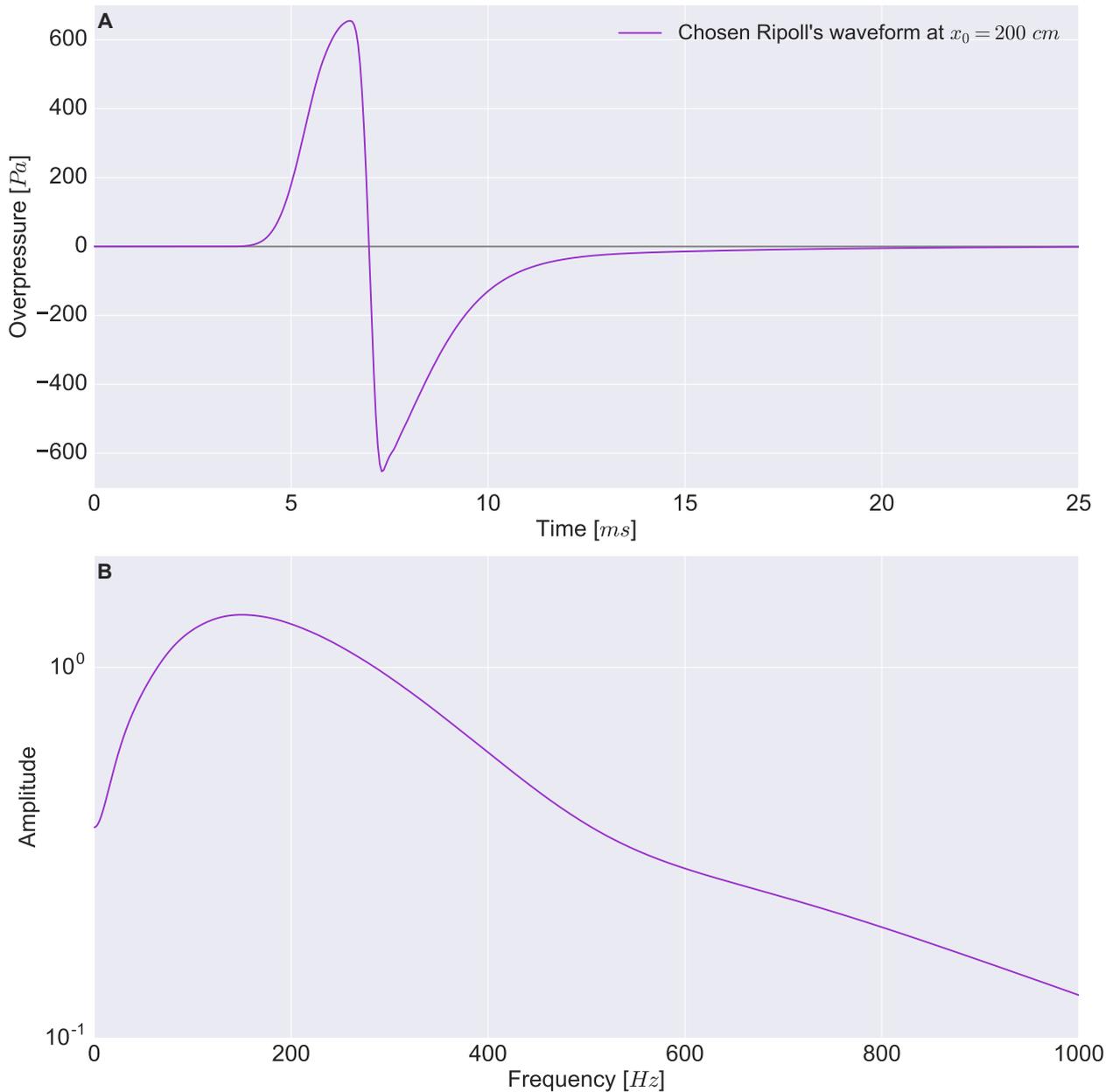


FIGURE 4.23 – **A** : forme d'onde obtenue à 200 cm de la source. **B** : spectre associé à cette forme d'onde.

## 4.4 Implémentation et validation numérique

Le modèle du tonnerre a été présenté dans les trois sections précédentes. La présente section propose une brève présentation de son implémentation numérique ainsi qu'une validation numérique à l'aide d'un cas test.

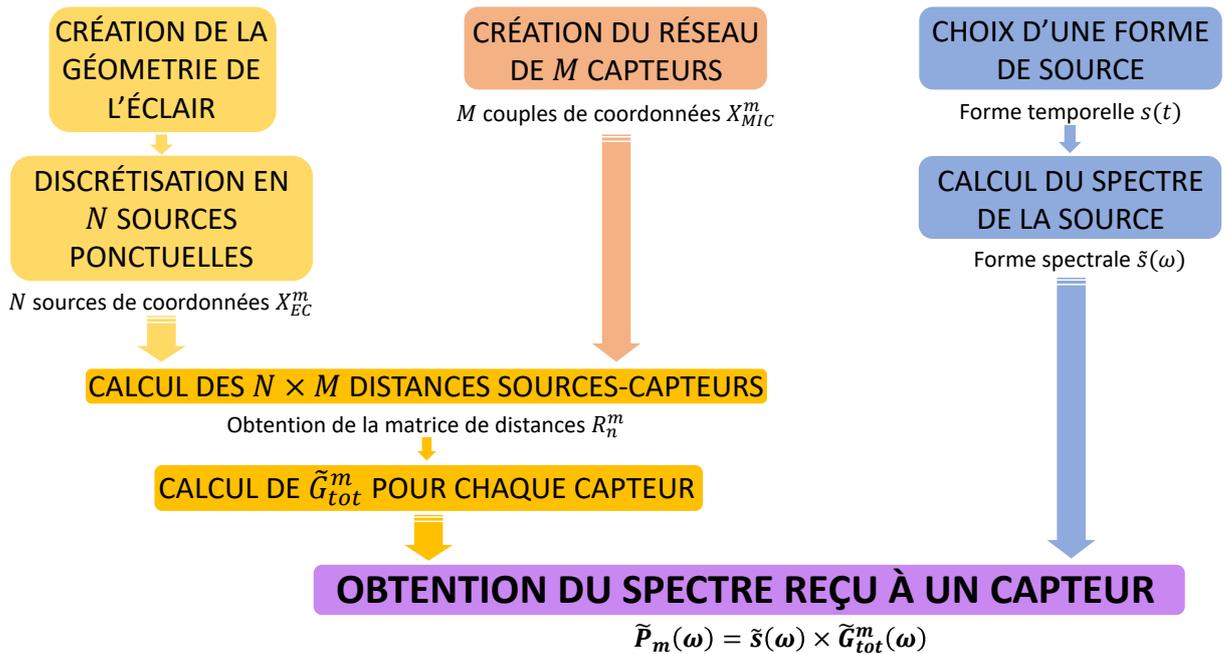


FIGURE 4.24 – Schéma illustrant l'algorithme de modélisation du tonnerre.

#### 4.4.1 Implémentation et critère de discrétisation

La simulation numérique dispose d'un objectif clair : calculer, à une position donnée, le signal produit par un éclair généré aléatoirement à l'aide du modèle en chaîne de perles. Pour parvenir à ce résultat, l'algorithme suit plusieurs grandes étapes qui sont représentées schématiquement par la figure 4.24. Très simplement, la géométrie tortueuse de l'éclair, est tout d'abord calculée aléatoirement. Celle-ci est ensuite discrétisée et l'opérateur  $G_{tot}$  est calculé (avec ou sans absorption). En parallèle, la signature temporelle émise à la source est synthétisée. Le résultat final, dans le domaine fréquentiel, est alors la multiplication du spectre de la source par l'opérateur  $\tilde{G}_{tot}$ . Un détail de chacune des étapes de l'algorithme est fourni en annexe D.

Le modèle du tonnerre que nous proposons est issu de la discrétisation d'un éclair en sources ponctuelles. En conséquence, il est nécessaire de trouver un critère de discrétisation. À titre d'exemple, en choisissant la longueur des brins de 8 m comme maille de discrétisation on obtient la figure 4.25A représentant  $|\tilde{G}_{tot}|$  pour différents capteurs et pour un éclair rectiligne. La figure du bas (B) représente les formes d'ondes associées. Le pic présent un peu avant 50 Hz pour toutes les réponses en fréquence,  $|\tilde{G}_{tot}|$ , résulte d'une discrétisation insuffisante. L'augmentation du nombre de sources s'avère nécessaire sans toutefois induire un coût numérique excessif.

D'après le critère de Shannon, tout signal de fréquence supérieure à  $f_e/2$  ne sera pas observable,  $f_e$  étant la fréquence d'échantillonnage. Cette dernière est choisie égale à 6000 Hz afin d'avoir une résolution suffisante du signal temporel à la source qui en général présente

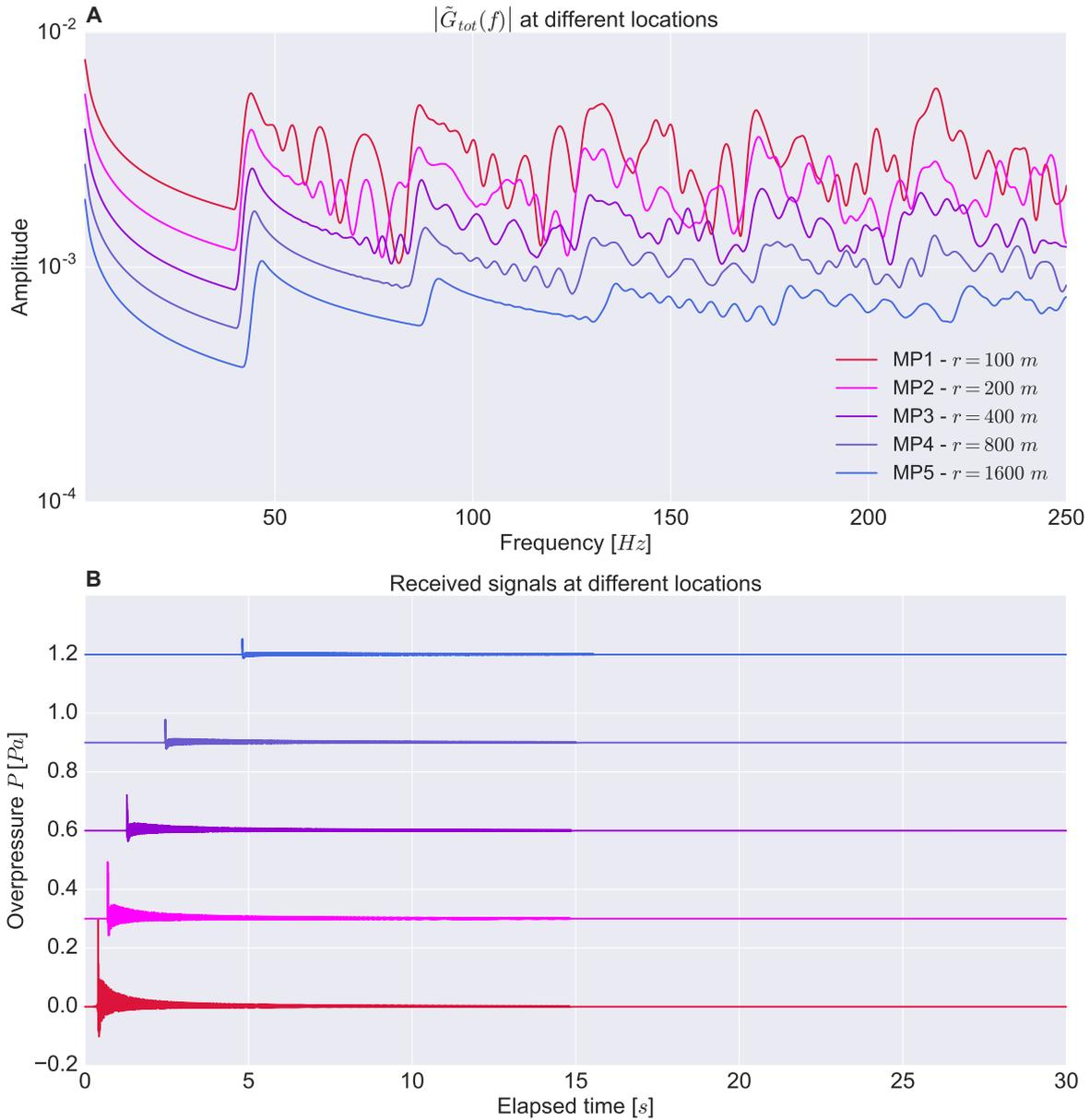


FIGURE 4.25 – **A** : représentation à 5 distances différentes du module de  $\tilde{G}_{tot}(f)$ . **B** : représentation des formes d'ondes obtenues aux 5 microphones virtuels (la source choisie étant une onde en N). Pour cette figure l'éclair a été discrétisé à raison d'une seule source tous les 8 m.

des chocs, sans être trop élevée pour conserver un temps de calcul raisonnable. Ainsi, pour ne pas observer d'artefacts de discrétisation, il faut décaler le premier pic de discrétisation (que nous noterons  $f_{RES}$ ) au-delà de :

$$f_{RES} \geq f_e/2. \quad (4.63)$$

Comme  $f_e = c_0/\lambda_e$  et  $f_{RES} = c_0/\lambda_{RES}$ , où  $\lambda_0$  et  $\lambda_{RES}$  correspondent respectivement aux longueurs d'ondes associées à ces fréquences, on obtient :

$$\lambda_{RES} \leq 2\lambda_e. \quad (4.64)$$

Or  $\lambda_e = 340.0/6000.0 \approx 5.7 \text{ cm}$  dans le cas présent. Ainsi, pour ne pas observer d'effets d'échantillonnage, il faut donc que :

$$\lambda_{\text{RES}} \leq 11.4 \text{ cm} \quad (4.65)$$

C'est pourquoi, en pratique, nous avons choisi un ratio de 80 sources par brins (pour un brin de 8 m, ce qui correspond à une source tous les 10 cm).

## 4.4.2 Cas test : éclair rectiligne

Afin de vérifier le bon fonctionnement du modèle numérique, nous l'avons testé sur un cas particulier qui est l'éclair rectiligne. En effet, si le critère de discrétisation est bien rempli, alors un éclair rectiligne s'apparente à une source linéique dont le comportement est connu et rappelé ci-dessous.

### 4.4.2.1 Théorie d'une source linéique

On suppose une source linéique semi-infinie dans la direction  $\vec{e}_z$ . Afin de décrire le comportement d'une onde acoustique émise par cette ligne, on part de l'équation de Helmholtz acoustique. Elle est écrite en coordonnées cylindriques (avec  $r$  la coordonnée radiale,  $\theta$  la coordonnée angulaire et  $z$  la coordonnée axiale), où l'on a posé  $\underline{P}(r, \theta, z, t) = \underline{P}(r, \theta, z)e^{j\omega t}$  :

$$\frac{\partial^2 \underline{P}(r, \theta, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{P}(r, \theta, z)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \underline{P}(r, \theta, z)}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \underline{P}(r, \theta, z)}{\partial z^2} + k^2 \underline{P}(r, \theta, z) = 0, \quad (4.66)$$

avec  $k = \omega/c_0$ . Si l'on suppose que la ligne est infinie selon la direction  $\vec{e}_z$  et que le champ est homogène, alors nous pouvons considérer que l'onde de pression ne dépend que de la distance  $r$  à la ligne source. De cette façon, on peut réduire l'équation d'onde sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \underline{P}(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{P}(r)}{\partial r} + k^2 \underline{P}(r) = 0. \quad (4.67)$$

Puis, en réalisant le changement de variable  $x = kr$  l'équation (4.67) s'écrit :

$$x^2 \frac{\partial^2 \underline{P}(x)}{\partial x^2} + x \frac{\partial \underline{P}(x)}{\partial x} + x^2 \underline{P}(x) = 0. \quad (4.68)$$

On reconnaît une équation de Bessel d'ordre 0 dont la solution est donnée par :

$$\underline{P}(kr) = A H_0^{(1)}(kr) + B H_0^{(2)}(kr), \quad (4.69)$$

où  $H_0^{(1)}$  et  $H_0^{(2)}$  représentent les fonctions de Hankel de première et deuxième espèces. Les ondes décrites par  $H_0^{(1)}$  correspondent aux ondes divergentes et celles décrites par  $H_0^{(2)}$  correspondent aux ondes convergentes. Puisque nous nous intéressons au rayonnement d'une source linéique, cela implique que l'on peut négliger la partie convergente. Ainsi le champ de pression complexe produit par la source s'écrit :

$$\underline{P}(kr) = A H_0^{(1)}(kr) \quad (4.70)$$

Un développement asymptotique de la fonction de Hankel de première espèce d'ordre 0 montre que, pour  $kr \gg 1/4$ , le champ de pression peut se simplifier en :

$$|\underline{P}(kr)| \approx \sqrt{\frac{2}{\pi kr}}. \quad (4.71)$$

Ainsi, le champ de pression créé par une source cylindrique décroît en amplitude avec une loi de puissance en  $r^{-1/2}$ , ce qui signifie que l'énergie acoustique de ce type de source devra décroître en  $r^{-1}$  comme cela a été rappelé brièvement dans le Chapitre 3. Nous pouvons désormais nous intéresser au résultat numérique sur ce cas particulier et vérifier que l'on retrouve bien ce type de décroissance.

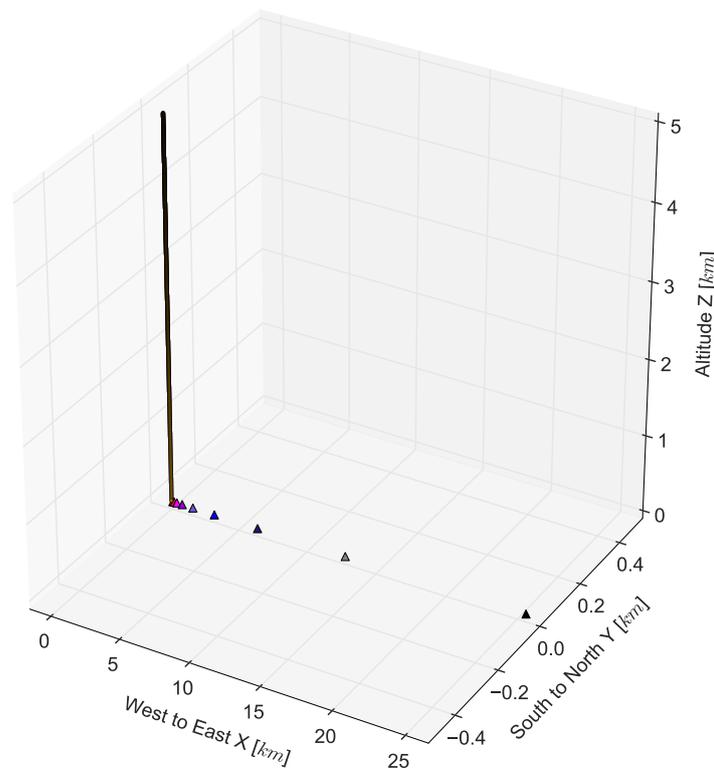


FIGURE 4.26 – Représentation 3D d'un éclair rectiligne (ligne orange). Les triangles représentent les capteurs du réseau aux positions 100, 200, 400, 800, 1600, 3200, 6400, 12800 et 25600 m.

#### 4.4.2.2 Validation

Pour cet exemple, un éclair rectiligne a été généré. Sa hauteur est de 5000 m et est constituée de 80 sources par brin de 8 m. Le signal source en chaque point est une onde en N dont le pic du spectre est à 135 Hz correspondant aux signaux simulés en dynamique des plasmas. La figure 4.26 représente la forme de cet éclair rectiligne. Les triangles de couleurs représentent les différents microphones du réseau. Les capteurs ont été placés à l'altitude 0

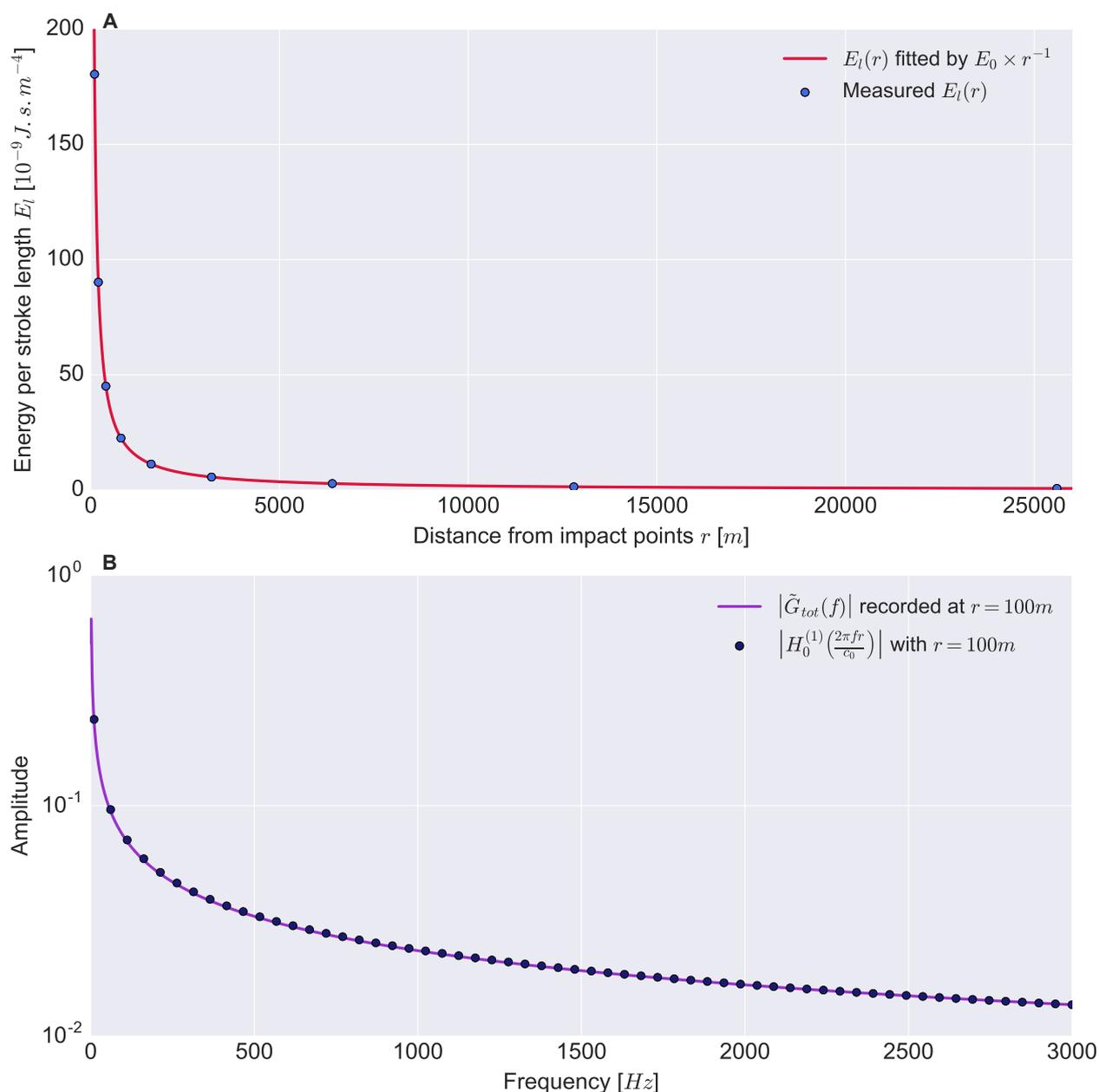


FIGURE 4.27 – **A** : Cercles bleus clairs : évolution de l'énergie acoustique par longueur de l'éclair calculée pour un éclair linéique de hauteur  $5 \text{ km}$  émettant une onde en N, en fonction de la distance au sol à celui-ci. Courbe en trait plein rouge : comportement théorique  $E_0 r^{-1}$ . **B** : comparaison de  $|\tilde{G}_{tot}(f)|$  calculé en  $r = 100 \text{ m}$  (courbe en trait plein violet) et de la solution théorique (fonction de Hankel de première espèce  $H_0^{(1)}$ ) calculée à la même distance (cercles bleus marines).

pour mieux reproduire les mesures que nous avons à notre disposition où les microphones étaient posés à même le sol. Ce réseau est celui qui sera employé de façon standard dans toute la suite.

La sous-figure 4.27A représente la décroissance de l'énergie acoustique par longueur de l'éclair aux différentes distances de mesures obtenue à partir d'un éclair rectiligne discrétisé. La courbe en trait plein rouge correspond à un ajustement polynomial en  $r^{-1}$  et colle

parfaitement avec les points simulés. La sous-figure 4.27B présente quant à elle la décroissance fréquentielle de  $|\tilde{G}_{tot}(f)|$ . La courbe en trait plein violet correspond à la fonction de Hankel  $H_0^{(1)}(kr)$  (qui est la solution théorique pour le rayonnement acoustique d'une source linéique) et se confond parfaitement avec le tracé de  $|\tilde{G}_{tot}|$ . Ces deux figures fournissent ainsi une excellente validation du code en chaîne de perles puisque nous retrouvons bien les comportements théoriques attendus pour ce type de sources.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les différents ingrédients du modèle de tonnerre que nous avons développé. Ce modèle permet au niveau de la géométrie de la source la prise en compte d'une tortuosité tridimensionnelle d'un canal de foudre. Concernant la propagation atmosphérique, une hypothèse simplificatrice de propagation en ligne droite (milieu homogène) a été faite permettant d'avoir une solution analytique. En revanche, les effets d'absorption atmosphérique sont inclus au moyen d'un modèle d'absorption atmosphérique normalisé. Nous avons ensuite détaillé comment la géométrie 3D d'un éclair était générée aléatoirement, afin de reproduire les observations statistiques de la littérature. Enfin, le cas du signal émis par chaque point de l'éclair a été discuté sous l'hypothèse simplificatrice d'une émission simultanée et uniforme. Trois formes d'ondes ont été retenues, dont une forme inédite obtenue à l'aide d'une simulation haute-fidélité de la dynamique des plasmas hautes températures associés aux arcs en retour. Fort de ces trois éléments, le modèle théorique ainsi développé apparaît original et pertinent. Enfin, un point de détail sur l'implémentation de ce modèle numériquement a été présenté, ainsi qu'une validation de celui-ci à partir d'un cas test. L'analyse des signaux acoustiques virtuellement mesurés au sol résultant de ce modèle fera l'objet du chapitre suivant et sera accompagnée d'une comparaison avec les mesures présentées au chapitre précédent.

# Chapitre 5

## Vers l'identification des mécanismes sources du tonnerre

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>177</b>
<b>5.1 Étude numérique des mécanismes physiques du tonnerre</b> . . . . .	<b>178</b>
5.1.1 Présentation de l'étude . . . . .	178
5.1.2 Influence de la géométrie . . . . .	179
5.1.3 Réponse en fréquence moyenne des éclairs tortueux . . . . .	181
5.1.4 Influence de l'absorption . . . . .	182
5.1.5 Influence de la signature temporelle à la source . . . . .	186
5.1.5.1 Cas de l'onde en N . . . . .	187
5.1.5.2 Cas de l'onde de Kinney . . . . .	190
5.1.5.3 Cas de l'onde de Ripoll . . . . .	191
5.1.6 Conclusion . . . . .	192
<b>5.2 Étude statistique</b> . . . . .	<b>193</b>
5.2.1 Énergie acoustique par unité de longueur . . . . .	195
5.2.2 Pente spectrale . . . . .	195
5.2.3 Centre de gravité spectral . . . . .	196
5.2.4 Cas sans absorption . . . . .	196
5.2.5 Comparaison statistique du modèle avec la base de données THOR . . . . .	197
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>200</b>

---

### Introduction

Le chapitre précédent a présenté le modèle théorique développé pour étudier le spectre du tonnerre. Ce nouveau chapitre est donc logiquement consacré à l'analyse des résultats procurés par ce modèle. Dans un premier temps, l'expérience numérique réalisée est décrite. Puis, les effets de géométrie, d'absorption et de sources sont étudiés séparément afin

de les quantifier. Dans un deuxième temps, une étude statistique est menée sur 72 réalisations aléatoires de géométrie d'éclair. En particulier, les résultats statistiques obtenus seront comparés à ceux présentés dans le Chapitre 3 à partir des mesures de 27 éclairs.

## 5.1 Étude numérique des mécanismes physiques du tonnerre

### 5.1.1 Présentation de l'étude

L'expérience numérique réalisée est basée sur l'étude du tonnerre produit par des éclairs tortueux au comportement proche des CG-. En effet, les CG- sont les décharges nuage-sol les plus fréquentes [Rakov and Uman, 2003] puisqu'elles représentent environ 80% d'entre elles. De fait, les études statistiques menées ([Hill, 1968] et [Ribner and Roy, 1982]) sur la géométrie des éclairs ont essentiellement été réalisées sur des CG-. De plus, le modèle est construit à partir de ces observations. C'est pourquoi, il sera par construction plus complexe d'imiter correctement la géométrie des CG+ à cause du manque de mesures sur ceux-ci. Le tableau 4.7.1 du livre [Volland, 1995], (chapitre 4, page 126) présente les caractéristiques classiques des canaux d'éclairs, pour les cas minimum, typique et maximum. De ce tableau, nous avons dégagé que, globalement, un CG+ aura une longueur de brin moyenne de 30 m là où un CG- est plutôt constitué de brins d'une longueur moyenne de 8 m. Physiquement cette différence de comportement s'explique par le fait que les leaders positifs se propagent plus facilement que les leaders négatifs ([Rakov and Uman, 2003]). Les deux autres différences constatées concernent l'altitude maximale atteinte (de l'ordre de 5 km pour un CG-, et plutôt de 10 km pour un CG+) ainsi que la tortuosité, les CG+ étant nettement plus rectilignes que les CG-.

En plus de la géométrie, l'influence de plusieurs paramètres va être quantifiée : la distance au point d'impact de l'éclair, l'absorption atmosphérique et le signal émis à la source. Concernant la distance d'observation, et afin de reproduire au mieux les résultats statistiques présentés dans le chapitre 3, le réseau de microphones virtuels est constitué de neuf capteurs placés à 100, 200, 400, 800, 1600, 3200, 6400, 12800 et 25600 m du point d'impact de chaque éclair, et alignés sur l'axe Ouest-Est (voir la Figure 4.26, où ce réseau est représenté). Concernant l'absorption, l'ensemble des tests menés dans la suite sont menés systématiquement avec et sans celle-ci. Enfin, concernant le choix du signal temporel émis, les trois signatures présentées dans la section 4.3 (onde en N, onde de Kinney et onde dite de Ripoll) sont simulées et comparées les unes les autres.

Dans le chapitre 4, un ensemble de 10000 éclairs a été généré aléatoirement à partir d'un point situé à 5000 m au-dessus de l'origine. L'isotropie de la direction globale de l'éclair (mesurée par l'orientation entre le point d'émission et le point d'impact au sol) a été statistiquement démontrée (voir figure 4.17). Afin de conserver un temps de calcul raisonnable pour les signatures temporelles calculées pour chaque éclair jusqu'à 6000 Hz, en chaque point du réseau, pour chacune des trois formes d'onde à la source et pour les deux cas avec et sans absorption, le nombre d'éclairs retenu est de 72. Ce nombre correspond à un représentant

choisi aléatoirement dans chaque tranche angulaire de  $5^\circ$  dans la figure 4.17. Afin de contrôler la distance du point d'impact au réseau de capteurs, chaque éclair est translaté de façon à ce que le point d'impact soit à l'origine au sol.

### 5.1.2 Influence de la géométrie

Dans cette sous-section, nous quantifions les effets de la géométrie sur la propagation, pour l'instant sans absorption.

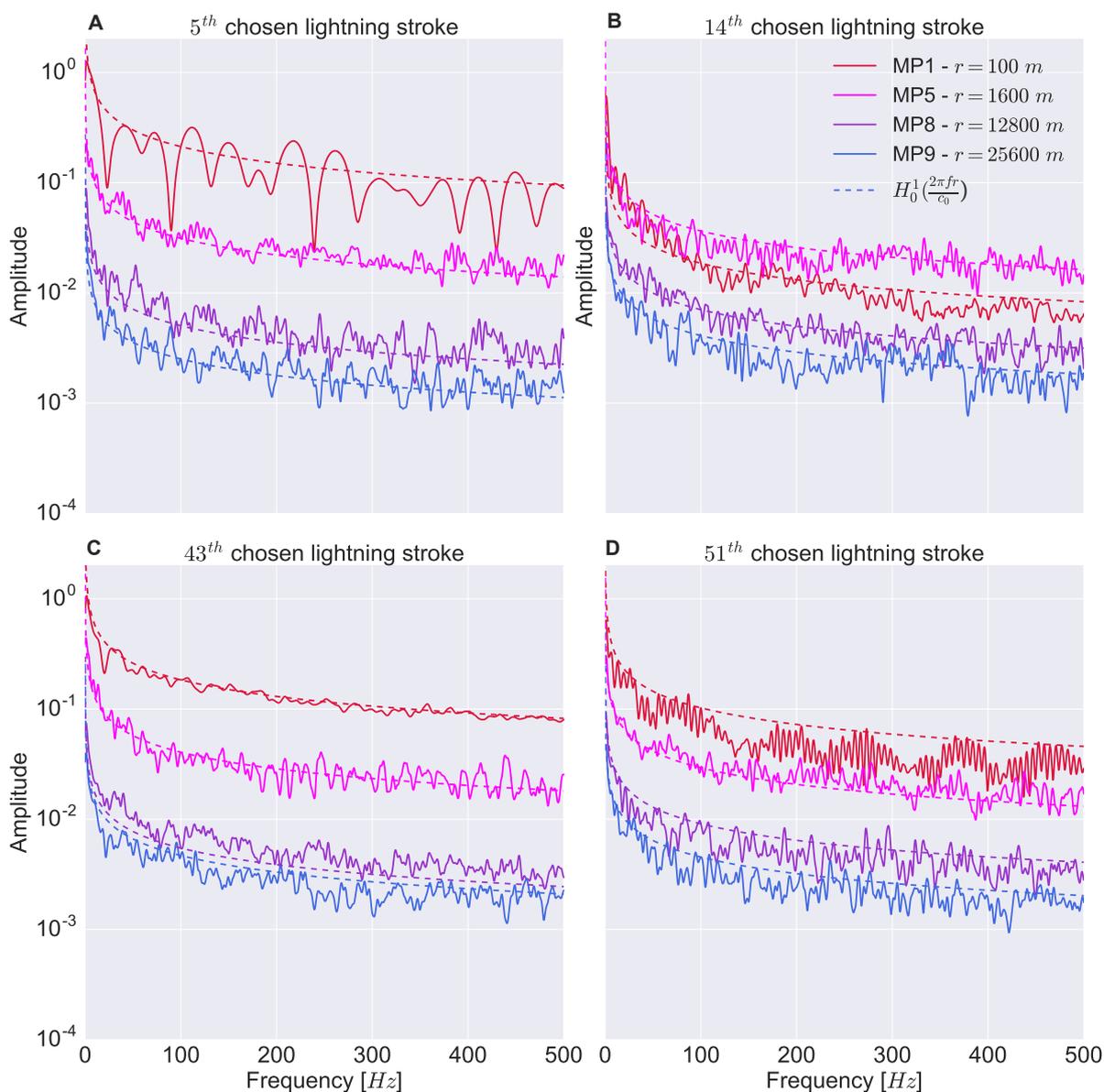


FIGURE 5.1 – Exemple de réponses en fréquence  $|\tilde{G}_{tot}|$  sans absorption obtenues pour 4 géométries d'éclairs aléatoires différentes virtuellement acquises respectivement à 100, 1600, 12800 et 25600 m. Courbes en pointillés : fonction de Hankel correspondante, ajustée à 100 Hz.

On rappelle que la réponse impulsionnelle en un point du capteur,  $G_{tot}$  ne nécessite pas la connaissance du signal source  $s(t)$  pour être déterminée. C'est pourquoi dans l'ensemble

de cette sous-section, les effets du signal source  $s(t)$  ne seront pas mentionnés et seule la fonction  $G_{tot}$  sera calculée pour chacun des 72 éclairs et chacun des 9 capteurs dans le domaine fréquentiel. Sauf mention contraire, seule la gamme  $[0 - 500]$  Hz sera retenue, par cohérence avec la fréquence d'échantillonnage des microphones de SOP1. La figure 5.1 représente l'allure de la réponse fréquentielle,  $|\tilde{G}_{tot}(f)|$  obtenue pour 4 des 72 éclairs tortueux générés aléatoirement. Ces 4 éclairs ont été choisis au hasard et correspondent aux 5<sup>ème</sup> (A), 14<sup>ème</sup> (B), 43<sup>ème</sup> (C) et 51<sup>ème</sup> (D) cas. Les structures géométriques de ces quatre éclairs, avant d'être translaté de sorte à ce que leur point d'impact soit à la position  $(0.0;0.0)$ , sont présentées en Annexe E, par les figures E.1, E.2, E.3, E.4. Pour chacun des éclairs choisis, l'allure du module de  $\tilde{G}_{tot}$  n'est tracée que pour 4 des 9 microphones, afin de ne pas surcharger les figures. Ces quatre microphones sont respectivement placés à 100, 1600, 12800 et 25600 m du point d'impact de l'éclair afin de couvrir trois ordres de grandeur en distance.

**Éclair tortueux vs éclair rectiligne.** L'allure de  $|\tilde{G}_{tot}|$  obtenue pour un éclair rectiligne et vertical (fonction de Hankel) a été montrée dans la figure 4.27B à une distance de 100 m. La courbe représentée était parfaitement lisse. Pour des éclairs tortueux, au contraire, on observe sur la figure 5.1 des allures perturbées, et ce d'autant plus que l'éclair est proche. Toutefois, on remarque que tous les tracés présentent une allure similaire, décroissante avec la fréquence. En les comparant avec la fonction de Hankel  $H_0^1(kr)$  (normalisée par la valeur de  $|\tilde{G}_{tot}|$  à 100 Hz et tracée en pointillés pour chaque cas), il apparaît clairement que les fonctions  $|\tilde{G}_{tot}|$  fluctuent autour de cette fonction. Celle-ci décrit donc bien le comportement fréquentiel moyen de la réponse en fréquence du canal d'éclair, en particulier une décroissance en  $f^{-1/2}$ . Les fluctuations résultent de la tortuosité du canal et sont d'autant plus prononcées que l'observateur est proche. Comme pour les fonctions de Hankel,  $|\tilde{G}_{tot}|$  joue le rôle de filtre passe-bas, en privilégiant les basses fréquences, et ce quelle que soit la forme de l'éclair. Ces premiers résultats permettent de montrer que la géométrie globalement linéique de l'éclair favorise l'émergence des basses fréquences.

**Évolution des spectres en fonction de la distance.** On constate une diminution de l'amplitude moyenne de  $|\tilde{G}_{tot}|$  avec la distance, ce qui est attendu de toute source. Toutefois, au contraire de la fréquence, il n'est pas possible d'ajuster le comportement en distance avec une fonction de Hankel, ou, même à grande distance, avec une décroissance en  $r^{-1/2}$ . Ceci est d'ailleurs conforme aux observations expérimentales du chapitre 3 où la décroissance observée est plus rapide que celle d'une source linéique. Par ailleurs, deux régimes différents sont observés : à courte distance (sur quelques centaines de mètres), la dynamique fréquentielle peut être fortement chahutée (ce qui est notamment le cas des éclairs 5 et 51), avec de fortes modulations. La tortuosité peut conduire alors à des portions importantes de l'arc en retour en interférences constructives ou destructives. À plus grande distance, les modulations diminuent en amplitude et sont plus uniformes selon les différents éclairs, les différences entre les temps d'arrivées des signaux issus des différents brins de l'éclair étant réduits par la distance croissante. Cette observation montre qu'il existe une très forte dépendance de  $|G_{tot}|$  à la distance entre l'éclair et l'observateur.

**Variabilité en champ proche** En champ proche, ici 100  $m$ , les réponses en fréquence des éclairs présentent des variations très importantes d'un éclair à un autre. En particulier, pour le 5<sup>ème</sup> éclair, l'allure de  $|\tilde{G}_{tot}|$  (courbe rouge, sous-figure 5.1A) présente de larges modulations de plus d'un ordre de grandeur (soit 20  $dB$ ), alors que l'éclair 43 (sous-figure 5.1B) a un profil quasiment identique à la fonction de Hankel. Le 51<sup>ème</sup> éclair présente lui aussi des fluctuations, moins importantes en amplitude que le 5<sup>ème</sup> mais avec une dynamique nettement plus rapide. Enfin, pour le 14<sup>ème</sup> éclair, les fluctuations sont assez modérées mais l'amplitude globale est plus faible à 100  $m$  qu'à 1600  $m$ . On se trouve alors peut être dans le cas d'interférences globalement destructives à 100  $m$ .

Pour résumer, le modèle en chaîne de perles, qui n'est autre qu'un modèle interférométrique, présente donc deux régimes distincts de champ proche et de champ lointain. La tortuosité de l'éclair semble être la cause d'une très forte variabilité de  $|\tilde{G}_{tot}|$ , et *a priori* du signal, en champ proche. Au contraire, en champ lointain, les perturbations observées sur  $|\tilde{G}_{tot}|$  sont moins importantes, et les allures des  $|\tilde{G}_{tot}|$  obtenues demeurent assez similaires. Dans tous les cas, le comportement fréquentiel moyen correspond à celui d'une source globalement linéique avec une décroissance en  $f^{-1/2}$  et jouant le rôle de filtre passe-bas. Ce résultat pourrait corroborer l'idée selon laquelle, lorsque l'on entend un orage lointain, les grondements semblent toujours assez similaires, alors que, lorsqu'un éclair tombe à courte distance, le son perçu peut sembler très différent d'un cas à un autre.

### 5.1.3 Réponse en fréquence moyenne des éclairs tortueux

La sous-figure 5.2A, trace la réponse en fréquence moyenne :  $\langle |\tilde{G}_{tot}| \rangle = \frac{1}{72} \sum_{n=1}^{72} |\tilde{G}_{tot}^n|$  moyennant les 72 éclairs de l'étude. Seuls les cas à 100, 400, 1600, 3200 et 16800  $m$  sont représentés. Notons que la gamme de fréquence choisie ici est portée jusqu'à 3000 Hz. Le résultat obtenu constitue une validation supplémentaire du modèle numérique puisque l'on remarque que les  $\langle |\tilde{G}_{tot}| \rangle$  obtenus pour différentes distances suivent parfaitement le comportement de la fonction de Hankel (en  $f^{-1/2}$  à haute fréquence) caractéristique de l'éclair rectiligne. Ceci montre également que le choix des 72 éclairs répartis de manière isotrope autour de la station est statistiquement représentatif. Ainsi, en moyennant tous ces éclairs, on retrouve *du point de vue fréquentiel*, le comportement d'un éclair rectiligne. Il est à noter que ce comportement moyen est observé y compris à relativement haute fréquence. La sous-figure 5.2A, représente l'écart type  $\sigma(|\tilde{G}_{tot}|)$  des 72 éclairs de l'étude, normalisé par la valeur moyenne  $\langle |\tilde{G}_{tot}| \rangle$ . On observe très clairement que les fluctuations sont, en relatif, beaucoup plus importantes en champ proche (écart-type de 0.95 fois la moyenne à 100 et de 0.75 fois la moyenne à 400  $m$ ) qu'en champ lointain (à partir de 1600  $m$ ) où elles apparaissent stabilisées en amplitude (où l'on tend vers un écart-type de 0.5 fois la moyenne). La différence de dynamique observée précédemment entre les cas proches et les cas plus lointains est ici démontrée. En champ proche, on note également que l'écart-type normalisé est plus important à haute qu'à basse fréquence : les basses fréquences, qui ont tendance à rayonner de manière plus omnidirectionnelle, tendent à diminuer les effets d'interférences constructives ou destructives.

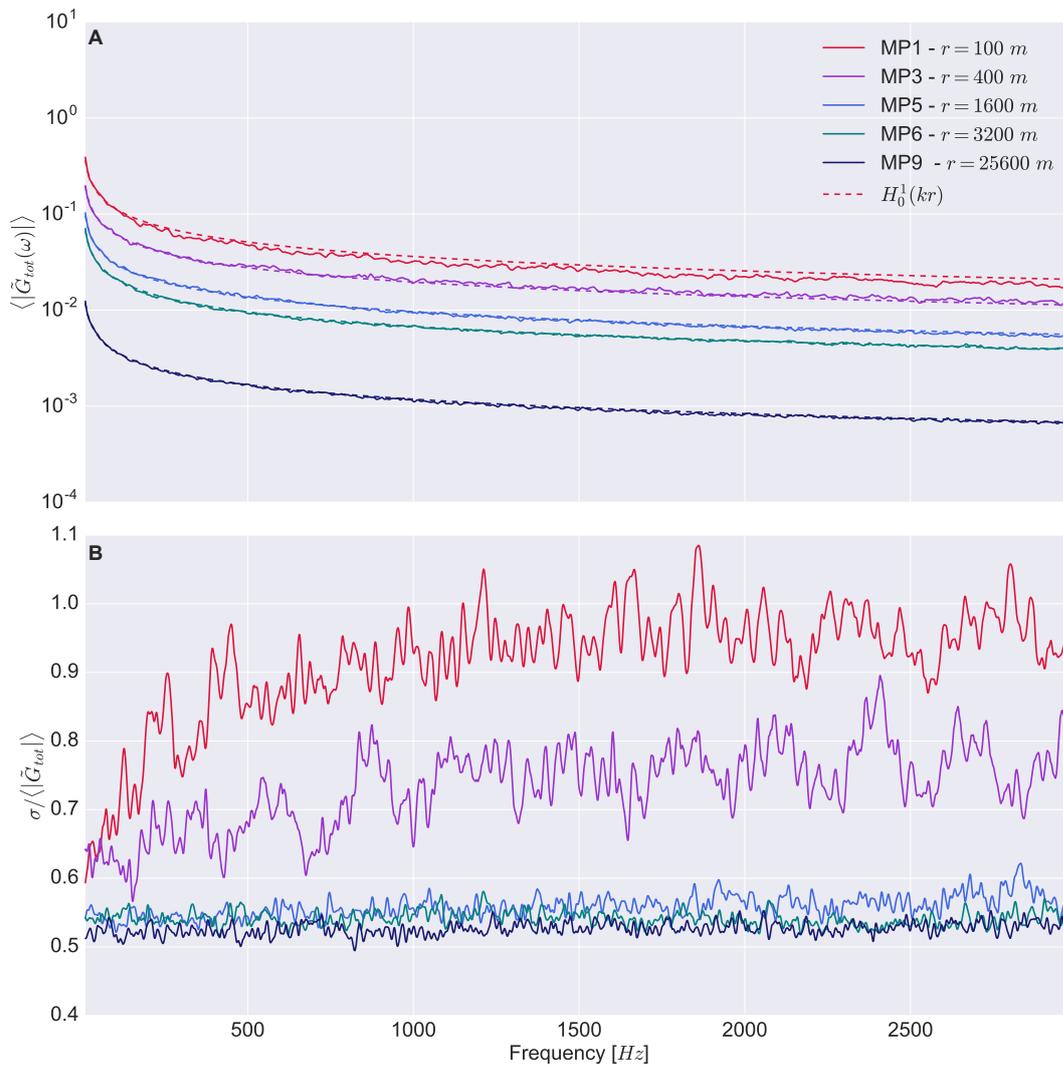


FIGURE 5.2 – **A** : Moyenne des valeurs absolues des 72  $\tilde{G}_{tot}$  à 100, 400, 1600, 3200 et 16800  $m$  en fonction de la fréquence. Courbes en pointillés : fonction de Hankel ajustée à 100 Hz. **B** : représentation du rapport écart-type sur valeur moyenne.

#### 5.1.4 Influence de l'absorption

La figure 5.3 reprend les mêmes configurations que la figure 5.1, à la seule différence que l'absorption a cette fois-ci été prise en compte dans le calcul de la réponse en fréquence,  $G_{tot}$ . Son ajout a une nette conséquence sur l'allure obtenue de  $|\tilde{G}_{tot}|$  puisque, plus la distance à la source augmente, plus la réponse  $|\tilde{G}_{tot}|$  décroît rapidement avec la fréquence. Tous les résultats établis dans la section 5.1.2, hormis celui concernant la dynamique de la décroissance avec la fréquence, restent vrais. On constate toujours la présence d'un champ proche avec une très forte variabilité de  $|\tilde{G}_{tot}|$ , et d'un champ lointain, où celle-ci est bien moins marquée. En revanche, l'apport de l'absorption vient modifier la dynamique fréquentielle de  $|\tilde{G}_{tot}|$ . Comme attendu, en champ proche on retrouve des résultats similaires au cas sans absorption. En champ lointain en revanche, la décroissance avec la distance est beaucoup plus rapide et ce d'autant plus que la distance est grande. On retrouve ici les effets cumulatifs des phénomènes d'absorption qui sont d'autant plus importants que la fréquence

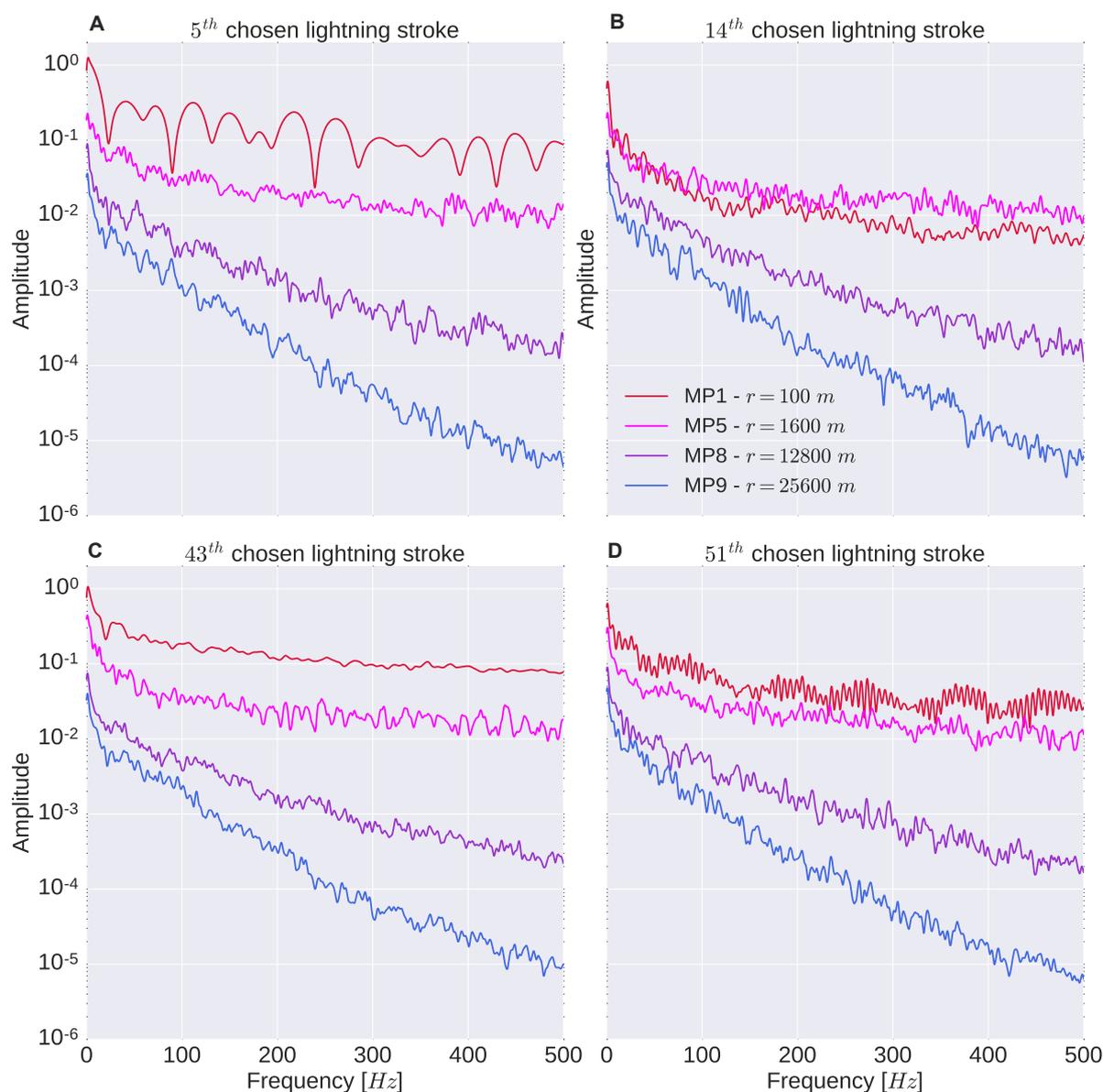


FIGURE 5.3 – Exemple de réponses en fréquence  $|\tilde{G}_{tot}|$  avec absorption obtenues pour 4 géométries d'éclairs aléatoires différents virtuellement acquises respectivement à 100, 1600, 12800 et 25600 m.

et la distance sont élevées. On remarque ainsi que pour le cas du 14<sup>ème</sup> éclair, le comportement inhabituel où l'amplitude était plus forte à 1600 m qu'à 100 m, est ici en grande partie estompé.

La figure 5.4 est une comparaison directe des fonctions  $|\tilde{G}_{tot}|$  obtenues avec (en rouge) et sans (en bleu) absorption. Cette comparaison ne présente cette fois-ci que les 5<sup>ème</sup> (colonne de gauche) et 14<sup>ème</sup> (colonne de droite) éclairs. Chaque ligne correspond à une distance : 1600, 6400 et 25600 m. Le cas à 6400 m nous apparaît en particulier très représentatif car beaucoup des éclairs de la base de données THOR sont tombés à des distances de cet ordre. Pour des distances inférieures à 1600 m, les effets de l'absorption n'apparaissent pas très significatifs, la distance et les fréquences considérées étant insuffisantes. À 6400 m en re-

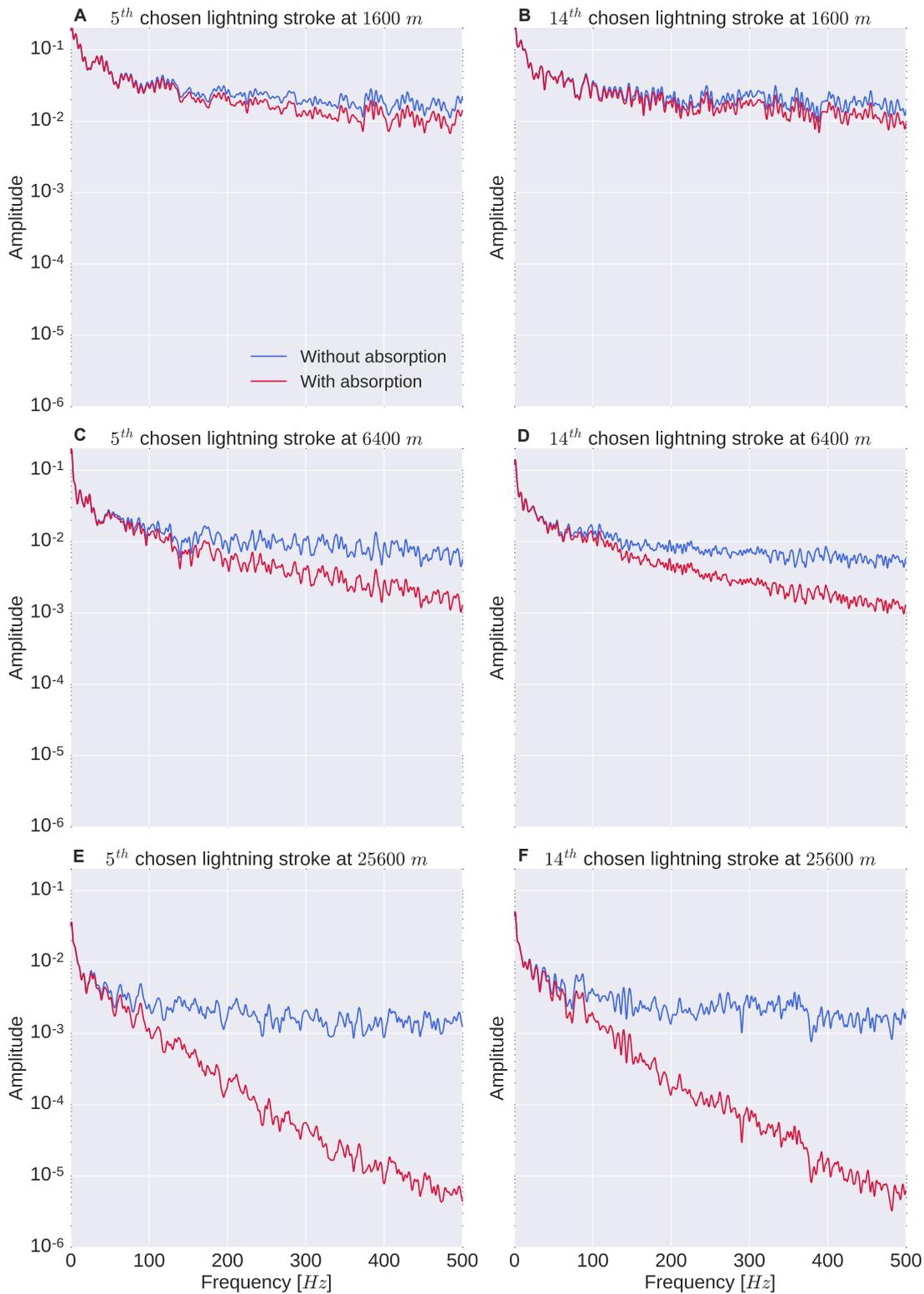


FIGURE 5.4 – Comparaison des réponses en fréquence  $G_{tot}$  obtenues pour 2 géométries d'éclairs aléatoires différentes, avec et sans absorption, enregistrées respectivement à 1600, 6400 et 25600 m. La colonne de gauche correspond au 5<sup>ème</sup> éclair parmi les 72, et la colonne de droite au 14<sup>ème</sup>. Dans chaque cadre, la courbe rouge correspond au cas avec absorption, et la courbe bleue au cas sans absorption.

vanche, on observe une différence sur l'amplitude d'un ordre de grandeur à 500 Hz. Enfin, à grande distance, l'écart est de l'ordre de deux ordres de grandeur à 500 Hz, ce qui est très important, et d'un ordre de grandeur à 180 Hz. À grande distance toujours, la décroissance quasi linéaire en échelle log de la réponse avec la fréquence correspond approximativement à un coefficient d'absorption linéaire avec la fréquence, ce qui correspond bien au cas d'une absorption dominée par la relaxation de l'azote en-deçà de la fréquence de relaxation  $f_N$  de celle-ci.

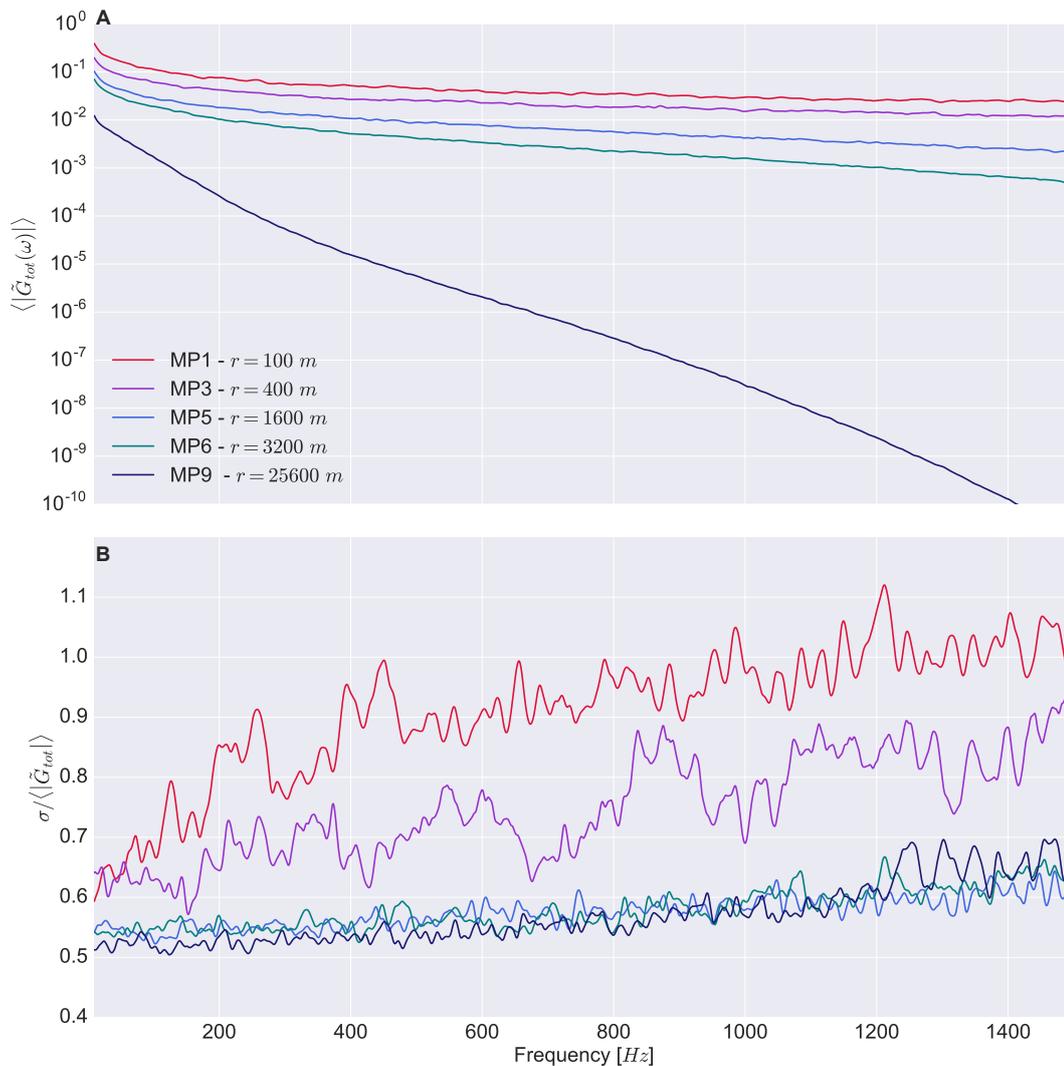


FIGURE 5.5 – **A** : Moyenne des valeurs absolues des 72  $\tilde{G}_{tot}$  calculés avec absorption à 100, 400, 1600, 3200 et 16800  $m$  en fonction de la fréquence. **B** : représentation du rapport écart-type sur valeur moyenne.

Le calcul des valeurs moyennes et de l'écart-type normalisé de la réponse en fréquence sur les 72 réalisations avec absorption conduit à la figure 5.5 sur la gamme [0 – 1500] Hz. Au-delà, l'absorption à 25600  $m$  est telle que les résultats ne sont plus significatifs ( $\langle |\tilde{G}_{tot}| \rangle$  a une amplitude de l'ordre de  $10^{-27}$ ). Comme dans le cas sans absorption, on retrouve un comportement régulier qui montre que l'échantillonnage en fréquence et en nombre d'éclairs

est suffisant. À courte ou moyenne distance, l'allure générale est la même que sans absorption, mais l'amplitude diminue d'autant plus que la fréquence et la distance sont élevées. À grande distance (25600  $m$ ), les effets d'absorption deviennent prépondérants. Le point d'inflexion de la courbe correspond à la fréquence caractéristique de la relaxation de l'azote ( $f_N$ ). L'écart-type normalisé montre un comportement similaire au cas sans absorption : les fluctuations sont plus importantes en champ proche qu'en champ plus lointain et commencent à se stabiliser autour de la valeur 0.5 à partir de 1600  $m$ . En revanche, en champ lointain, l'écart-type tend à croître avec la fréquence, en raison du niveau de signal qui diminue sensiblement.

En résumé, bien que moins significative que la tortuosité, l'absorption doit néanmoins être prise en compte surtout si l'on considère des fréquences élevées et des distances importantes.

### 5.1.5 Influence de la signature temporelle à la source

Dans cette section, nous nous intéressons à l'effet du signal à la source sur les signaux et spectres reçus. Les modèles de sources utilisés sont ceux présentés dans la section 4.3. L'onde de Ripoll choisie correspond à la forme d'onde mesurée à 200  $cm$  de la source. La fréquence centrale mesurée de cette onde est de 148 Hz. Les durées caractéristiques, respectivement  $\tau_K$  et  $\tau_N$  pour les ondes de Kinney et en N, ont été choisies afin d'obtenir la même fréquence centrale que l'onde de Ripoll. L'amplitude maximale a été réévaluée à 650 Pa en lieu et place des 440 Pa issus de la dynamique des plasmas. Cette valeur permettra par la suite un meilleur accord avec les mesures en énergie de la campagne SOP1. La différence est de l'ordre de 30%, valeur très faible compte tenu de l'incertitude sur l'énergie linéique déposée à la source, qui peut varier, selon les auteurs, de deux à trois ordres de grandeur. La propagation étant linéaire, le choix de cette valeur n'influe pas sur la dynamique des formes d'onde au cours de leur propagation. La figure 5.6 présente ces trois formes d'ondes (A) et leurs spectres respectifs (B). L'affichage des spectres permet de confirmer que les fréquences centrales de chacune des ondes sont bien identiques. Il est à noter que l'onde de Ripoll dispose du contenu spectral basse fréquence le plus important, relativement au pic.

Afin de ne quantifier que les effets liés au signal à la source, la même géométrie d'éclair a été utilisée pour les trois formes d'ondes. L'éclair 59 a été choisi, puisqu'il conduit à une dynamique forte entre le champ très proche, avec de fortes intensités, et le champ lointain. Sa structure géométrique est présentée dans la figure E.5, de l'Annexe E. Une étude statistique sera réalisée par la suite sur les 72 éclairs. Les figures 5.7, 5.8 et 5.9 représentent les signaux temporels et fréquentiels obtenus pour ces trois types d'ondes en quatre points du réseau virtuel (à 100, 3200, 12800 et 25600  $m$ ). La figure 5.7 représente dans sa partie supérieure l'allure des réponses en fréquence  $|\tilde{G}_{tot}|$  obtenues à diverses distances. Les formes d'ondes mesurées dans le cas d'un signal source en N sont présentées dans la partie centrale de la figure, et leur spectre associé dans la partie inférieure. Le spectre bleu correspondant à celui de la source. Pour les figures 5.8 et 5.9, il s'agit de la même représentation pour respectivement l'onde de Kinney et l'onde de Ripoll, à la différence que l'on n'a pas reproduit

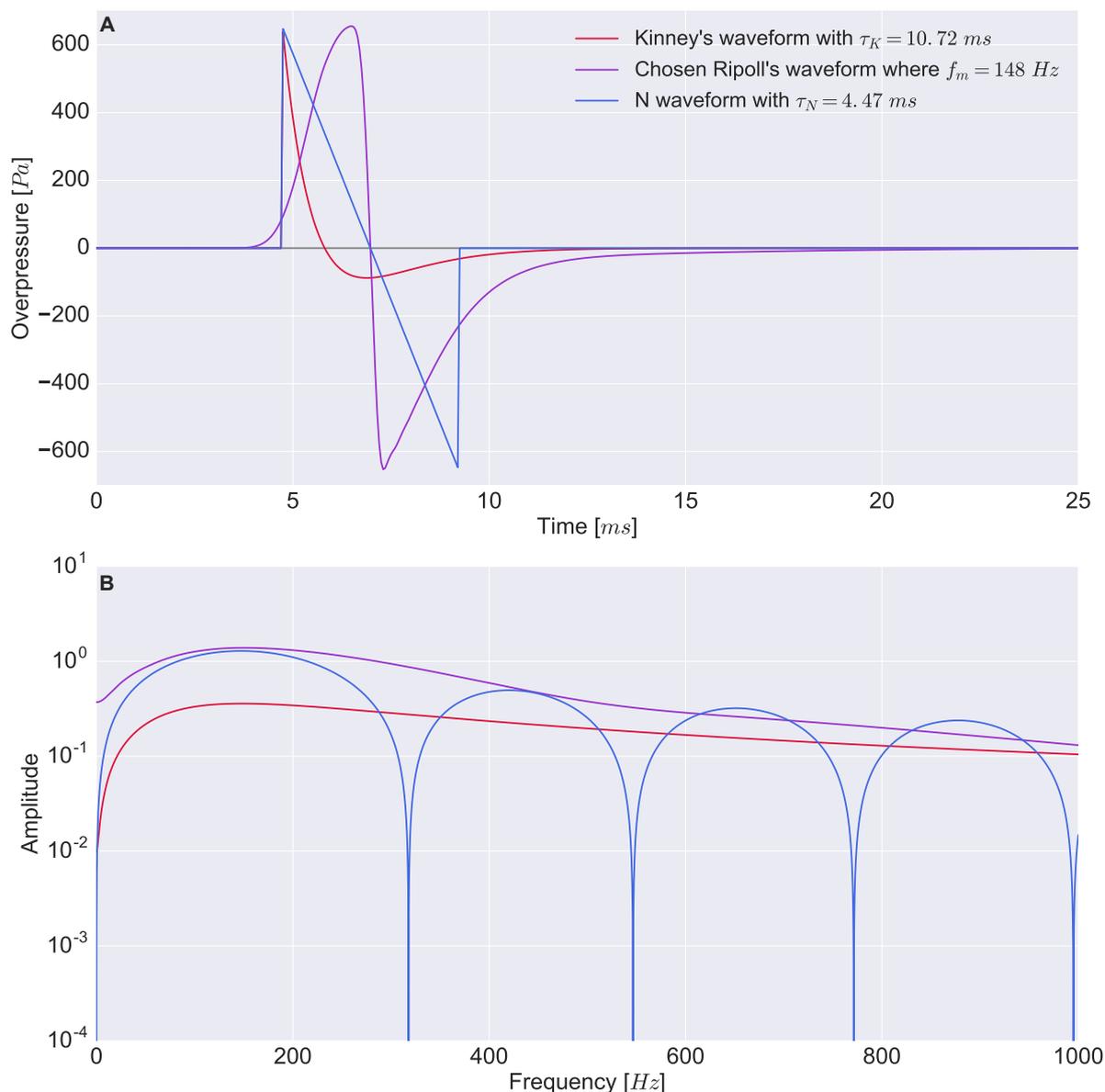


FIGURE 5.6 – **A** : représentation des trois formes d'ondes choisies pour l'étude paramétrique. **B** : spectres associés à ces trois formes d'ondes

la fonction  $|\tilde{G}_{tot}|$ . Pour ces trois figures, la colonne de gauche représente le cas sans absorption, et la colonne de droite le cas avec absorption.

### 5.1.5.1 Cas de l'onde en N

C'est tout d'abord les signaux résultant d'une signature temporelle en N à la source qui vont être discutés. Qualitativement, les formes d'ondes obtenues ont une allure assez similaires à celles observées. En particulier le zoom en champ proche à 100 m (courbe rouge, notamment le zoom sur la deuxième arrivée) n'est pas sans rappeler la signature extraite de l'évènement 2 de la campagne SOP1 (voir le zoom supérieur de la figure 3.4E). Pour le signal enregistré à 100 m de l'éclair, on observe un fort pic de pression (avec une suppression de 175 Pa environ) qui ne peut pas être expliqué par une décroissance géométrique et résulte

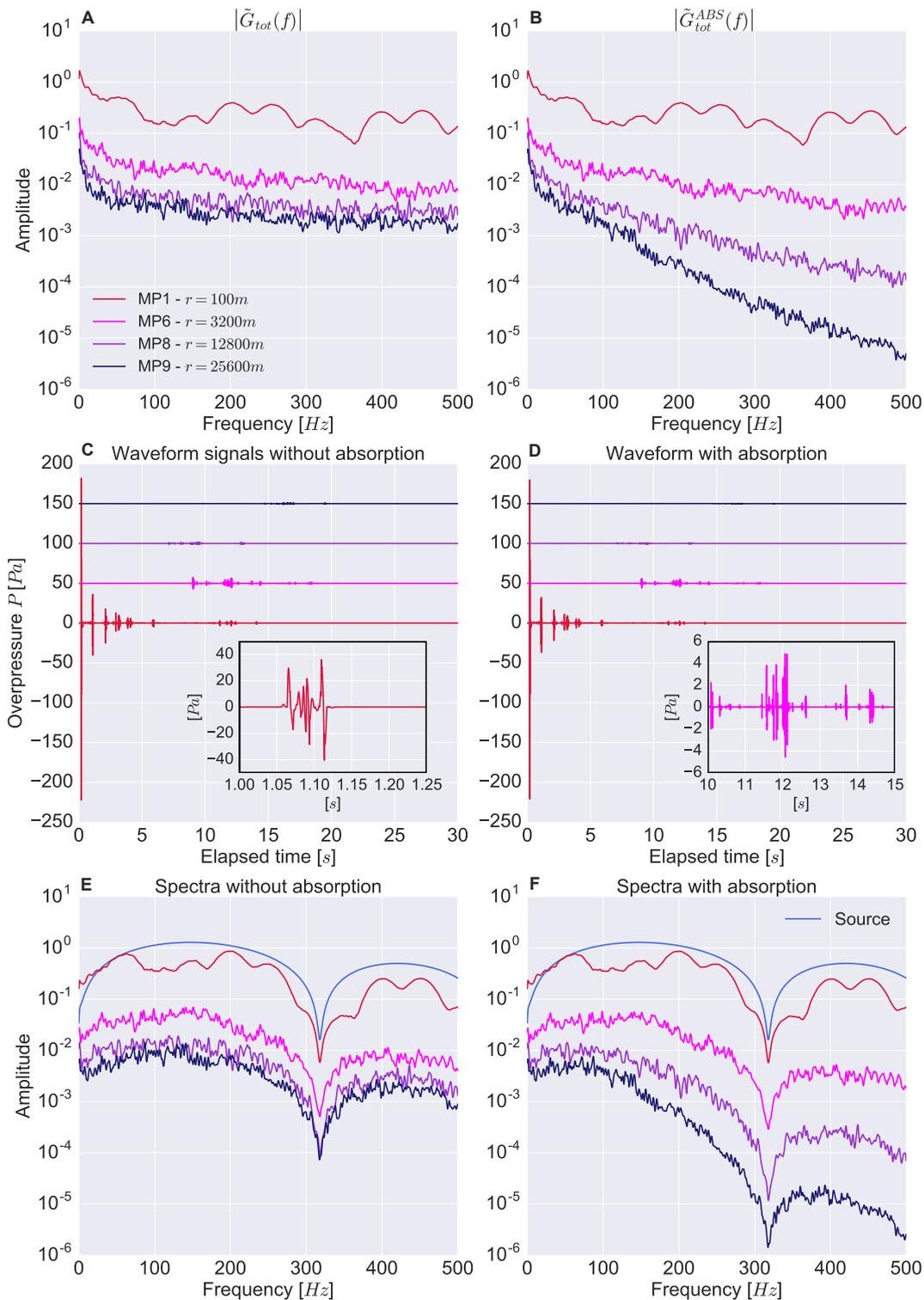


FIGURE 5.7 – Simulation de l'éclair 59 en utilisant une onde en N comme signal à la source : sans (à gauche) et avec (à droite) absorption. **A** et **B** : Réponse fréquentielle,  $|\tilde{G}_{tot}(f)|$  aux distances 100, 3200, 12800 et 25600 m. **C** et **D** : formes d'ondes temporelles correspondantes. Zoom à gauche extrait du signal à 100 m, à droite extrait à 3200 m. **E** et **F** : spectres fréquentiels correspondants. La courbe en bleu clair est le spectre de l'onde en N à la source.

donc d'un effet d'interférences constructives lié à la géométrie particulière de la source. À noter la structure avec un premier signal très intense suivi de plusieurs arrivées d'amplitudes plus faibles, s'étendant au total sur une quinzaine de secondes, comme il a été observé par exemple sur l'évènement 3 de SOP1 (voir figure 3.5). Un point important vient conforter les observations expérimentales : un seul arc en retour est associé à une multitude de pics, même en champ proche, dans le profil temporel de pression. Ce comportement a notamment été observé pour l'évènement 3 de SOP1 qui est un CG+ et donc ne comporte qu'un seul arc en retour. À 3200 *m* les signaux ont une amplitude de l'ordre de quelques Pascals pic à pic (cf le zoom de la signature temporelle avec absorption), ce qui est comparable avec, par exemple, l'évènement 1 de SOP1 constitué de plusieurs CG- à une distance de 2 à 4 *km* (voir figure 3.3). À nouveau à cette distance, on remarque qu'un seul arc produit de nombreux pics, l'ensemble des arrivées s'étendant sur une dizaine de secondes. On observe également une diminution de l'amplitude du signal avec la distance comme attendu par la divergence géométrique et l'absorption atmosphérique. Dans la nature, l'écart pic à pic à une vingtaine de kilomètres est de l'ordre d'une fraction de Pascal. Par exemple, l'évènement de SOP1 qui a eu lieu le 22 octobre à 20h15 à une distance de 23.76 *km* de la station a donné lieu à un signal d'amplitude pic à pic maximal de 0.7 *Pa*. Pour le signal calculé à 25 *km*, on trouve un signal du même ordre de grandeur : 1.5 *Pa* sans absorption et 0.5 *Pa* avec. Qualitativement, nous sommes donc dans les bons ordres de grandeur en amplitude, en durée de signaux et en nombre de pics, même si la forte variabilité nécessiterait une étude statistique.

Concernant les spectres obtenus, puisqu'ils sont le résultat de la multiplication de la réponse fréquentielle,  $|\tilde{G}_{tot}(f)|$  et du spectre du signal source,  $\tilde{N}(f)$ , on voit naturellement apparaître sur ceux-ci les fortes modulations caractéristiques de l'onde en N. Cependant avec une onde en N centrée autour de 148 Hz, le premier creux de modulation apparaît un peu après 300 Hz. Or, les mesures réalisées dans les Cévennes en 2012 n'ont été étudiées que jusqu'à 180 Hz. Ainsi sur cette bande de fréquence les modulations liées à la nature du N avec cette durée caractéristique ne sont pas observables sur cette bande de fréquence. La figure 1.28, tirée de [Dayeh et al., 2015], présente un spectre large bande du tonnerre provoqué par un éclair déclenché artificiellement à 100 *m* de leur antenne de microphones. Ce spectre mesuré présente des creux à 300 Hz comme pour l'onde en N et à 400 et 500 Hz (à la différence de l'onde en N) et est en revanche assez plat en dessous de 150 Hz. À cause de la forme particulière de  $|\tilde{G}_{tot}|$  à 100 *m* de l'éclair, le spectre que nous avons obtenu présente une forme assez modulée. En revanche pour le spectre simulé à 3200 *m* de l'éclair, on observe une légère croissance entre 0 et 100 Hz avant d'observer une décroissance plus marquée. Cette dynamique spectrale rappelle notamment celle de l'évènement 5 (voir figure 3.10) qui était un éclair tombé à 300 *m* environ de la station. Par ailleurs, les fluctuations nombreuses et rapides du spectre dues à la tortuosité sont particulièrement visibles et sont assez semblables à ce que l'on peut observer dans les mesures SOP1 (voir l'ensemble des spectres présentés sur la figure 3.10). Avec ce choix de profil pour la source sans absorption, lorsque la distance augmente, les formes spectrales décroissantes, de manière quasi-linéaire avec la fréquence et ce d'autant plus que la distance est grande, ne sont pas retrouvées dans la gamme en dessous de 180 Hz. Typiquement, bien qu'un contenu basse fréquence soit obtenu dans ce modèle, il n'est pas dominant, les spectres restant légèrement piqués autour de 150 Hz quelle que soit

la distance. L'ajout de l'absorption permet au contraire d'obtenir à distance assez grande des spectres décroissants avec la fréquence, au moins à partir de 12800  $m$  et uniquement au-delà de 100 Hz. La prise en compte de l'absorption améliore donc la qualité des résultats. Cependant pour les cas les plus lointains (à 12800 et 25600  $m$ ), une légère croissance demeure encore sur les premières dizaines de Hertz, ce qui n'est pas en très bonne adéquation avec les mesures effectuées.

### 5.1.5.2 Cas de l'onde de Kinney

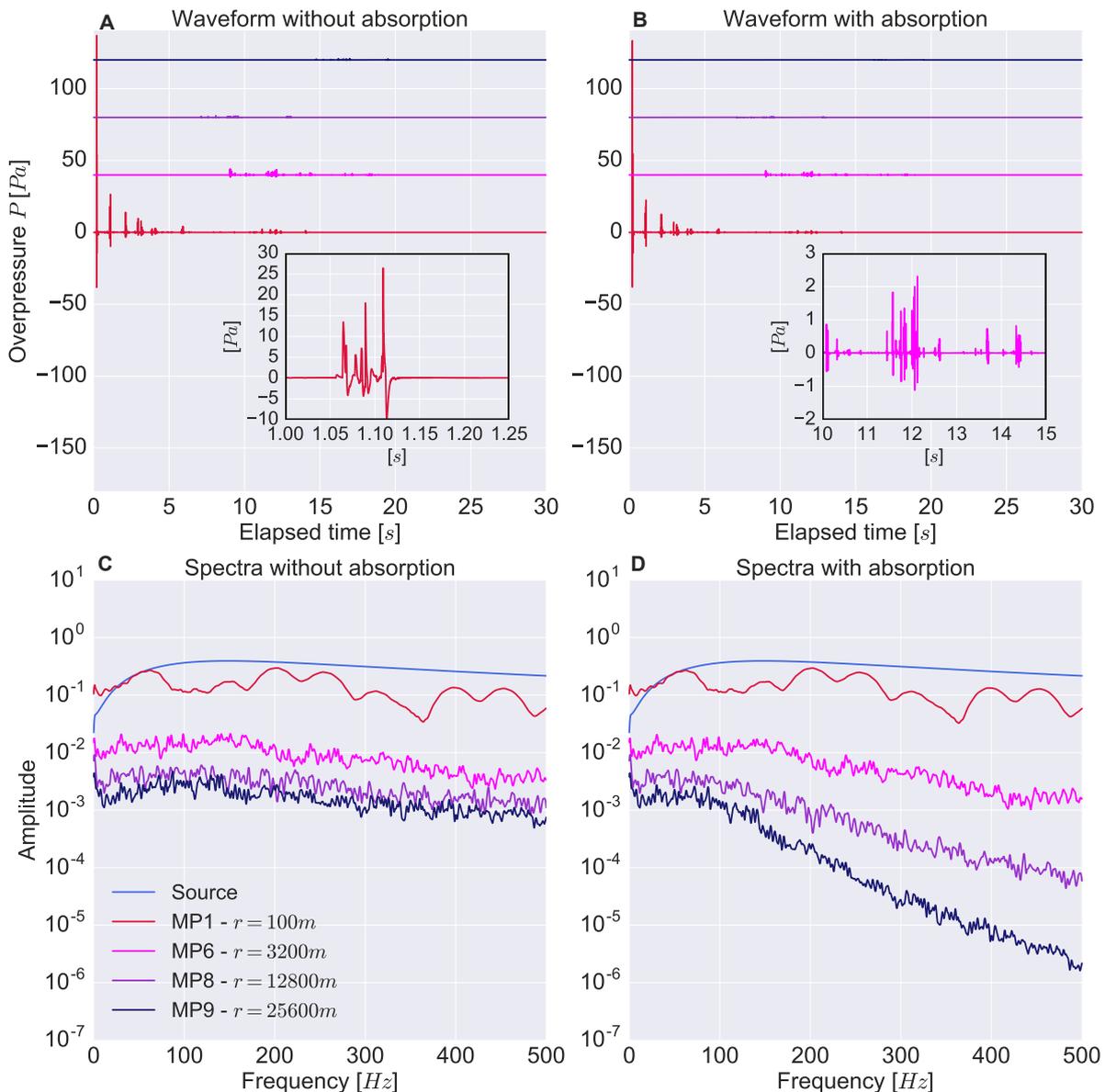


FIGURE 5.8 – Simulation de l'éclair 59 en utilisant une onde de Kinney comme signal à la source : sans (à gauche) et avec (à droite) absorption. **A** et **B** : formes d'ondes temporelles à quatre distances. Zoom à gauche extrait du signal à 100  $m$ , à droite extrait à 3200  $m$ . **C** et **D** : spectres fréquentiels correspondants. La courbe en bleu clair est le spectre de l'onde de Kinney à la source.

De la même façon que pour l'onde en N, l'étude est réitérée pour l'onde de Kinney et les résultats sont présentés sur la figure 5.8. Concernant les formes d'ondes obtenues, on remarque que contrairement à l'onde en N, elles ont une allure qui n'est pas vraiment fidèle aux mesures. Systématiquement, et en particulier sur les zooms présentés pour les cas à 100 et 3200 *m*, on remarque que les phases de compression sont beaucoup plus intenses que les phases de détente, ce qui donne une allure globalement asymétrique que l'on n'a pas observée dans les mesures SOP1 (voir par exemple les figures 3.2, 3.4, 3.5, et 3.6). Sinon, au même titre que l'onde en N, on observe une réduction de l'amplitude avec la distance, et la prise en compte de l'absorption réduit l'amplitude à grande distance.

Concernant les spectres, les effets de tortuosité sont bien présents, et les fortes modulations intrinsèques à l'onde en N ne sont plus visibles. Hormis le spectre issu de la mesure à 100 *m* qui présente de fortes modulations (liées à la géométrie particulière de l'éclair), les spectres observés sans absorption sont plutôt plats. Nous avons observé ce comportement pour certaines mesures plutôt proches d'éclairs (comme les événements 6 ou 7 présentés dans la figure 3.10). Pour les cas à 3200, 12800 et 25600 *m*, un très léger maximum s'observe autour de 150 Hz et correspond à celui de l'onde de Kinney. Cependant les spectres plats n'ont été observés que pour une minorité de cas. Lorsque la distance augmente, nous avons vu au travers de la figure 3.12C, que le centre de gravité spectral décroissait notablement, se traduisant par une décroissance de plus en plus marquée du spectre. On retrouve ce comportement en introduisant l'absorption, même si les spectres demeurent assez plats en dessous de 100 Hz environ. À noter que les spectres restent plutôt plats pour les deux premiers microphones en dessous de 180 Hz, ce qui est semblable aux observations. En conclusion, le choix de l'onde de Kinney comme signal source propose un contenu fréquentiel assez proche de spectres réels issus de vrais éclairs d'orages lorsque l'absorption est prise en compte. En revanche, les signatures temporelles obtenues sont systématiquement dissymétriques, ce qui n'est pas observé sur le terrain.

### 5.1.5.3 Cas de l'onde de Ripoll

La dernière onde à être étudiée en détail dans cette section est l'onde de Ripoll. Nous avons montré dans la Section 4.3 que cette onde suivait une évolution bien particulière très près de l'éclair (dont l'allure à très proche distance du canal d'éclair était très similaire de celle d'une onde de Kinney). Nous avons vu précédemment que la signature temporelle de cette onde était stabilisée à 200 *cm* de la source. Comme pour les deux formes d'ondes précédentes, la figure 5.9 montre sur sa colonne de gauche le résultat sans absorption, et sur sa colonne de droite le cas avec absorption. Du point de vue des signatures temporelles, la symétrie observée des pics positifs et négatifs est retrouvée, comme pour l'onde en N. Ces signaux sont visuellement très satisfaisants.

Les spectres simulés présentent les mêmes tendances que ceux obtenus avec l'onde de Kinney. En particulier dans le cas avec absorption, la décroissance quasi-linéaire du spectre avec la fréquence est retrouvée sur toute la bande considérée et notamment en dessous de 180 Hz. En conséquence, cette forme de signal à la source semble favoriser l'émergence du

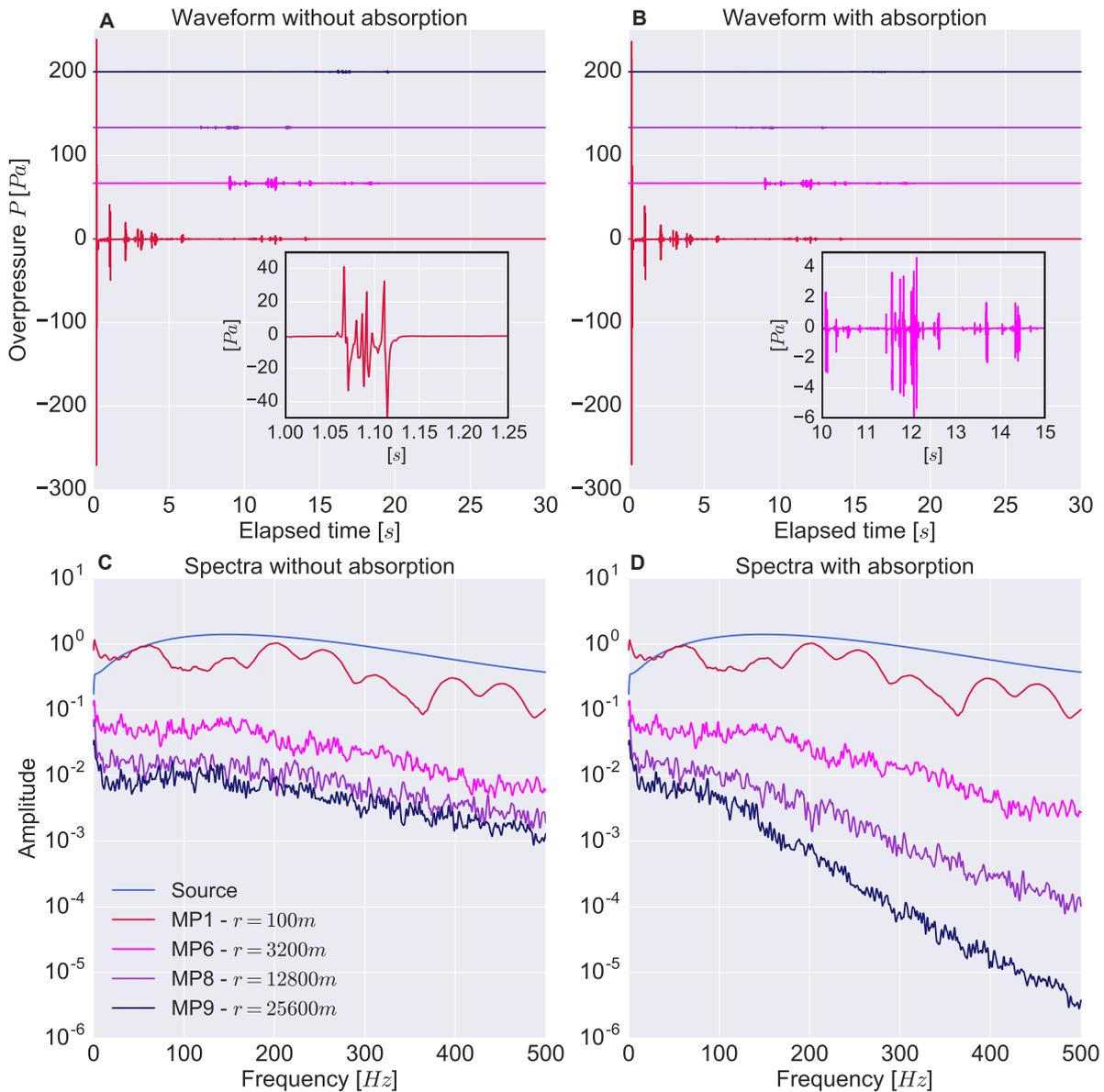


FIGURE 5.9 – Simulation de l'éclair 59 en utilisant une onde de Ripoll comme signal à la source : sans (à gauche) et avec (à droite) absorption. **A** et **B** : formes d'ondes temporelles à quatre distances. Zoom à gauche extrait du signal à 100 m, à droite extrait à 3200 m. **C** et **D** : spectres fréquentiels correspondants. La courbe en bleu clair est le spectre de l'onde de Ripoll à la source.

contenu basse fréquence des signaux, en accord avec les mesures et ce pour toutes les distances. C'est pourquoi, cette forme d'onde, qui par ailleurs est basée sur un modèle physique précis de la dynamique des plasmas à haute température au sein d'un arc en retour, est également celle qui est le plus en adéquation avec les mesures acoustiques. C'est donc cette forme d'onde que nous privilégierons dans la suite.

### 5.1.6 Conclusion

Cette étude paramétrique a permis de montrer trois résultats principaux :

1. La prise en compte d'une géométrie tortueuse permet d'expliquer les fluctuations me-

surées sur les spectres du tonnerre tout en conservant le caractère filtre passe-bas associé à une source linéique. De plus, la tortuosité tend à amplifier ces fluctuations en champ proche (à une distance inférieure à 1600 *m* environ), tandis qu'en champ lointain ces fluctuations sont convergentes (en termes d'écart-type normalisé). En champ proche, la tortuosité implique donc une très forte variabilité de la signature du tonnerre. C'est pour ces raisons que la géométrie tortueuse doit impérativement être prise en compte pour la modélisation correcte du tonnerre.

2. L'absorption est un effet indispensable à prendre en compte pour retrouver la dynamique spectrale mesurée dans le chapitre 3, et principalement la décroissance avec la fréquence observée à distance suffisante. Négliger l'absorption conduit à des spectres trop plats en champ lointain.
3. L'onde de Ripoll nous a paru la plus adaptée pour le choix du signal à la source. D'une part, le modèle duquel provient cette signature est à notre connaissance le plus complet possible actuellement. D'autre part, il permet d'observer les signaux temporels les plus réalistes (qualitativement parlant), et dont les spectres ont un comportement qui reproduit au mieux les mesures.

Fort de ces résultats, la section suivante est consacrée à une étude statistique réalisée sur un plus grand nombre d'éclairs afin de comparer la modélisation à la base de données THOR. Dans la mesure où nous avons déterminé que la forme d'onde de Ripoll, la géométrie tortueuse, et la propagation avec absorption sont les plus adaptées, ce sont ces ingrédients du modèle qui seront utilisés dans la dernière partie.

## 5.2 Étude statistique

Dans cette ultime partie, nous proposons une étude statistique basée sur le modèle numérique et une comparaison avec celle d'ores et déjà présentée dans le Chapitre 3 sur les données de terrain. Pour ce faire, le jeu de 72 éclairs tortueux générés aléatoirement est utilisé, et le tonnerre virtuel produit par ces éclairs est simulé aux positions du réseau de 9 capteurs déjà présenté (sous-section 5.1.1). De fait, la base de données simulées est ainsi constituée de  $9 \times 72 = 648$  spectres et signaux différents. Les grandeurs statistiques choisies pour cette étude sont les mêmes que celles définies dans la Section 3.4. Il s'agit de :

1. la distance  $r$  entre le point d'impact et le capteur,
2. l'énergie acoustique par longueur de l'éclair  $E_l$  (à noter que dans le cas de la simulation, cette longueur est parfaitement connue contrairement aux cas mesurés),
3. du centre de gravité spectral  $f_{gc}$ ,
4. de la pente des régressions linéaires calculées sur les spectres.

Ces deux dernières grandeurs, bien que la fréquence d'échantillonnage soit de 6000 Hz, ne seront calculées que sur la bande de fréquence [0 – 180] Hz afin de reproduire les conditions des statistiques réalisées sur les signaux de la base de données THOR. Les grandeurs

telles que le courant crête, le CMC et l'iCMC ne seront pas étudiées ici puisque notre simulation ne rend pas compte pas de données électriques. L'ensemble de ces résultats statistiques sont présentés sur la figure 5.10.

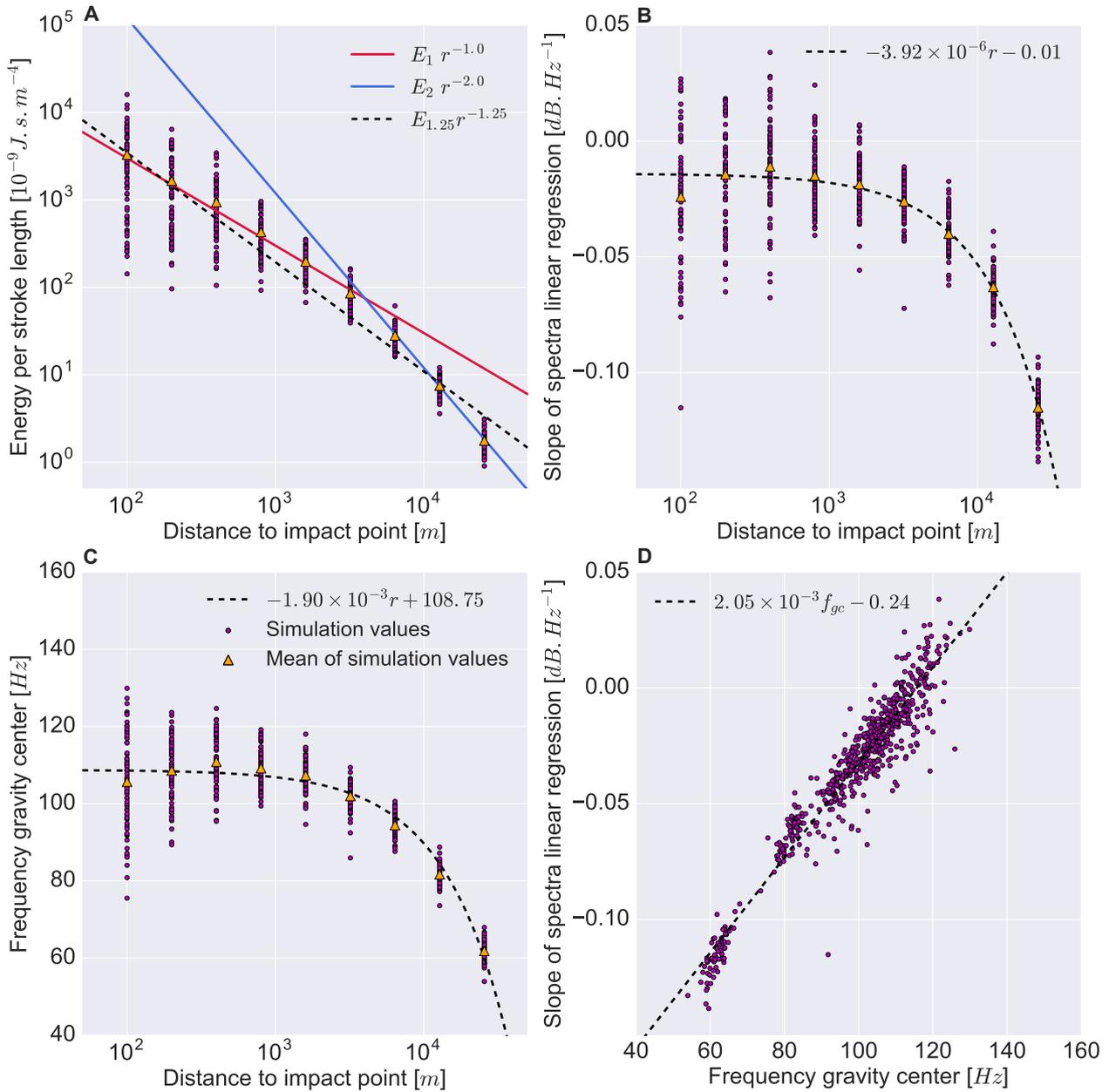


FIGURE 5.10 – Statistiques (points violets) réalisées sur les signaux simulés numériquement. Triangles jaunes : valeur moyenne à chaque capteur. **A** : Énergie acoustique par longueur de l'éclair en fonction de la distance. Les courbes en traits plein correspondent à différents ajustements en loi de puissance et la courbe en pointillés à l'ajustement des points moyens. **B** : pente du spectre en fonction de la distance. **C** : centre de gravité spectral en fonction de la distance. **D** : pente du spectre en fonction du centre de gravité spectral. Pour les figures **B**, **C** et **D**, les courbes en pointillés sont les ajustements affines des valeurs moyennes.

### 5.2.1 Énergie acoustique par unité de longueur

La figure 5.10A présente en échelle logarithmique l'énergie par longueur de l'éclair  $E_l$  en fonction de la distance à son point d'impact  $r$ . Dans la section 3.4, la métrique choisie pour quantifier la distance à l'éclair était  $r_{mean}$  (distance moyenne de tous les points reconstruits de l'éclair à la station de mesure). Or, dans la présente figure, la distance utilisée est celle au point d'impact de l'éclair (analogue à  $r_{EUC}$ ). Ce choix a été motivé par la connaissance non ambiguë de la distance à la décharge pour la simulation. En conséquence, l'ajustement de l'énergie par longueur de l'éclair issue des mesures a été recalculé en prenant maintenant  $r_{EUC}$  afin de comparer. Ce nouvel ajustement donne une loi en  $r^{-1.25}$  au lieu de  $r^{-1.51}$  avec  $r_{mean}$ . Sur la figure, tous les points mauves correspondent à une des 648 données issues de la simulation. Puisque la distance du point d'impact d'un éclair aux capteurs est fixée pour chaque simulation, cela explique que nous n'observons des mesures qu'aux seules distances correspondant à la position de chaque microphone (i.e. 100, 200, ..., 25600 m). Les triangles jaunes correspondent à la moyenne, à chacune de ces distances, des énergies linéiques  $E_l$ . La courbe en pointillés noirs correspond à l'ajustement avec la loi issue de l'analyse des données THOR en  $r^{-1.25}$ . Afin d'affiner cette loi nous avons ajusté les points moyens (triangles jaunes) avec une loi de décroissance géométrique en  $r^{-1}$  en champ proche (courbe en trait plein rouge), et avec une loi de décroissance géométrique en  $r^{-2}$  en champ lointain (courbe en trait plein bleu). L'accord entre ces nouveaux ajustements et les valeurs moyennes calculées s'avère excellent comparé à la loi en  $r^{-1.25}$ . La transition entre le champ proche et le champ lointain a lieu autour du capteur numéro 6 à 3200 m. L'analyse de la convergence des fluctuations (voir figure 5.5) situe la transition entre les microphones 5 et 6, donc dans la même zone. L'éclair tortueux s'apparente donc du point de vue énergétique à une source linéique en champ proche (décroissance en  $r^{-1}$ ) et à une source ponctuelle en champ lointain (décroissance en  $r^{-2}$ ). Néanmoins, les fluctuations de l'énergie autour de la valeur moyenne sont très importantes en champ proche (environ deux ordres de grandeur), et diminuent progressivement en champ lointain à moins d'un ordre de grandeur. Rappelons que la transition champ proche/champ lointain sur les fluctuations (écart-type normalisé) dépend de la statistique de la géométrie mais *pas* de la fréquence. Ce résultat permet de mettre en exergue le fait qu'en champ proche, même si un éclair s'apparente en moyenne à une source linéique, son comportement reste en fait très aléatoire dans cette zone. L'influence de la tortuosité y est donc absolument dominante.

### 5.2.2 Pente spectrale

La pente des régressions linéaires de chaque spectre est représentée en fonction de la distance dans la sous figure 5.10B. Une décroissance est observée comme pour les mesures. En particulier, 69 cas correspondent à des pentes légèrement positives, entre 0.0 et 0.05 dB.Hz<sup>-1</sup>, soit environ 10% des cas. Ces pentes positives ne sont observées qu'en champ proche, pour les 5 premiers capteurs. Rappelons que les données THOR donnent 3 cas sur les 36 à pente positive (soit un peu moins de 10%), tous également en champ proche, à moins d'un kilomètre. La très grande variabilité observée sur l'énergie se retrouve également sur cette grandeur, et ce de manière toujours plus importante en champ proche que lointain. La pente

des régressions linéaires est comprise dans l'intervalle  $[-0.15, -0.05] \text{ dB.Hz}^{-1}$ . Dans les résultats de mesures, la figure 3.12B montrait une pente comprise dans l'intervalle  $[-0.20 - 0.05] \text{ dB.Hz}^{-1}$ , il s'agit donc d'un accord qualitativement bon entre la mesure et la simulation. La courbe en pointillé montre un excellent ajustement par une loi affine reliant la pente moyenne du spectre avec la distance  $r_{\text{EUC}}$ . Cette pente moyenne décroît avec la distance, sauf pour les trois premiers capteurs.

### 5.2.3 Centre de gravité spectral

Sur la sous figure 5.10C, est tracé le centre de gravité spectral en fonction de la distance à l'éclair. Comme pour les autres grandeurs, la forte variabilité à courte distance subsiste, principalement sur les six premiers capteurs (par exemple, elle atteint 60 Hz sur le premier) et s'atténue ensuite (moins de 20 Hz sur les trois derniers). Les triangles jaunes montrent la valeur moyenne observée de  $f_{gc}$  pour chaque point de mesure de la simulation, tandis que la courbe en pointillés est un ajustement affine de cette moyenne avec la distance. Comme pour la pente, une décroissance est observée avec la distance, et l'ajustement affine apparaît très satisfaisant.

Enfin, la sous figure 5.10D représente la pente des régressions linéaires spectrales en fonction du centre de gravité spectral. Une forte corrélation, avec un coefficient de corrélation de 0.96, entre ces deux grandeurs apparaît ici de manière indiscutable. La dépendance affine (courbe en pointillés noirs) entre les deux, résulte directement des ajustements linéaires en fonction de la distance de chacune de ces deux quantités. Toutefois, la variabilité autour de l'ajustement est ici très faible aussi bien en champ proche (fortes valeurs de la pente et du centre de gravité spectral), qu'en champ lointain (faibles valeurs de ces mêmes quantités).

### 5.2.4 Cas sans absorption

Afin de confirmer l'importance de l'absorption atmosphérique, nous avons également réalisé la même étude statistique en ne la prenant pas en compte. La figure 5.11 représente dans ce cas les mêmes grandeurs statistiques que la figure 5.10. La conclusion est sans appel : l'élimination de l'absorption retire purement et simplement la dynamique observée pour le centre de gravité spectral et la pente des spectres en fonction de la distance. Les valeurs moyennes de ces paramètres sont quasiment constantes avec la distance, autour de  $-0.01 \text{ dB.Hz}^{-1}$  pour la pente, et de 111 Hz pour le centre de gravité spectral. Ces valeurs sont en champ lointain incompatibles avec les observations du terrain. Notons en revanche que la dynamique énergétique est nettement moins sensible à l'absorption. Les valeurs de l'énergie restent comparables au cas avec absorption. L'ajustement par une loi de puissance avec la distance reste inchangé en champ proche ( $r^{-1}$ ), et est légèrement modifié en champ lointain ( $r^{-1.7}$  au lieu de  $r^{-2}$ ). Ce résultat signifie que la dépendance énergétique à la distance est un effet principalement géométrique. La corrélation entre le centre de gravité spectral et la pente du spectre est un peu moins bonne (coefficient de corrélation de 0.81) que dans le cas avec absorption.

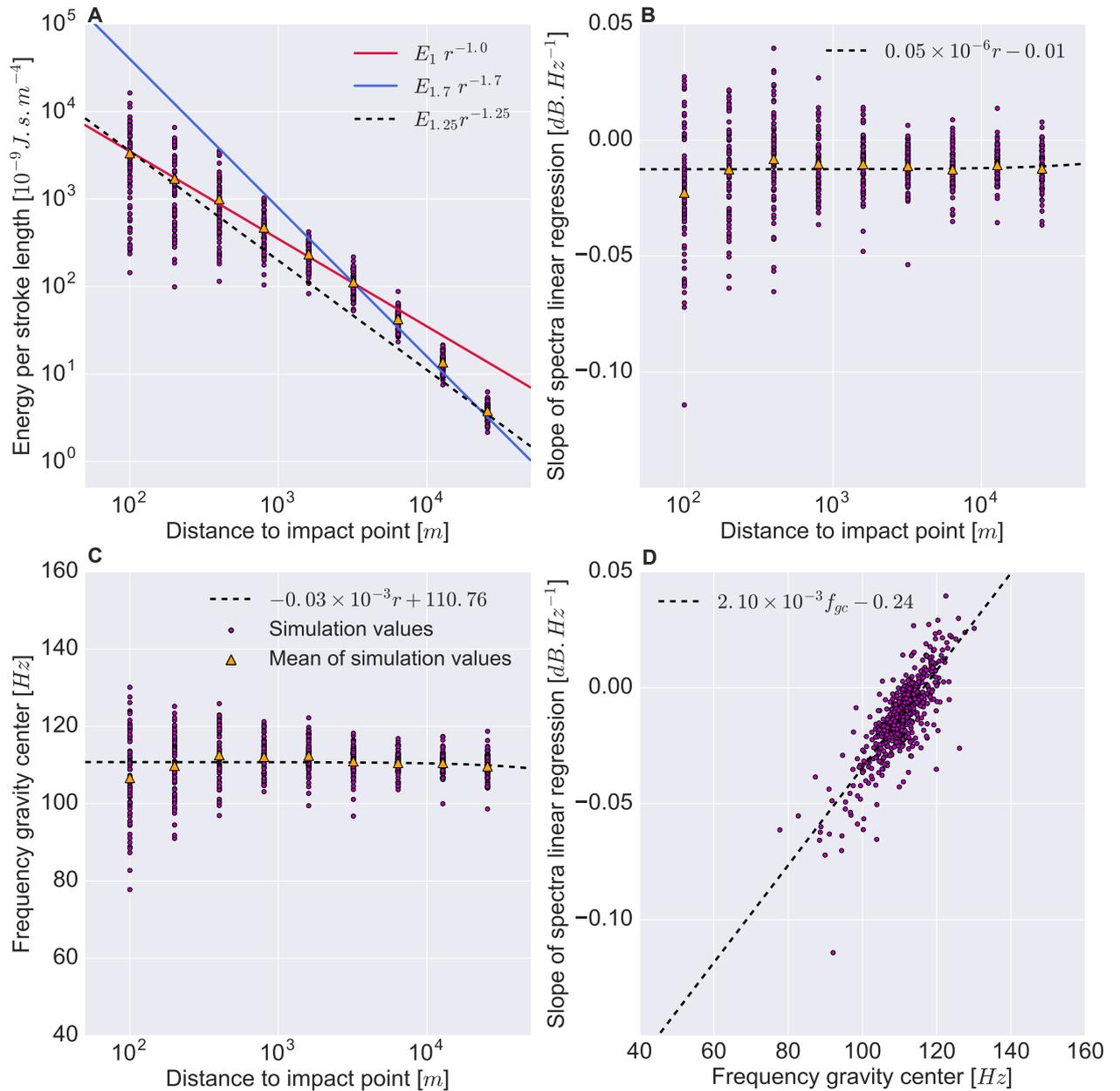


FIGURE 5.11 – Même légende que la figure 5.10, sans absorption.

## 5.2.5 Comparaison statistique du modèle avec la base de données THOR

Pour conclure et synthétiser l'ensemble des résultats de cette thèse, la figure 5.12 compare les données statistiques simulées et mesurées. La présentation est identique à celle des deux figures précédentes. Les mesures apparaissent sous la forme de losanges bleus pour les CG- et rouge pour les CG+. À la différence du chapitre 3, les distances sont celles  $r_{EUC}$  entre les capteurs et le point d'impact. En conséquence, tous les ajustements expérimentaux du chapitre 3 ont été recalculés. Il est à noter que la longueur de l'arc en retour est la longueur totale dans le cas des simulations, et seulement la distance entre le point d'impact et le point le plus lointain pour les mesures. Compte-tenu de la tortuosité, la longueur des arcs en retour est

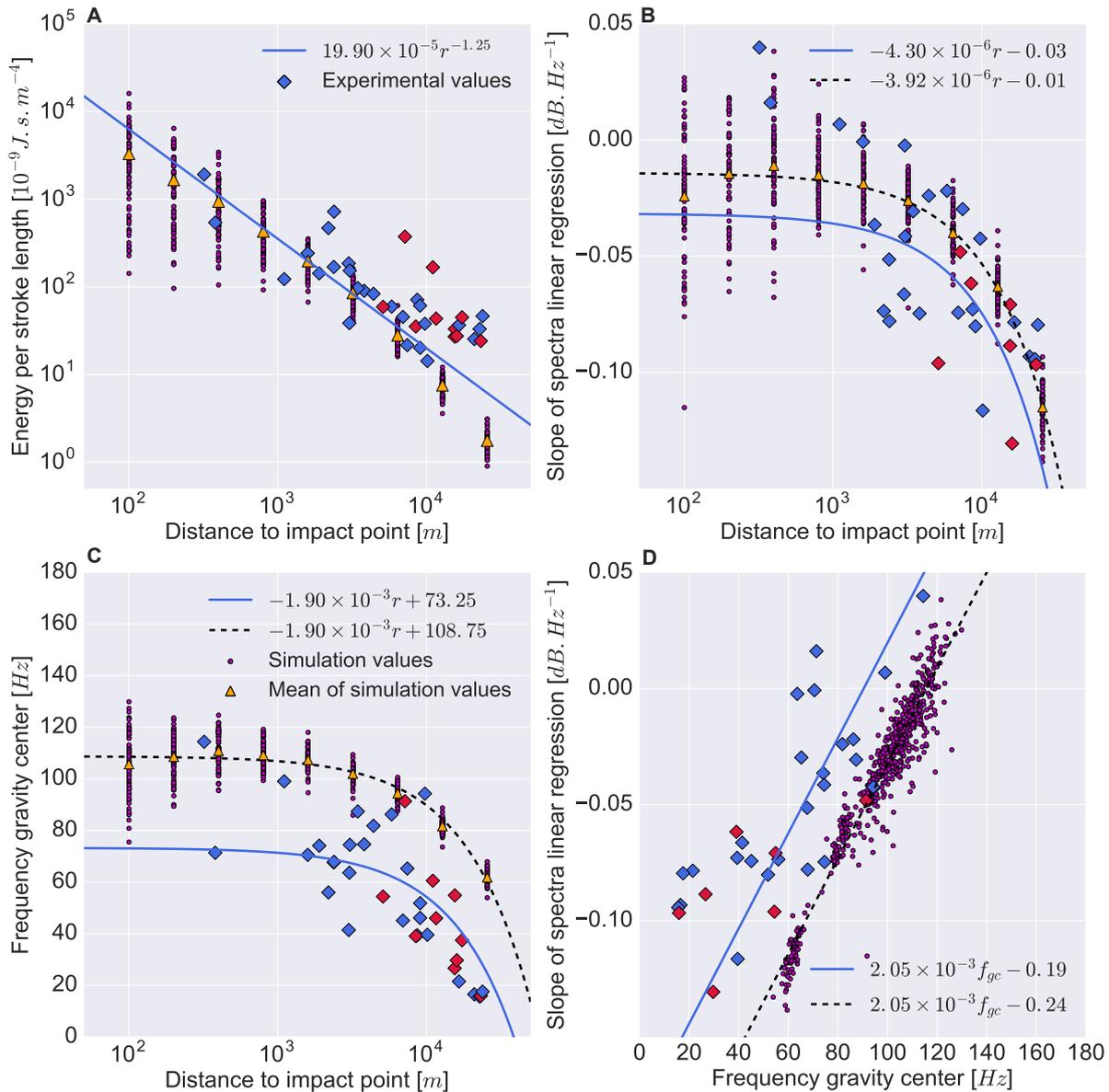


FIGURE 5.12 – Même légende que la figure 5.10. Les losanges représentent les données THOR. En bleu : CG-, en rouge : CG+. Les lignes continues bleues représentent les ajustements des mesures expérimentales, en loi de puissance pour l'énergie, affines pour les autres. Les lignes en pointillés noirs correspondent aux ajustements des valeurs moyennes de la simulation (triangles jaunes) présentés dans la figure 5.10.

donc très probablement sous-estimée pour les mesures, et l'énergie par unité de longueur surestimée. Cette surestimation est *a priori* plus importante pour les CG-, plus tortueux que les CG+. Enfin, on rappelle que sur les 36 points de mesures, seuls quatre points sont situés dans le champ proche estimé à moins de 1600  $m$ , le plus proche étant déjà à 300  $m$ .

Globalement, le modèle permet de retrouver les principales tendances statistiques des données de terrain :

A : L'énergie par unité de longueur décroît avec la distance. La pente comprise entre  $r^{-1}$

en champ proche et  $r^{-2}$  en champ lointain encadre la valeur de l'ajustement expérimental en  $r^{-1.25}$ .

- B : La pente de la régression linéaire du spectre décroît avec la distance. Des valeurs positives sont obtenues en champ proche aussi bien en simulation qu'en mesure.
- C : Le centre de gravité spectral décroît avec la distance.
- D : La pente du spectre est fortement corrélée avec le centre de gravité spectral. Le coefficient de corrélation mesuré est de 0.62, inférieur au coefficient calculé de 0.96.

Concernant les énergies linéiques, celles mesurées sont situées dans les intervalles de variabilité calculés jusqu'à environ 6 km (capteur théorique numéro 6). Au-delà, les valeurs mesurées semblent surestimer celles calculées et tendent à stagner autour de  $50 \text{ nJ.s.m}^{-4}$ . Plusieurs facteurs pourraient expliquer cet écart en champ lointain :

- Le niveau de bruit ambiant rajoute de l'énergie au signal, et ce de manière plus importante en champ lointain où le rapport signal à bruit est plus défavorable.
- L'énergie linéique est sans doute sous-estimée en mesure par la méthode de calcul de la longueur de l'arc en retour, la géométrie détaillée de celui-ci étant incertaine.
- Les éclairs ont été simulés avec une seule énergie déposée à la source ( $28 \text{ J.cm}^{-1}$ ). Celle-ci est *a priori* variable d'un éclair à l'autre. Des valeurs plus importantes de cette énergie donneraient des signaux plus intenses. Or des valeurs allant jusqu'à 100 voire  $1000 \text{ J.cm}^{-1}$  ont été rapportées dans la littérature ([Cooray, 2003] et [Borovsky, 1998]). En particulier, on peut s'attendre à ce que les CG+ soient plus énergétiques. Notamment, au moins deux d'entre eux sont d'un ordre de grandeur plus intenses que les valeurs moyennes calculées, ce qui irait dans le sens de cette interprétation.
- La géométrie des arcs en retour a été calculée sur la base des données de tortuosité observées pour des CG-. Les CG+ sont connus comme étant plus rectilignes. Leur transition champ proche / champ lointain est donc sans doute plus lointaine, et donc leur énergie devrait décroître plus lentement avec la distance.

La pente des régressions linéaires du spectre suit un comportement globalement affine avec la distance, aussi bien pour les mesures que pour la moyenne des simulations. On rappelle ici que l'ajustement des mesures est fait avec la distance  $r_{\text{EUC}}$  et non  $r_{\text{mean}}$  comme dans le chapitre 3. Un ajustement affine paraît ici raisonnable compte tenu de la forte variabilité du paramètre. Les ordres de grandeurs mesurés et simulés sont comparables. Des valeurs positives sont observées en champ proche en mesure, comme en simulation. Toutefois, sur les trois éclairs les plus proches, trois valeurs positives sont mesurées alors que statistiquement la majorité des valeurs est négative en champ proche. Les points de mesure en champ proche sont trop peu nombreux pour être statistiquement représentatifs, et il est donc impossible de conclure sur ce point. En champ plus lointain, les valeurs mesurées tendent à être en-dessous de celles simulées et leur variabilité plus importante.

Le centre de gravité spectral décroît avec la distance aussi bien en simulation qu'en mesure. L'ajustement affine avec la distance est satisfaisant dans les deux cas, aussi bien en

champ proche qu'en champ lointain, avec le même coefficient de la pente. Seule la valeur à l'origine est différente, ce qui se traduit par une valeur moyenne calculée surestimée d'environ 30 Hz. Selon le modèle de Few, des énergies déposées plus intenses conduiraient à des fréquences plus basses (voir 1.12). Même si le modèle hydrodynamique de plasma est plus riche que le modèle de Few, on peut penser que la tendance pourrait être la même, ce qui reste à vérifier.

La remarquable corrélation linéaire entre le centre de gravité spectral et la pente du spectre se retrouve aussi bien en simulation qu'en mesure. La corrélation plus faible des mesures est normale compte tenu du plus petit nombre de données. L'écart entre les ajustements reproduit l'écart moyen de 30 Hz observé sur le centre de gravité spectral en fonction de la distance. La dépendance à l'énergie déposée mériterait d'être analysée dans le futur. En effet, la variabilité semble plus importante pour les mesures et pourrait s'expliquer par la variabilité de l'énergie déposée et par les différences entre les CG- et les CG+.

## Conclusion

Ce dernier chapitre était consacré à l'analyse du modèle théorique développé dans le Chapitre 4, et à la comparaison avec les données issues de la campagne de mesure SOP1. Quatre conclusions majeures peuvent être tirées de cette comparaison. En premier lieu, l'influence de l'absorption atmosphérique s'avère clairement essentielle à la modélisation du tonnerre dès qu'on l'observe à plus de quelques kilomètres. En deuxième lieu, un modèle de source inédit, plus réaliste en terme de mécanismes physiques à l'origine du tonnerre, a été utilisé. Il conduit à un accord très satisfaisant avec les mesures, compte tenu des incertitudes de celles-ci. Les modèles plus classiques, d'onde de Kinney ou d'onde en N paraissent moins en accord avec les observations et nous confortent dans le choix de ce nouveau modèle. Celui-ci reste toutefois à explorer plus en avant, en explorant par exemple différents niveaux d'énergie déposée. La géométrie tortueuse de l'éclair s'avère également primordiale pour la modélisation fine du tonnerre. En particulier, le présent modèle statistique a mis en évidence une transition claire entre le champ proche et le champ lointain, que l'on a quantifié entre 1600 et 3200 *m* pour des géométries de type CG-. La zone de champ proche induit notamment une très forte variabilité des caractéristiques du tonnerre, directement corrélée à la variabilité géométrique du canal de foudre, indépendamment des autres effets ici fixés. Enfin, la dépendance des paramètres principaux du tonnerre à la distance, comme l'énergie, la fréquence et la pente du spectre, est démontrée sans ambiguïté par le modèle en accord avec les conclusions des observations expérimentales. À notre connaissance, le rôle clé de la distance comme paramètre n'avait jamais été mis en avant dans la littérature sur le tonnerre.

# Conclusion

L'objectif de cette thèse est la caractérisation des éclairs d'orage au travers de la mesure acoustique et de sa modélisation. En particulier, nous nous sommes attachés aux mécanismes de l'émission acoustique du tonnerre par les éclairs. Le premier chapitre présentant l'état de l'Art a permis de mettre en évidence que deux modèles existaient pour expliquer le tonnerre : un premier, basé sur le retour à l'équilibre électrostatique du nuage ([Wilson, 1921, Dessler, 1973]), pour le contenu infrasonore; un second, basé sur la détente brutale du canal d'éclair ([Few, 1969a, Few, 1995]), pour le contenu audible. Cependant, au regard de diverses observations des signaux de tonnerre dans la littérature, nous avons remarqué qu'aucun de ces deux modèles ne permettait d'expliquer complètement les mesures. C'est pour cela que nous avons décidé de développer un modèle unique pour expliquer toute la gamme fréquentielle mesurée. Le point de départ de ce travail a été les mesures obtenues lors de la campagne spéciale d'observation SOP1 du projet européen HyMeX dans les Cévennes en 2012 présentée dans le deuxième chapitre. Le CEA a participé à cette campagne en installant deux réseaux acoustiques : quatre microphones échantillonnés à 500 Hz pour le premier, et quatre microbaromètres échantillonnés à 50 Hz pour le second. Ces deux réseaux étaient distribués en triangle, respectivement de 50 et 500 m de côté pour les microphones et les microbaromètres, avec deux capteurs centraux co-localisés. Ils ont enregistré le son en continu pendant plus de deux mois à l'automne 2012. Au terme de cette campagne, une base de donnée unique a été obtenue, avec les mesures acoustiques d'une part et des mesures électromagnétiques d'autre part. Ces dernières sont issues du réseau opérationnel européen EUCLID (fournissant la localisation au sol des décharges de foudre) et du réseau de recherche HyLMA (donnant la reconstruction 3D de l'activité électrique de la cellule orageuse). Cette base de données a été étudiée une première fois en détail par [Gallin, 2014] et [Gallin et al., 2016]. Cela lui a permis de développer une méthode de reconstruction acoustique des décharges de foudre qu'il a pu comparer avec les reconstructions électromagnétiques. Un très bon accord statistique a été obtenu, validant sa méthode. Cependant, le système de réduction de bruit mis en place autour des microphones a induit une résonance parasite autour de 110 Hz qui a empêché L. Gallin d'étudier les signaux au-delà de 70 Hz et de proposer des reconstructions au-delà de 40 Hz. C'est pourquoi, au cours de cette thèse, nous avons en premier lieu mené une campagne de calibrage destinée à déterminer la réponse en fréquence des microphones utilisés dans la campagne. Grâce à celle-ci, nous avons déterminé la correction de cette résonance permettant d'analyser les signaux jusqu'à 180 Hz. En parallèle, 27 flashes jugés intéressants ont été sélectionnés, contenant à la fois des éclairs sol-nuage à polarité négative (CG-), les plus fréquents, ou positive (CG+), et des décharges intranuage (IC). Ces événements ont eu lieu au cours de trois orages différents.

À partir de cette sélection, une base de données restreinte (nommée THOR), contenant les données électromagnétiques et les signaux acoustiques corrigés de ces 27 flashes a été créée.

C'est naturellement sur l'analyse de cette base de données THOR que le troisième chapitre de ce manuscrit, qui fait l'objet d'une publication en cours de révision (mineure), s'est porté. Un nouvel outil de reconstruction par bandes de fréquence (basé sur l'algorithme PMCC) a été développé, mettant en lumière la possibilité de séparer acoustiquement les différentes composantes d'un flash. Cette séparation est réalisée en analysant l'altitude des sources reconstruites en fonction du temps. Cette méthode inédite, fournit à la fois les reconstructions acoustiques des différentes composantes d'un même flash, et les signaux acoustiques (permettant le calcul de spectres associés) correspondant à ces mêmes parties du flash. En sus, les reconstructions électromagnétiques sont aussi exploitées, validant les reconstructions acoustiques. En particulier, l'un des événements a même donné lieu à une séparation acoustique des différents arcs en retour, très proches les uns des autres (en temps notamment, et assez proche spatialement), du même flash. À notre connaissance, il s'agit de la première fois que l'acoustique est utilisée pour des reconstructions et séparations aussi fines d'un flash. L'application systématique de cette méthode à l'ensemble des événements de THOR a permis d'obtenir les signaux acoustiques de 36 groupes d'arcs en retour isolés du reste du signal et d'étudier leur spectre. Cette étude a mis en exergue l'intensité du signal émis par les arcs en retour par rapport au reste du flash, avec un contenu large bande, sans pic en fréquence marqué, et surtout avec un très fort contenu basse fréquence et infrasonore. En conséquence, cela démontre, d'une part que le processus de rééquilibrage électrostatique du nuage *ne peut pas être la source* (au premier ordre) du contenu infrasonore du tonnerre, puisque ce dernier provient essentiellement des arcs en retour, reliant le nuage au sol. D'autre part, le modèle hydrodynamique de Few *n'offre qu'une description partielle* ne permettant pas d'expliquer complètement nos observations. À partir des 36 spectres d'arcs en retour, une étude statistique a été réalisée. Cette dernière a mis en évidence une dépendance de certains paramètres de l'éclair (énergie par longueur de l'éclair, centre de gravité spectral, pentes des spectres ...) à la distance entre le point d'impact et l'observateur. À notre connaissance, une telle dynamique n'a jamais quantifiée dans la littérature. Enfin, un lien entre l'énergie acoustique par longueur de l'éclair et un paramètre électrique (la variation instantanée du moment de charge) a également été entrevu pour la première fois.

Le quatrième chapitre de ce manuscrit était ainsi logiquement consacré à l'établissement d'un modèle pour interpréter les observations présentées au chapitre 3. Nous avons choisi comme base le modèle en "chaîne de perles" de Few, dans lequel un éclair est vu comme une succession de sources ponctuelles le long du canal de foudre, émettant toutes le même signal au même instant. La formalisation de ce modèle a tout d'abord été présentée et nous y avons notamment déterminé la réponse impulsionnelle de l'éclair (notée  $G_{tot}$ ), en atmosphère homogène, avec et sans prise en compte de l'absorption atmosphérique. Ce modèle permet également l'utilisation d'une géométrie réaliste du canal de foudre dans le calcul du spectre du tonnerre. C'est pourquoi, à partir d'une revue des observations optiques des arcs en retour, un modèle de génération aléatoire tridimensionnel de la géométrie d'éclairs tortueux, inspiré de [Ribner and Roy, 1982], a été développé et statistiquement validé. Puis, le dernier ingrédient du modèle est le choix de la forme temporelle du signal acoustique émis à la source. Trois candidats ont été retenus : l'onde en N, l'onde de Kinney et l'onde dite de Ri-

poll. Les deux premiers sont classiquement associés à des sources nonlinéaires telles que les bangs soniques ou les explosions. Le troisième est issu de la modélisation de la dynamique des plasmas associés aux décharges de foudre ([Ripoll et al., 2014b]). Le modèle dans son ensemble a été validé à partir d'un cas test (source linéique) dont le comportement théorique est bien connu.

En ultime chapitre de ce manuscrit, le modèle développé a été utilisé sur la base de 72 éclairs générés aléatoirement et sélectionnés de manière isotrope, avec des points de mesures virtuels s'étendant sur une distance allant de 100 à 25600  $m$ . La comparaison des résultats de simulation avec les mesures du chapitre 3 a permis de tirer plusieurs grandes conclusions. Tout d'abord la prise en compte de l'absorption atmosphérique s'avère essentielle à la modélisation du tonnerre, *a fortiori* quand on est loin de celui-ci. Sur les trois signaux sources présentés, c'est finalement l'onde de Ripoll qui paraît la plus en accord avec les observations temporelles et surtout spectrales. Ensuite, nous avons clairement montré que la géométrie tortueuse est absolument indispensable à la modélisation correcte du tonnerre. La tortuosité induit notamment la présence d'un champ proche et d'un champ lointain, dont nous avons quantifié la transition entre 1600 et 3200  $m$  pour des géométries de type CG-. En champ proche, on observe une très forte variabilité des caractéristiques du tonnerre, uniquement liée à la variabilité de la géométrie. En champ lointain au contraire, la distance semble atténuer les effets de géométrie, réduisant notablement la variabilité, l'absorption devenant alors prépondérante. Enfin, la dépendance des caractéristiques de l'éclair à la distance montrée dans le chapitre 3 est clairement retrouvée par ce modèle, et ce avec un très bon accord simulation/mesure. En particulier, la très forte corrélation observée entre le centre de gravité spectral et la pente des spectres est bien décrite par le modèle.

## Perspectives

Bien que le modèle développé au cours de ce manuscrit ait fourni de très bon résultats, plusieurs axes de recherche futurs se dégagent. Nous les avons séparés en trois groupes distincts :

1. Tout d'abord, il serait nécessaire d'avoir accès à un plus grand nombre de données et donc à de nouvelles campagnes de mesure. On peut par exemple citer la campagne EXAEDRE qui a eu lieu en septembre et octobre 2018 en Corse pour enregistrer de nouvelles données sur la foudre et le tonnerre, au sol et en vol. De nouvelles mesures pourront permettre des avancées sur les points qui suivent.
  - Améliorer la caractérisation des CGs+ qui sont statistiquement moins fréquents, donc plus rarement mesurés, et des ICs.
  - Obtenir des mesures en champ proche. Cela permettra en particulier de confronter le modèle à des données à courte et très courte distances.
  - Obtenir des mesures à plus haute fréquence (notons que la campagne EXAEDRE citée plus haut ne permettra pas de monter plus haut en fréquence). Notamment cela permettra de voir si des modulations du spectre sont visibles ou non, et donc de potentiellement éliminer définitivement l'onde en N comme signal source (et de valider les formes d'ondes choisies).

- Réaliser une étude de sensibilité sur l'azimut qui permettra *a priori* de quantifier l'effet des vents dominants sur la mesure du tonnerre.
  - Confirmer et expliquer la corrélation entre des paramètres électriques (tel que l'iCMC) et des paramètres acoustiques (telle que l'énergie acoustique par longueur de l'éclair).
2. En deuxième lieu, il semble important d'améliorer la modélisation actuelle du tonnerre afin de gagner en précision, et de pouvoir comparer les prédictions du futur modèle avec de nouvelles mesures. Les axes prioritaires d'améliorations sont maintenant détaillés.
- La réalisation d'une étude de sensibilité sur l'énergie linéique déposée à la source. Dans ce manuscrit seul le cas à  $28 \text{ J.cm}^{-1}$  a été testé. Notamment, cette étude pourrait permettre d'observer si la forte corrélation entre le centre de gravité spectral et la pente des spectres pourrait être une signature de ce paramètre.
  - L'utilisation d'un modèle de propagation plus réaliste, en prenant en compte d'autres effets physiques comme : la réfraction, les effets de sol, les hétérogénéités et la turbulence de l'atmosphère, les non-linéarités etc. Par exemple l'utilisation d'un code comme FLHOWARD 3D ([Luquet, 2016]) pourrait être un candidat de choix puisqu'il intègre un bon nombre de ces effets.
  - L'utilisation d'une météo réaliste : prise en compte de profils de vent et de température cohérents avec la météorologie locale et *a priori* fortement variable au niveau d'une cellule orageuse.
3. Enfin, un troisième axe serait l'amélioration de la méthode de reconstruction et d'identification des composantes d'un flash au travers notamment des points qui suivent.
- La conception de nouveaux réseaux de mesures (antennerie), adaptés à la mesure d'orage et permettant des reconstructions efficaces, ou de la formation de voies par exemple.
  - Le développement d'une méthode d'interpolation entre les différentes sources reconstruites expérimentalement, et intégrant les effets de tortuosité modélisés. Ceci permettrait d'obtenir des reconstructions plus spécifiques à chaque éclair, et qui pourraient donc être utilisées pour comparer directement la mesure de chaque tonnerre avec sa simulation.

# Bibliographie

- [Abed-Meraïm et al., 2011] Abed-Meraïm, K., Blanchet, G., Bonnet, E., and Charbit, M. (2011). Rapports intermédiaires INFRASON-CEA. Technical report, CEA, Telecom-Paritech. (Cité page 62)
- [Alcoverro and Le Pichon, 2005] Alcoverro, B. and Le Pichon, A. (2005). Design and optimization of a noise reduction system for infrasonic measurements using elements with low acoustic impedance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(4) :1717–1727. (Cité pages 63 et 71)
- [Arechiga et al., 2014] Arechiga, R., Stock, M., Thomas, R., Erives, H., Rison, W., Edens, H., and Lapierre, J. (2014). Location and analysis of acoustic infrasound pulses in lightning. *Geophysical Research Letters*, 41(13) :4735–4744. (Cité page 98)
- [Arechiga et al., 2011] Arechiga, R. O., Johnson, J. B., Edens, H. E., Thomas, R. J., and Rison, W. (2011). Acoustic localization of triggered lightning. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 116(D9). D09103. (Cité pages 28, 29 et 98)
- [Assink et al., 2008] Assink, J. D., Evers, L. G., Holleman, I., and Paulssen, H. (2008). Characterization of infrasound from lightning. *Geophysical Research Letters*, 35(15). L15802. (Cité pages 6, 34, 35, 98 et 109)
- [Balachandran, 1979] Balachandran, N. K. (1979). Infrasonic signals from thunder. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 84(C4) :1735–1745. (Cité pages 2, 33, 44, 45 et 98)
- [Barthe and Pinty, 2007] Barthe, C. and Pinty, J.-P. (2007). Simulation of a supercellular storm using a three-dimensional mesoscale model with an explicit lightning flash scheme. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 112(D6). (Cité page 10)
- [Bass, 1980] Bass, H. E. (1980). The propagation of thunder through the atmosphere. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 67(6) :1959–1966. (Cité pages 6 et 138)
- [Baudoin et al., 2011] Baudoin, M., Coulouvrat, F., and Thomas, J.-L. (2011). Sound, infrasound, and sonic boom absorption by atmospheric clouds. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(3). (Cité page 123)
- [Behnke and McNutt, 2014] Behnke, S. A. and McNutt, S. R. (2014). Using lightning observations as a volcanic eruption monitoring tool. *Bulletin of Volcanology*, 76(8) :847. (Cité page 36)
- [Betz et al., 2009] Betz, H., Schumann, U., and Laroche, P. (2009). *Lightning : Principles, Instruments and Applications*. Berlin. (Cité pages 12, 54 et 60)

- [Blanc, 1985] Blanc, E. (1985). Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources : A summary. *Annales Geophysicae*, 3 :673–687. (Cité page 6)
- [Blanc-Benon et al., 2001] Blanc-Benon, P., Dallois, L., and Juve, D. (2001). Long range sound propagation in a turbulent atmosphere within the parabolic approximation. *Acta Acustica united with Acustica*, 87(6) :659–669. (Cité page 124)
- [Bodhika et al., 2013] Bodhika, J. A. P., Dharmarathna, W. G. D., Fernando, M., and Cooray, V. (2013). Reconstruction of lightning channel geometry by localizing thunder sources. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 102 :81–90. (Cité pages 28 et 98)
- [Bonelli and Marcacci, 2008] Bonelli, P. and Marcacci, P. (2008). Thunderstorm nowcasting by means of lightning and radar data : algorithms and applications in northern italy. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 8(5) :1187–1198. (Cité page 10)
- [Borovsky, 1998] Borovsky, J. E. (1998). Lightning energetics : Estimates of energy dissipation in channels, channel radii, and channel-heating risetimes. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 103(D10) :11537–11553. (Cité pages 166 et 199)
- [Brachet et al., 2009] Brachet, N., Brown, D., Le Bras, R., Cansi, Y., Mialle, P., and Coyne, J. (2009). *Monitoring the Earth's Atmosphere with the Global IMS Infrasound Network*, pages 77–118. Springer Netherlands, Dordrecht. (Cité page 83)
- [Brode, 1955] Brode, H. L. (1955). Numerical solutions of spherical blast waves. *Journal of Applied Physics*, 26(6) :766–775. (Cité pages 38, 41, 97 et 137)
- [Brode, 1956] Brode, H. L. (1956). The blast wave in air resulting from a high temperature, high pressure sphere of air. Technical report, Rand Corporation, Santa Monica. (Cité page 41)
- [Brown et al., 1996] Brown, P., Hildebrand, A. R., Green, D. W. E., Pagé, D., Jacobs, C., Revelle, D., Tagliaferri, E., Wacker, J., and Wetmiller, B. (1996). The fall of the St-Robert meteorite. *Meteoritics & Planetary Science*, 31(4) :502–517. (Cité page 5)
- [Byrne et al., 1987] Byrne, G. J., Few, A. A., Stewart, M. F., Conrad, A. C., and Torczon, R. L. (1987). In situ measurements and radar observations of a severe storm : Electricity, kinematics, and precipitation. *Journal of Geophysical Research*, 92(D1) :1017. (Cité page 45)
- [Campus and Christie, 2009] Campus, P. and Christie, D. R. (2009). Worldwide Observations of Infrasonic Waves. In *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, pages 185–234. Springer Netherlands. (Cité page 2)
- [Cansi, 1995] Cansi, Y. (1995). An automatic seismic event processing for detection and location : The P.M.C.C. method. *Geophysical Research Letters*, 22(9) :1021–1024. (Cité pages 28, 83, 98 et 100)
- [Cansi and Le Pichon, 2008] Cansi, Y. and Le Pichon, A. (2008). *Infrasound Event Detection Using the Progressive Multi-Channel Correlation Algorithm*, pages 1425–1435. Springer New York, New York, NY. (Cité page 100)
- [Cecil et al., 2014] Cecil, D. J., Buechler, D. E., and Blakeslee, R. J. (2014). Gridded lightning climatology from TRMM-LIS and OTD : Dataset description. *Atmospheric Research*, 135-136 :404–414. (Cité page 3)

- [Chatillon, 2006] Chatillon, J. (2006). Limites d'exposition aux infrasons et aux ultrasons. *Hygiène et sécurité du travail - INRS ND 2250*. (Cité page 2)
- [Chronis and Anagnostou, 2003] Chronis, T. G. and Anagnostou, E. N. (2003). Error analysis for a long-range lightning monitoring network of ground-based receivers in Europe. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 108(D24) :n/a–n/a. (Cité page 54)
- [Chum et al., 2013] Chum, J., Diendorfer, G., Šindelářová, T., Baše, J., and Hruška, F. (2013). Infrasonic pulses from lightning and electrostatic field changes : Observation and discussion. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(19) :10,653–10,664. (Cité pages 45 et 98)
- [Cooray, 2003] Cooray, V. (2003). *The Lightning Flash*. (Cité pages 166 et 199)
- [Cooray and Rakov, 2012] Cooray, V. and Rakov, V. (2012). On the upper and lower limits of peak current of first return strokes in negative lightning flashes. *Atmospheric Research*, 117 :12–17. (Cité pages 17 et 22)
- [Cooray et al., 2007] Cooray, V., Rakov, V., and Theethayi, N. (2007). The lightning striking distance - Revisited. *Journal of Electrostatics*, 65(5-6) :296–306. (Cité page 22)
- [Coquillat et al., 1995] Coquillat, S., Chauzy, S., and Médale, J.-C. (1995). Microdischarges between ice particles. *Journal of Geophysical Research*, 100(D7) :14327. (Cité page 14)
- [Cummer et al., 2013] Cummer, S. A., Lyons, W. A., and Stanley, M. A. (2013). Three years of lightning impulse charge moment change measurements in the United States. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 118(11). (Cité pages 61 et 126)
- [Cummins and Murphy, 2009] Cummins, K. L. and Murphy, M. J. (2009). An Overview of Lightning Locating Systems : History, Techniques, and Data Uses, With an In-Depth Look at the U.S. NLDN. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 51(3) :499–518. (Cité pages 19, 54 et 55)
- [Dawson et al., 1968] Dawson, G. A., Richards, C. N., Krider, E. P., and Uman, M. A. (1968). Acoustic output of a long spark. *Journal of Geophysical Research*, 73(2) :815–816. (Cité page 97)
- [Dayeh et al., 2015] Dayeh, M. A., Evans, N. D., Fuselier, S. A., Trevino, J., Ramaekers, J., Dwyer, J. R., Lucia, R., Rassoul, H. K., Kotovsky, D. A., Jordan, D. M., and Uman, M. A. (2015). First images of thunder : Acoustic imaging of triggered lightning. *Geophysical Research Letters*, 42. (Cité pages 35, 37, 98, 120 et 189)
- [De Larquier and Pasko, 2010] De Larquier, S. and Pasko, V. P. (2010). Mechanism of inverted-chirp infrasonic radiation from sprites. *Geophysical Research Letters*, 37(24) :n/a–n/a. (Cité page 6)
- [Defer et al., 2015] Defer, E., Pinty, J.-P., Coquillat, S., Martin, J.-M., Prieur, S., Soula, S., Richard, E., Rison, W., Krehbiel, P., Thomas, R., Rodeheffer, D., Vergeiner, C., Malaterre, F., Pédeboy, S., Schulz, W., Farges, T., Gallin, L.-J., Ortega, P., Ribaud, J.-F., and Molinié, G. (2015). An overview of the lightning and atmospheric electricity observations collected in Southern France during the HYdrological cycle in Mediterranean EXperiment (HyMeX), Special Observation Period 1. *Atmospheric Measurement Techniques*, 8 :649–669. (Cité pages 51 et 99)

- [Depasse, 1994] Depasse, P. (1994). Lightning acoustic signature. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 99(D12) :25933–25940. (Cité pages 42 et 97)
- [Dessler, 1973] Dessler, A. J. (1973). Infrasonic thunder. *Journal of Geophysical Research*, 78(12) :1889–1896. (Cité pages 44, 98 et 201)
- [Dietrich et al., 2011] Dietrich, S., Casella, D., Di Paola, F., Formenton, M., Mugnai, A., and Sanò, P. (2011). Lightning-based propagation of convective rain fields. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 11(5) :1571–1581. (Cité pages 10 et 11)
- [Drobinski et al., 2014] Drobinski, P., Ducrocq, V., Alpert, P., Anagnostou, P. and Béranger, K., Borga, M., Braud, I., Chanzy, A., Davolio, J., Delrieu, G., Estournel, C., Filali Broubrahmi, N., Font, J., Grubišić, V., Gualdi, S., Homar, V., Ivančan-Picek, B., Kottmeier, C., Kotroni, V., Lagouvardos, K., Lionello, P., Llasat, M. C., Ludwig, W., Lutoff, C., Mariotti, A., Richard, E., Romero, R., R., O., R., Ruin, I., Somot, S., Taupier-Letage, I., Tintore, J., Uijlenhoet, R., and Wernli, H. (2014). HyMeX : A 10-Year Multidisciplinary Program on the Mediterranean Water Cycle. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 95(7) :1063–1082. (Cité page 6)
- [Drobinski et al., 2013] Drobinski, P., Ducrocq, V., Arbogast, P., Basdevant, C., Bastin, S., Beguery, L., Belamari, S., Béranger, K., Bock, O., Bouin, M.-N., Boudevillain, B., Bousquet, O., Bouvier, C., Braud, I., Calvet, J.-C., Champollion, C., Chanzy, A., Claude, M., Cocquerez, P., Coppola, L., Coquillat, S., Courault, D., Defer, E., Delanoë, J., Delrieu, G., Doerenbecher, A., Dorfliger, A., Estèves, M., Estournel, C., Flamant, C., Fourrié, N., Garrouste, O., Gaume, E., Giordani, H., Gomes, L., Roberts, G., Jourde, H., Labatut, L., Lambert, D., Coz, J. L., Ludwig, W., Lutoff, C., Mahfouf, J.-F., Martin, E., Mastrorillo, L., Mathys, N., Michel, Y., Nuret, M., Orain, F., Perez, S., Prigent, C., Radakovitch, O., Ramage, K., Richard, E., Roujeau, J.-L., Roussot, O., Ruin, I., Saïd, F., Schwarzenboeck, A., Sellegri, K., Somot, S., Taupier-Letage, I., Testor, P., Baelen, J. V., and Vandervaere, J.-P. (2013). HyMeX, le cycle de l'eau méditerranéen à la loupe. *La météorologie*, pages 23–36. (Cité pages 7 et 8)
- [Ducrocq et al., 2013] Ducrocq, V., Belamari, S., Boudevillain, B., Bousquet, O., Cocquerez, P., Doerenbecher, A., Drobinski, P., Flamant, C., Labatut, L., Lambert, D., Nuret, M., Richard, E., Roussot, O., Testor, P., Arbogast, P., Ayrat, P.-A., Van Baelen, J., Basdevant, C., Boichard, J.-L., Bourras, D., Bouvier, C., Bouin, M.-N., Bock, O., Braud, I., Champollion, C., Coppola, L., Coquillat, S., Defer, E., Delanoë, J., Delrieu, G., Didon-Lescot, J.-F., Durand, P., Estournel, C., Fourrié, N., Garrouste, O., Giordani, H., Le Coz, J., Michel, Y., Nuissier, O., Roberts, G., Saïd, F., Schwarzenboeck, A., Sellegri, K., Taupier-Letage, I., and Vandervaere, J.-P. (2013). HyMeX, les campagnes de mesures : focus sur les événements extrêmes en Méditerranée. *La Météorologie*, (80) :37–47. (Cité page 9)
- [Ducrocq et al., 2014] Ducrocq, V., Braud, I., Davolio, S., Ferretti, R., Flamant, C., Jansa, A., Kalthoff, N., Richard, E., Taupier-Letage, I., Ayrat, P.-A., Belamari, S., Berne, A., Borga, M., Boudevillain, B., Bock, O., Boichard, J.-L., Bouin, M.-N., Bousquet, O., Bouvier, C., and Tamayo, J. (2014). Hymex-sop1 : The field campaign dedicated to heavy precipitation and flash flooding in the northwestern mediterranean. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 95(7) :1083–1100. (Cité page 6)
- [Dwyer and Uman, 2014] Dwyer, J. and Uman, A. M. (2014). The physics of lightning. *Physics Reports*, 534(4) :147–241. (Cité pages 12, 17, 18, 19, 20 et 21)

- [Evers and Haak, 2009] Evers, L. G. and Haak, H. W. (2009). *The characteristics of infrasound, its propagation and some early history*, pages 3–27. Springer, Dordrecht. (Cité page 6)
- [Farges, 2009] Farges, T. (2009). *Infrasound from Lightning and Sprites*, pages 417–432. Springer Netherlands. (Cité pages 2, 6, 12 et 34)
- [Farges and Blanc, 2010] Farges, T. and Blanc, E. (2010). Characteristics of infrasound from lightning and sprites near thunderstorm areas. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 115(A6). A00E31. (Cité pages 6, 34, 36, 46, 88, 98, 126 et 221)
- [Farges et al., 2005] Farges, T., Blanc, E., Le Pichon, A., Neubert, T., and Allin, T. H. (2005). Identification of infrasound produced by sprites during the sprite2003 campaign. *Geophysical Research Letters*, 32(1). (Cité pages 6, 34 et 101)
- [Fee et al., 2013] Fee, D., Matoza, R. S., Gee, K. L., Neilsen, T. B., and Ogden, D. E. (2013). Infrasonic crackle and supersonic jet noise from the eruption of Nabro Volcano, Eritrea. *Geophysical Research Letters*, 40(16) :4199–4203. (Cité page 2)
- [Few, 1968] Few, A. A. (1968). *Thunder*. PhD thesis, Rise University. (Cité pages 25, 98 et 130)
- [Few, 1969a] Few, A. A. (1969a). Power spectrum of thunder. *Journal of Geophysical Research*. (Cité pages 38, 41, 42, 97, 126, 136, 137, 162, 164 et 201)
- [Few, 1969b] Few, A. A. (1969b). Reply [to “comment on paper by A. A. Few, A. J. Dessler, Don J. Latham, and M. Brook : A dominant 200-Hertz peak in the acoustic spectrum of thunder ”]. *Journal of Geophysical Research*, 74(23) :5556–5556. (Cité page 133)
- [Few, 1970] Few, A. A. (1970). Lightning channel reconstruction from thunder measurements. *Journal of Geophysical Research*, 75(36) :7517–7523. (Cité pages 25 et 98)
- [Few, 1985] Few, A. A. (1985). The production of lightning-associated infrasonic acoustic sources in thunderclouds. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 90(D4) :6175–6180. (Cité page 36)
- [Few, 1995] Few, A. A. (1995). *Acoustic radiation from lightning*, chapter 1, pages 1–31. Vol-land, H. (Cité pages 31, 36, 38, 41, 44, 96, 97, 124, 126 et 201)
- [Few et al., 1967] Few, A. A., Dessler, A. J., Latham, D. J., and Brook, M. (1967). A dominant 200-Hertz peak in the acoustic spectrum of thunder. *Journal of Geophysical Research*, 72(24) :6149–6154. (Cité pages 33, 34, 38, 39, 40, 97, 136 et 137)
- [Few and Teer, 1974] Few, A. A. and Teer, T. L. (1974). The accuracy of acoustic reconstructions of lightning channels. *Journal of Geophysical Research*, 79(33) :5007–5011. (Cité pages 25, 26 et 98)
- [Friedlander, 1946] Friedlander, F. G. (1946). The diffraction of sound pulses. i. diffraction by a semi-infinite plane. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 186(1006) :322–344. (Cité pages 163 et 164)
- [Gainville et al., 2009] Gainville, O., Blanc-Benon, P., Blanc, E., Roche, R., Millet, C., Le Piver, F., Despres, B., and Piserchia, P. F. (2009). *Infrasound monitoring for atmospheric studies*, chapter Misty Picture : a unique experiment for the interpretation of the infrasound propagation from large explosive sources, pages 575–598. Springer. (Cité pages 3 et 5)
- [Gallin, 2014] Gallin, L.-J. (2014). *Lightning characterization through acoustic measurements*. PhD dissertation, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI. (Cité pages 16, 28, 30, 33, 35, 37, 59, 60, 62, 65, 66, 67, 83, 85, 87, 88, 91, 100, 137, 163 et 201)

- [Gallin et al., 2016] Gallin, L.-J., Farges, T., Marchiano, R., Coulouvrat, F., Defer, E., Rison, W., Schulz, W., and Nuret, M. (2016). Statistical analysis of storm electrical discharges reconstituted from a lightning mapping system, a lightning location system, and an acoustic array. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 121(8) :3929–3953. (Cité pages 28, 30, 35, 83, 85, 87, 91, 98, 99, 100, 101, 103, 104, 106, 107, 113, 127 et 201)
- [Gallin et al., 2014] Gallin, L.-J., Rénier, M., Éric Gaudard, Farges, T., Marchiano, R., and Coulouvrat, F. (2014). One-way approximation for the simulation of weak shock wave propagation in atmospheric flows. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(5) :2559–2570. (Cité pages 100, 137 et 163)
- [Garcés et al., 2009] Garcés, M., Willis, M., and Pichon, A. L. (2009). Infrasonic Observations of Open Ocean Swells in the Pacific : Deciphering the Song of the Sea. In *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, pages 235–248. Springer Netherlands. (Cité page 2)
- [Glassner, 2000] Glassner, A. (2000). The digital ceraunoscope : synthetic thunder and lightning. i. *IEEE Computer Graphics and Applications*, 20(2) :89–93. (Cité page 145)
- [Haney et al., 2018] Haney, M. M., Van Eaton, A. R., Lyons, J. J., Kramer, R. L., Fee, D., and Lezzi, A. M. (2018). Volcanic thunder from explosive eruptions at Bogoslof volcano, Alaska. *Geophysical Research Letters*. (Cité pages 35 et 98)
- [Hedlin et al., 2002] Hedlin, M. A. H., Alcoverro, B., and D Spain, G. (2002). Evaluation of rosette infrasonic noise-reducing spatial filters. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 112(5) :2379–2379. (Cité page 63)
- [Henneton, 2013] Henneton, M. (2013). *Apport de la simulation numérique à l'évaluation du bang sonique issu des météorites*. PhD thesis, Sorbonne Université. (Cité pages 5, 38 et 162)
- [Hill, 1988] Hill, R. (1988). Tortuosity of lightning. *Atmospheric Research*, 22(3) :217 – 233. (Cité page 145)
- [Hill, 1968] Hill, R. D. (1968). Analysis of irregular paths of lightning channels. *Journal of Geophysical Research*. (Cité pages 38, 97, 142, 144, 145, 146, 150, 151, 159 et 178)
- [Hill, 1971] Hill, R. D. (1971). Channel heating in return-stroke lightning. *Journal of Geophysical Research*, 76(3) :637–645. (Cité pages 38 et 97)
- [Holmes et al., 1971] Holmes, C. R., Brook, M., Krehbiel, P., and McCrory, R. (1971). On the power spectrum and mechanism of thunder. *Journal of Geophysical Research*, 76(9) :2106–2115. (Cité pages 2, 32, 33, 42, 43, 46, 97, 98, 109 et 120)
- [Johnson et al., 2011] Johnson, J. B., Arechiga, R. O., Thomas, R. J., Edens, H. E., Anderson, J., and Johnson, R. (2011). Imaging thunder. *Geophysical Research Letters*, 38(19). L19807. (Cité pages 28 et 98)
- [Jones et al., 1968] Jones, D. L., Goyer, G. G., and Plooster, M. N. (1968). Shock wave from a lightning discharge. *Journal of Geophysical Research*, 73(10) :3121–3127. (Cité pages 38, 97 et 162)
- [Karzova et al., 2015] Karzova, M. M., Yuldashev, P. V., Khokhlova, V. A., Ollivier, S., Salze, E., and Blanc-Benon, P. (2015). Characterization of spark-generated n-waves in air using an optical schlieren method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 137(6) :3244–3252. (Cité page 165)

- [Kim and Lin, 2004] Kim, T. and Lin, M. C. (2004). Physically based animation and rendering of lightning. In *12th Pacific Conference on Computer Graphics and Applications, 2004. PG 2004. Proceedings.*, pages 267–275. (Cité page 142)
- [Kim and Lin, 2007] Kim, T. and Lin, M. C. (2007). Fast animation of lightning using an adaptive mesh. *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*, 13(2) :390–402. (Cité page 142)
- [Kinney et al., 1986] Kinney, G. F., Graham, K. J., and Raspet, R. (1986). Explosive shocks in air, 2nd ed. by gilbert f. kinney and kenneth j. graham. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 80(2) :708–708. (Cité page 163)
- [Koshak et al., 2004] Koshak, W. J., Solakiewicz, R. J., Blakeslee, R. J., Goodman, S. J., Christian, H. J., Hall, J. M., Bailey, J. C., Krider, E. P., Bateman, M. G., Boccippio, D. J., Mach, D. M., McCaul, E. W., Stewart, M. F., Buechler, D. E., Petersen, W. A., and Cecil, D. J. (2004). North Alabama Lightning Mapping Array (LMA) : VHF Source Retrieval Algorithm and Error Analyses. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 21(4) :543–558. (Cité pages 57 et 58)
- [Krehbiel et al., 2000] Krehbiel, P. R., Thomas, R. J., Rison, W., Hamlin, T., Harlin, J., and Davis, M. (2000). GPS-based mapping system reveals lightning inside storms. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 81(3) :21. (Cité page 56)
- [Krider et al., 1968] Krider, E. P., Dawson, G. A., and Uman, M. A. (1968). Peak power and energy dissipation in a single-stroke lightning flash. *Journal of Geophysical Research*, 73(10) :3335–3339. (Cité pages 42 et 97)
- [Krider and Guo, 1983] Krider, E. P. and Guo, C. (1983). The peak electromagnetic power radiated by lightning return strokes. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 88(C13) :8471–8474. (Cité pages 42 et 97)
- [Lacroix, 2016] Lacroix, A. (2016). Rapport sur la calibration des microphones encapsulés de la campagne SOP1. Technical report, CEA, DAM, DIF. (Cité pages 68 et 78)
- [Lacroix et al., 2018] Lacroix, A., Farges, T., Marchiano, R., and Coulouvrat, F. (2018). Acoustical measurement of natural lightning flashes : reconstructions and statistical analysis of energy spectra. *Journal of Geophysical Research - Atmosphere*. (Cité page 95)
- [Lagouvardos et al., 2013] Lagouvardos, K., Kotroni, V., Defer, É., and Bousquet, O. (2013). Numerical study of a heavy precipitation event over southern France, in the frame of HY-MEX project : Observational analysis and model results using assimilation of lightning. *Atmospheric Research*. (Cité page 10)
- [Le Pichon et al., 2005] Le Pichon, A., Blanc, E., and Drob, D. (2005). Probing high-altitude winds using infrasound. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 110(D20). (Cité page 5)
- [Le Pichon et al., 2009] Le Pichon, A., Blanc, E., and Hauchecorne, A., editors (2009). *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*. Springer Netherlands. (Cité page 4)
- [Le Pichon et al., 2002] Le Pichon, A., Garcés, M., Blanc, E., Barthélémy, M., and Drob, D. P. (2002). Acoustic propagation and atmosphere characteristics derived from infrasonic waves generated by the Concorde. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(1) :629–641. (Cité pages 2 et 5)

- [LeVine and Gilson, 1984] LeVine, D. M. and Gilson, B. (1984). Tortuosity of lightning return stroke channels. Tech report, Goddard Space Flight Center, Nationale Aeronautics and Space Administration (NASA), Greenbelt, Maryland. (Cité page 145)
- [Lin, 1954] Lin, S. C. (1954). Cylindrical shock waves produced by an instantaneous energy release. *Journal of Applied Physics*, 25(1) :54–57. (Cité pages 38, 97 et 137)
- [Liszka and Hobara, 2006] Liszka, L. and Hobara, Y. (2006). Sprite-attributed infrasonic chirps—their detection, occurrence and properties between 1994 and 2004. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68(11) :1179–1188. (Cité page 101)
- [Luquet, 2016] Luquet, D. (2016). *3D simulation of acoustical shock waves propagation through a turbulent atmosphere. Application to sonic boom*. PhD thesis, Sorbonne Université. (Cité pages 5 et 204)
- [MacGorman et al., 1981] MacGorman, D. R., Few, A. A., and Teer, T. L. (1981). Layered lightning activity. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 86(C10) :9900–9910. (Cité pages 26, 27 et 98)
- [Maglieri et al., 2014] Maglieri, D. J., Bobbit, P. J., Plotkin, K. J., Sheperd, K. P., Coen, P. G., and Richwine, D. M. (2014). *Sonic Boom : Six Decades of Research*. Technical report, NASA, Langley Research Center, Hampton, VA, United States. (Cité page 5)
- [Matsuyama et al., 2006] Matsuyama, K., Fujimoto, T., and Chiba, N. (2006). Real-time animation of spark discharge. *The Visual Computer*, 22(9) :761–771. (Cité page 142)
- [Mazur et al., 1997] Mazur, V., Williams, E., Boldi, R., Maier, L., and Proctor, D. E. (1997). Initial comparison of lightning mapping with operational time-of-arrival and interferometric systems. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D10) :11071–11085. (Cité page 57)
- [McNutt and Williams, 2010] McNutt, S. R. and Williams, E. R. (2010). Volcanic lightning : global observations and constraints on source mechanisms. *Bulletin of Volcanology*, 72(10) :1153–1167. (Cité page 36)
- [Meyer et al., 2013] Meyer, V. K., Höller, H., and Betz, H. D. (2013). Automated thunderstorm tracking : utilization of three-dimensional lightning and radar data. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 13(10) :5137–5150. (Cité page 10)
- [Mlynarczyk et al., 2015] Mlynarczyk, J., Bór, J., Kulak, A., Popek, M., and Kubisz, J. (2015). An unusual sequence of sprites followed by a secondary TLE : An analysis of ELF radio measurements and optical observations. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120(3) :2241–2254. 2014JA020780. (Cité pages 61 et 126)
- [Nag and Rakov, 2010a] Nag, A. and Rakov, V. A. (2010a). Compact intracloud lightning discharges : 1. Mechanism of electromagnetic radiation and modeling. *Journal of Geophysical Research*, 115(D20). *pas de citations*
- [Nag and Rakov, 2010b] Nag, A. and Rakov, V. A. (2010b). Compact intracloud lightning discharges : 2. Estimation of electrical parameters. *Journal of Geophysical Research*, 115(D20). *pas de citations*
- [Nag et al., 2010] Nag, A., Rakov, V. A., Tsalikis, D., and Cramer, J. A. (2010). On phenomenology of compact intracloud lightning discharges. *Journal of Geophysical Research*, 115(D14). *pas de citations*

- [Nash et al., 2006] Nash, J., Atkinson, N. C., Hibbett, E., Callaghan, G. and Taylor, P. L., Odhams, P., Jenkins, D., Keogh, S., Gaffard, C., and Walker, E. (2006). The new Met Office ATDNET lightning detection system. In *WMO Technical Conférence on Instruments and Observing Methods*, volume 94, Geneva. (Cité page 54)
- [Norris et al., 2009] Norris, D., Gibson, R., and Kevin, B. (2009). *Numerical Methods to Model Infrasonic Propagation Through Realistic Specifications of the Atmosphere*, pages 541–573. Springer, Dordrecht. (Cité page 6)
- [Ogawa, 1995] Ogawa, T. (1995). *Lightning Currents*, chapter 4. Volland, H. (Cité page 126)
- [Orville, 1968a] Orville, R. E. (1968a). A High-Speed Time-Resolved Spectroscopic Study of the Lightning Return Stroke : Part I. A Qualitative Analysis. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 25(5) :827–838. (Cité pages 37 et 97)
- [Orville, 1968b] Orville, R. E. (1968b). A High-Speed Time-Resolved Spectroscopic Study of the Lightning Return Stroke : Part II. A Quantitative Analysis. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 25(5) :839–851. (Cité page 37)
- [Orville, 1968c] Orville, R. E. (1968c). A high-speed time-resolved spectroscopic study of the lightning return stroke. part iii. a time-dependent model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 25(5) :852–856. (Cité page 96)
- [Ouden et al., 2018] Ouden, O. d., Assink, J., Smets, P., and Evers, L. (2018). Well-founded parameters for CLEAN and MUSIC beamforming. In *Geophysical Research Abstracts Vol. 20*. (Cité page 109)
- [Pasko, 2009a] Pasko, V. P. (2009a). Electrostatic mechanism of lightning associated infrasonic pulses from thunderclouds. In *9th International conference on theoretical and computational acoustics*, Dresden, Germany. (Cité page 45)
- [Pasko, 2009b] Pasko, V. P. (2009b). Mechanism of lightning-associated infrasonic pulses from thunderclouds. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 114(D8). D08205. (Cité pages 45 et 98)
- [Pasko et al., 1997] Pasko, V. P., Inan, U. S., Bell, T. F., and Taranenko, Y. N. (1997). Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower ionosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 102(A3). (Cité pages 61 et 126)
- [Paxton et al., 1986] Paxton, A. H., Gardner, R. L., and Baker, L. (1986). Lightning return stroke. A numerical calculation of the optical radiation. *The Physics of Fluids*, 29(8) :2736–2741. (Cité page 165)
- [Pineda et al., 2007] Pineda, N., Rigo, T., Bech, J., and Soler, X. (2007). Lightning and precipitation relationship in summer thunderstorms : Case studies in the North Western Mediterranean region. *Atmospheric Research*, 85(2) :159–170. (Cité page 10)
- [Pinty et al., 2013] Pinty, J.-P., Barthe, C., Defer, E., Richard, E., and Chong, M. (2013). Explicit simulation of electrified clouds : From idealized to real case studies. *Atmospheric Research*, 123 :82–92. 6th European Conference on Severe Storms 2011. Palma de Mallorca, Spain. (Cité page 10)
- [Plooster, 1970] Plooster, M. N. (1970). Shock waves from line sources. Numerical solutions and experimental measurements. *The physics of fluids*. (Cité pages 38, 97 et 137)

- [Plooster, 1971a] Plooster, M. N. (1971a). Numerical model of the return stroke of the lightning discharge. *Physics of Fluids*, 14(10) :2124–2133. (Cité pages 41, 97 et 165)
- [Plooster, 1971b] Plooster, M. N. (1971b). Numerical simulation of spark discharges in air. *The Physics of Fluids*, 14(10) :2111–2123. (Cité pages 41, 97 et 165)
- [Poelman et al., 2016] Poelman, D. R., Schulz, W., Diendorfer, G., and Bernardi, M. (2016). The European lightning location system EUCLID. Part 2 : Observations. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 16(2) :607–616. (Cité page 99)
- [Price and Federmesser, 2006] Price, C. and Federmesser, B. (2006). Lightning-rainfall relationships in mediterranean winter thunderstorms. *Geophysical Research Letters*, 33(7). (Cité page 10)
- [Qamar, 1995] Qamar, A. (1995). Space Shuttle and Meteoroid–Tracking Supersonic Objects in the Atmosphere with Seismographs. *Seismological Research Letters*, 66(5) :6–12. (Cité page 5)
- [Qiu et al., 2012] Qiu, S., Zhou, B.-H., and Shi, L.-H. (2012). Synchronized observations of cloud-to-ground lightning using VHF broadband interferometer and acoustic arrays. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 117(D19). D19204. (Cité pages 28 et 98)
- [Rakov, 2013] Rakov, V. (2013). The physics of lightning. *Surveys in Geophysics*, 34(6) :701–729. (Cité pages 12, 17, 20, 22 et 41)
- [Rakov and Uman, 2003] Rakov, V. A. and Uman, M. A. (2003). *Lightning - Physics and Effects*. Cambridge University Press. (Cité pages 12, 14, 17, 18, 20, 22, 23, 31, 41, 96, 111, 113, 126 et 178)
- [Ribner and Roy, 1982] Ribner, H. S. and Roy, D. (1982). Acoustics of thunder : A quasilinear model for tortuous lightning. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(6) :1911–1925. (Cité pages 38, 120, 126, 133, 145, 148, 149, 150, 155, 156, 160, 162, 163, 178 et 202)
- [Richtmyer and Morton, 1994] Richtmyer, R. D. and Morton, K. (1994). Difference Methods For Initial-Value Problems. *Physics today*, 12. (Cité page 166)
- [Riousset et al., 2007] Riousset, J. A., Pasko, V. P., Krehbiel, P. R., Thomas, R. J., and Rison, W. (2007). Three-dimensional fractal modeling of intracloud lightning discharge in a new mexico thunderstorm and comparison with lightning mapping observations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 112(D15) :n/a–n/a. D15203. (Cité page 24)
- [Ripepe et al., 2010a] Ripepe, M., De Angelis, S., Lacanna, G., and Voight, B. (2010a). Observation of infrasonic and gravity waves at Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *Geophysical Research Letters*, 37(19). (Cité page 5)
- [Ripepe et al., 2010b] Ripepe, M., Marchetti, E., Bonadonna, C., Harris, A. J. L., Pioli, L., and Ulivieri, G. (2010b). Monochromatic infrasonic tremor driven by persistent degassing and convection at Villarrica Volcano, Chile. *Geophysical Research Letters*, 37(15). (Cité page 5)
- [Ripoll et al., 2014a] Ripoll, J.-F., Zinn, J., Colestock, P. L., and Jeffery, C. A. (2014a). On the dynamics of hot air plasmas related to lightning discharges : 2. Electrodynamics. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(15) :9218–9235. 2013JD020068. (Cité pages 126 et 165)

- [Ripoll et al., 2014b] Ripoll, J.-F., Zinn, J., Jeffery, C. A., and Colestock, P. L. (2014b). On the dynamics of hot air plasmas related to lightning discharges : 1. Gas dynamics. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(15) :9196–9217. 2013JD020067. (Cité pages 126, 133, 162, 165, 166 et 203)
- [Rison et al., 1999] Rison, W., Thomas, R. J., Krehbiel, P. R., Hamlin, T., and Harlin, J. (1999). A GPS-based three-dimensional lightning mapping system : Initial observations in central New Mexico. *Geophysical Research Letters*, 26(23) :3573–3576. (Cité pages 56, 98 et 99)
- [Rood, 2012] Rood, J. S. (2012). *Numerical Simulation of the Acoustical Propagation of Thunder*. PhD thesis, Department of mathematics - South Dakota State University. (Cité page 145)
- [Roy, 1981] Roy, D. (1981). A Monte Carlo model of tortuous lightning and the generation of thunder. Technical report, University of Toronto - Institute for Aerospace Studies. (Cité pages 145, 148, 149, 154 et 156)
- [Saunders, 2008] Saunders, C. (2008). Charge Separation Mechanisms in Clouds. *Space Science Reviews*, 137(1-4) :335–353. (Cité pages 13, 14 et 15)
- [Schelling Van, 1958] Schelling Van, H. (1958). Most frequent particle paths in a plane. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 32(2) :222–226. (Cité page 145)
- [Schulz et al., 2016] Schulz, W., Diendorfer, G., Pedeboy, S., and Poelman, D. R. (2016). The European lightning location system EUCLID. Part 1 : Performance analysis and validation. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 16(2) :595–605. (Cité pages 99 et 113)
- [Schulz et al., 2014a] Schulz, W., Pedeboy, S., Vergeiner, C., Defer, E., and Rison, W. (2014a). Validation of the euclid lls during hymex sop1, paper presented at 23rd international lightning detection conference and 5th international lightning meteorology conference. In *Natural Hazards and Earth System Sciences Discussions*, Tucson, Arizona. (Cité pages 55 et 56)
- [Schulz et al., 2014b] Schulz, W., Poelman, D., Pédeboy, S., Vergeiner, C., Rmi Meteorage, O.-A., Pichler, H., and Diendorfer, G. (2014b). Performance validation of the european lightning location system euclid, paper presented at international colloquium on lightning and power systems. In *Natural Hazards and Earth System Sciences Discussions*, volume 3, Lyon, France. (Cité page 55)
- [Simpson and Scrase, 1937] Simpson, G. and Scrase, F. J. (1937). The Distribution of Electricity in Thunderclouds. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 161(906) :309–352. (Cité page 15)
- [Soula and Chauzy, 2001] Soula, S. and Chauzy, S. (2001). Some aspects of the correlation between lightning and rain activities in thunderstorms. *Atmospheric Research*, 56(1) :355 – 373. Conference on European Tornadoes and Severe Storms. (Cité page 10)
- [Soula et al., 2015] Soula, S., Defer, E., Füllekrug, M., van der Velde, O., Montanya, J., Bousquet, O., Mlynarczyk, J., Coquillat, S., Pinty, J.-P., Rison, W., Krehbiel, P., Thomas, R., and Pedeboy, S. (2015). Time and space correlation between sprites and their parent lightning flashes for a thunderstorm observed during the HyMeX campaign. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(22) :11,552–11,574. (Cité pages 101, 117, 118, 123 et 126)

- [Soula et al., 2004] Soula, S., Seity, Y., Feral, L., and Sauvageot, H. (2004). Cloud-to-ground lightning activity in hail-bearing storms. *Journal of Geophysical Research*, 109. (Cité page 10)
- [Stock et al., 2014] Stock, M. G., Akita, M., Krehbiel, P. R., Rison, W., Edens, H. E., Kawasaki, Z., and Stanley, M. A. (2014). Continuous broadband digital interferometry of lightning using a generalized cross-correlation algorithm. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(6) :3134–3165. (Cité page 59)
- [Stolzenburg and Marshall, 1998] Stolzenburg, M. and Marshall, T. C. (1998). Charged precipitation and electric field in two thunderstorms. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 103(D16) :19777–19790. (Cité page 16)
- [Stolzenburg and Marshall, 2008] Stolzenburg, M. and Marshall, T. C. (2008). Charge Structure and Dynamics in Thunderstorms. In *Space Sciences Series of ISSI*, pages 355–372. Springer New York. (Cité pages 17 et 18)
- [Stolzenburg and Marshall, 2009] Stolzenburg, M. and Marshall, T. C. (2009). Electric Field and Charge Structure in Lightning-Producing Clouds. In Betz, H. D., Schuman, U., and Laroche, P., editors, *Lightning : Principles, Instruments and Applications*, pages 57–82. Springer Netherlands. (Cité page 15)
- [Sutherland and Bass, 2004] Sutherland, L. C. and Bass, H. E. (2004). Atmospheric absorption in the atmosphere up to 160 km. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115(3) :1012–1032. (Cité page 1)
- [Tanzarella, 2005] Tanzarella, S. (2005). *Perception et communication chez les animaux*. Boeck Supérieur. (Cité page 2)
- [Taylor, 1950] Taylor, G. (1950). The formation of a blast wave by a very intense explosion I. Theoretical discussion. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 201(1065) :159–174. (Cité pages 38 et 97)
- [Thomas et al., 2001] Thomas, R. J., Krehbiel, P. R., Rison, W., Hamlin, T., Harlin, J., and Shown, D. (2001). Observations of VHF source powers radiated by lightning. *Geophysical Research Letters*, 28(1) :143–146. (Cité pages 57, 98 et 99)
- [Thomas et al., 2004] Thomas, R. J., Krehbiel, P. R., Rison, W., Hunyady, S. J., Winn, W. P., Hamlin, T., and Harlin, J. (2004). Accuracy of the Lightning Mapping Array. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 109(D14). D14207. (Cité page 58)
- [Tian, 2016] Tian, Y. (2016). *Modeling of wind turbine noise sources and propagation in the atmosphere*. PhD thesis, Univeristé Paris-Saclay et ENSTA ParisTEch. (Cité page 3)
- [Uman, 1969] Uman, M. A. (1969). *Lightning*. McGraw-Hill, New York. (Cité pages 42 et 97)
- [Uman et al., 1970] Uman, M. A., Cookson, A. H., and Moreland, J. B. (1970). Shock wave from a four meter spark. *Journal of Applied Physics*, 41(7) :3148–3155. (Cité pages 41 et 97)
- [Van Der Velde et al., 2014] Van Der Velde, O. A., Montanyá, J., Soula, S., Pineda, N., and Mlynarczyk, J. (2014). Bidirectional leader development in sprite-producing positive Cloud-to-Ground flashes : Origins and characteristics of positive and negative leaders. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(22) :12,755–12,779. (Cité page 119)

- [Volland, 1995] Volland, H. (1995). *Handbook of atmospheric electrodynamics - Volume 1*. CRC Press. (Cité page 178)
- [Walker and Hedlin, 2009] Walker, K. T. and Hedlin, M. A. H. (2009). *A Review of Wind-Noise Reduction Methodologies*, chapter 5, pages 141–182. Le Pichon, Alexis and Blanc, Elisabeth and Hauchecorne, Alain. (Cité page 63)
- [Whitham, 1999] Whitham, G. B. (1999). *Linear and Nonlinear Waves*. John Wiley & Sons, Inc. (Cité pages 124, 125 et 162)
- [Wilson, 1921] Wilson, C. T. R. (1921). Investigations on lightning discharges and on the electric field of thunderstorms. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 221 :73–115. (Cité pages 44, 97 et 201)
- [World Meteorological Organization, 1956] World Meteorological Organization (1956). World distribution of thunderstorm days. *Publ. 21, TP 6 and Suppl. Secretariat of the World Meteorological Organization, Geneva, Switzerland*. (Cité page 31)
- [Zinn, 1973] Zinn, J. (1973). A finite difference scheme for time-dependent spherical radiation hydrodynamics problems. *Journal of Computational Physics*, 13(4) :569 – 590. (Cité page 166)



# Annexe A

## Récapitulatif des flashes choisis

Dans cette annexe, un récapitulatif des 27 flashes choisis pour la base de donnée THOR est donné. Ce récapitulatif est présenté sous la forme de trois tableaux : A.1, A.2 et A.3. À chaque fois qu'une séparation d'un arc en retour, ou d'un groupe d'arc en retour est possible, cela est précisé.

### A.1 Évènements du lundi 22 octobre 2012

Heure (hh:mm:ss)	Distance ( $r_{EUC}$ en km)	Composition (détectée par EUCLID)	Figures et évènements associés	Décomposition du flash	Fenêtre temporelle associée (le $t_0 = 0s$ correspond à $t_{EUC}$ )	Décomposition détaillée	Fenêtre temporelle associée
23:33:50	7.15	1 CG+	Fig B.1 : reconstruction Fig 3.10 : spectres <b>Event 10</b>	Arc en retour	[13,02 - 37,0]	Arc en retour uniquement Haut de l'arc en retour et début de composante intranuage	[13.02 – 19.23]
				Fin du signal et composante intranuage	[37.00 – 80.00]		[19.23 – 37.00]
23:54:27	8.47	1 CG+ et 1 IC	Fig B.2 : reconstruction Fig 3.10 : spectres <b>Event 11</b>	Arc en retour	[10.31 – 31.43]		
				Intranuage et fin du signal	[31.43 – 120.00]		
23:49:56	11.03	1 IC+ et 1 CG+	Fig B.3 : reconstruction	Intranuage	[11.64 – 28.20]		
				Arc en retour	[28.20 – 35.00]		
20:29:57	15.51	1 IC+ et 1 CG+	Fig B.4 : reconstruction	Fin du signal et composante intranuage	[35.00 – 110.00]		
				Intranuage	[0.00 – 32.50]		
20:32:04	16.53	2 CG-	Fig B.5 : reconstruction Fig 3.10 : spectres <b>Event 13</b>	Haut de l'arc en retour et intranuage	[32.50 – 47.50]		
				Fin du signal et composante intranuage	[47.50 – 120.00]		
23:38:23	17.33	1 CG+	Fig B.6 : reconstruction	Arcs en retour	[47.38 – 63.79]		
				Fort intranuage non détecté par EUCLID (associé au CG+)	[12.76 – 45.00]		
20:56:38	20.95	1 CG-	Fig B.7 : reconstruction Fig 3.10 : spectres <b>Event 14</b>	Arc en retour	[45.00 – 70.00]		
				Fin du signal et composante intranuage	[70.00 – 120.00]		
20:21:23	22.76	2 IC- et 1 CG-	Fig B.8 : reconstruction	Arc en retour	[60.00 – 67.00]		
				Fin du signal et composante intranuage	[67.00 – 80.00]		
20:07:27	23.17	1 IC-, 1 CG- et 1 CG+	Fig B.9 : reconstruction	Arc en retour et intranuage	[60.00 – 75.00]		
				Fin du signal et composante intranuage	[75.00 – 100.00]		
20:15:05	23.81	3 CG-	Fig B.10 : reconstruction	Arcs en retour et intranuage ?	[60.00 – 95.00]		
				Fin du signal et composante intranuage	[95.00 – 105.00]		
				Arcs en retour	[68.00 – 80.00]		
				Fin du signal et composante intranuage	[80.00 – 90.00]		

FIGURE A.1 – Tableau résumant l'ensemble des flashes étudiés du 22 octobre

### A.2 Évènements du mardi 23 octobre 2012

Heure (hh:mm:ss)	Distance ( $r_{EUC}$ en km)	Composition (déterminée par EUCLID)	Figures et événements associés	Décomposition du flash	Fenêtre temporelle associée (le $t_0 = 0s$ correspond à $t_{EUC}$ )	Décomposition détaillée	Fenêtre temporelle associée
00:16:06	5.10	1 CG+	Fig 3.5 : reconstruction Fig 3.9 : spectres <b>Event 3</b>	Artefact	[10.00 – 15.74]		
				Arc en retour et sans doute fin de l'artefact	[15.74 – 28.03]	Arc en retour et morceau d'artefact	[15.74 – 20.00]
				Fin du signal et composante intranuage	[28.03 – 80.00]	Haut de l'arc en retour	[20.00 – 28.03]
00:33:58	11,59	1 CG+ et 3 CG-	Fig B.11 : reconstruction Fig 3.10 : spectres <b>Event 12</b>	Composante intranuage	[5.00 – 21.00]		
				Ensemble des 3 CGs- (9.06 km)	[21.00 – 33.80]		
				CG+ (11.59 km)	[33.80 – 40.02]		
				Forte composante intranuage	[40.02 – 60.16]		
				Fin du signal	[60.16 – 80.00]		
00:43:36	15,96	1 CG+	Fig B.12 : reconstruction	Composante intranuage	[26.55 – 38.79]		
				CG+ et composante intranuage	[38.79 – 55.45]		
				Composante intranuage	[55.45 – 80.00]		
				Fin du signal	[80.00 – 110.00]		

FIGURE A.2 – Tableau résumant l'ensemble des flashes étudiés du 23 octobre

## A.3 Évènements du vendredi 26 octobre 2012

Heure (hh:mm:ss)	Distance ( $r_{EUC}$ en km)	Composition (EUCLID)	Figures et événements associés	Décomposition du flash	Fenêtre temporelle associée (le $t_0 = 0s$ correspond à $t_{EUC}$ )	Décomposition détaillée	Fenêtre temporelle associée
18:34:42	0.32	3 CG-	Fig B.13 : reconstruction Fig 3.10 : spectres <b>Event 5</b>	Arcs en retour	[0.00 – 17.00]	Arc en retour n°1 seul (0.32 km)	[0.00 – 4.14]
				Fin du signal et composante intranuage	[17.00 – 60.00]	Haut de l'arc en retour, arc en retour 2 et 3 (1.10 km) et composante intranuage	[4.14 – 17.00]
20:28:56	0.38	5 CG-	Fig 3.4 : reconstruction Fig 3.8 : spectres <b>Event 2</b>	Arc en retour n°1 (0.38 km)	[0.00 – 11.00]	Bas de l'arc en retour	[0.00 – 3.50]
				Composante intranuage	[11.00 – 19.00]	Haut de l'arc en retour	[3.50 – 11.00]
				Arcs en retour n°2, 3, 4 et 5 (8.79 km)	[19.00 – 30.00]		
				Fin du signal et composante intranuage	[30.00 – 60.00]		
20:42:45	1.59	4 CG- et 1 IC	Fig B.14 : reconstruction	Arcs en retour	[0.00 – 10.12]		
				Arcs en retour	[10.12 – 21.87]		
				Fin du signal et composante intranuage	[21.87 – 60.00]		
20:33:14	2.39	2 CG-, 1 CG+ et 1 IC	Fig B.15 : reconstruction	Arcs en retour	[5.00 – 12.83]		
				Haut de l'arc et IC	[12.83 – 30.80]		
				Fin du signal et composante intranuage	[30.80 – 60.00]		
20:39:17	1.90	4 CG- et 1 IC	Fig B.16 : reconstruction Fig 3.10 : spectres <b>Event 6</b>	Arcs en retour	[5.00 – 17.00]		
				Haut de l'arc et IC	[17.00 – 37.00]		
				Fin du signal et composante intranuage	[37.00 – 60.00]		
20:38:12	1.97	5 CG-	Fig 3.2 et 3.3 : reconstructions Fig 3.8 : spectre <b>Event 1</b>	Arcs en retour	[3.80 – 20.35]	Bas de l'arc en retour	[3.80 – 16.80]
				Haut de l'arc et IC	[20.35 – 30.57]	Haut de l'arc en retour	[16.80 – 20.35]
				Fin du signal et composante intranuage	[30.57 – 60.00]		
20:35:00	2.01	4 CG-	Fig B.17 : reconstruction Fig 3.10 : spectres <b>Event 7</b>	Arcs en retour	[5.00 – 16.90]		
				Composante intranuage	[16.90 – 22.50]		
				Fin du signal et composante intranuage	[22.5 – 50.00]		
20:30:37	3.03	3 CG-	Fig B.18 : reconstruction	Non identifié	[0.00 – 8.00]		
				Arcs en retour	[8.00 – 14.50]		
				Fin du signal et composante intranuage	[14.5 – 60.00]		
				Non identifié	[0.00 – 7.73]		
20:44:06	3.00	1 CG- et 1 IC	Fig B.19 : reconstruction Fig 3.10 : spectres <b>Event 8</b>	Arc en retour	[7.73 – 18.39]		
				Composante intranuage et haut de l'arc en retour	[18.39 – 39.67]		
				Fin du signal et composante intranuage	[39.67 – 55.00]		
20:49:03	3.05	2 CG-	Fig B.20 : reconstruction	Arc en retour	[7.50 – 14.20]		
				Composante intranuage	[14.20 – 20.50]		
				Arc en retour et composante intranuage	[20.50 – 35.00]		
				Fin du signal	[35.00 – 60.00]		
20:31:56	3.45	2 CG-	Fig B.21 : reconstruction	Arcs en retour	[8.50 – 18.06]	Premier arc en retour seul	[8.50 – 14.49]
				Composante intranuage	[18.06 – 27.05]	Fin du premier arc en retour et deuxième arc en retour	[14.49 – 18.06]
				Intranuage lointain et fin du signal	[27.05 – 60.00]		
20:29:58	4.39	4 CG-	Fig B.22 : reconstruction	Arcs en retour	[9.06 – 19.13]		
				Arc en retour	[19.13 – 22.44]		
				Composante intranuage	[22.44 – 30.00]		
20:57:17	6.93	6 CG-	Fig B.23 : reconstruction Fig 3.10 : spectres <b>Event 9</b>	Arcs en retour et grosse composante intranuage	[0.00 – 28.80]	Haut de 3 arcs en retour et grosse composante intranuage (6.93 km)	[7.32 – 25.64]
				Composante intranuage	[37.00 – 55.00]	3 autres arcs en retour (10.13 km)	[25.64 – 37.00]
20:28:21	9.75	2 CG-	Fig B.24 : reconstruction	Autre arc en retour non identifié ?	[0.00 – 9.14]		
				Arcs en retour et composante intranuage	[9.14 – 34.00]		

FIGURE A.3 – Tableau résumant l'ensemble des flashes étudiés du 26 octobre

## Annexe B

# Comparaison des reconstructions acoustiques entre réseaux MP et MB

Dans cette annexe, nous présentons une comparaison entre les reconstructions acoustiques issues des mesures des réseaux MPs et MBs. La figure 3.1 présente une reconstruction acoustique de l'évènement 1 par bandes de fréquence, à partir des enregistrements des microphones jusqu'à 180 Hz. Les figures B.1, B.2 et B.3 présentent la reconstruction du même évènement à partir respectivement, des signaux du réseau de microphones décimés à 50 Hz, du réseau de microbaromètres sans et avec sur-échantillonnage à 500 Hz. On constate que la reconstruction à partir des microphones demeure très satisfaisante et très semblable à celle de la figure 3.1 dans la gamme de fréquence [0.1 – 25] Hz. En revanche, les reconstructions issues du réseau de microbaromètres présentent peu de point et l'arc en retour n'est pas reconstruit complètement, comme cela a déjà été montré par [Farges and Blanc, 2010]. La différence entre ces deux réseaux, à l'exception de la fréquence d'échantillonnage, est leur dimension (triangle de 50  $m$  pour les MPs, et de 500  $m$  pour les MBs). En conséquence, la condition principale pour reconstruire correctement un canal de foudre est la dimension caractéristique du réseau de mesure qui ne doit pas, *a priori*, excéder 50  $m$ .

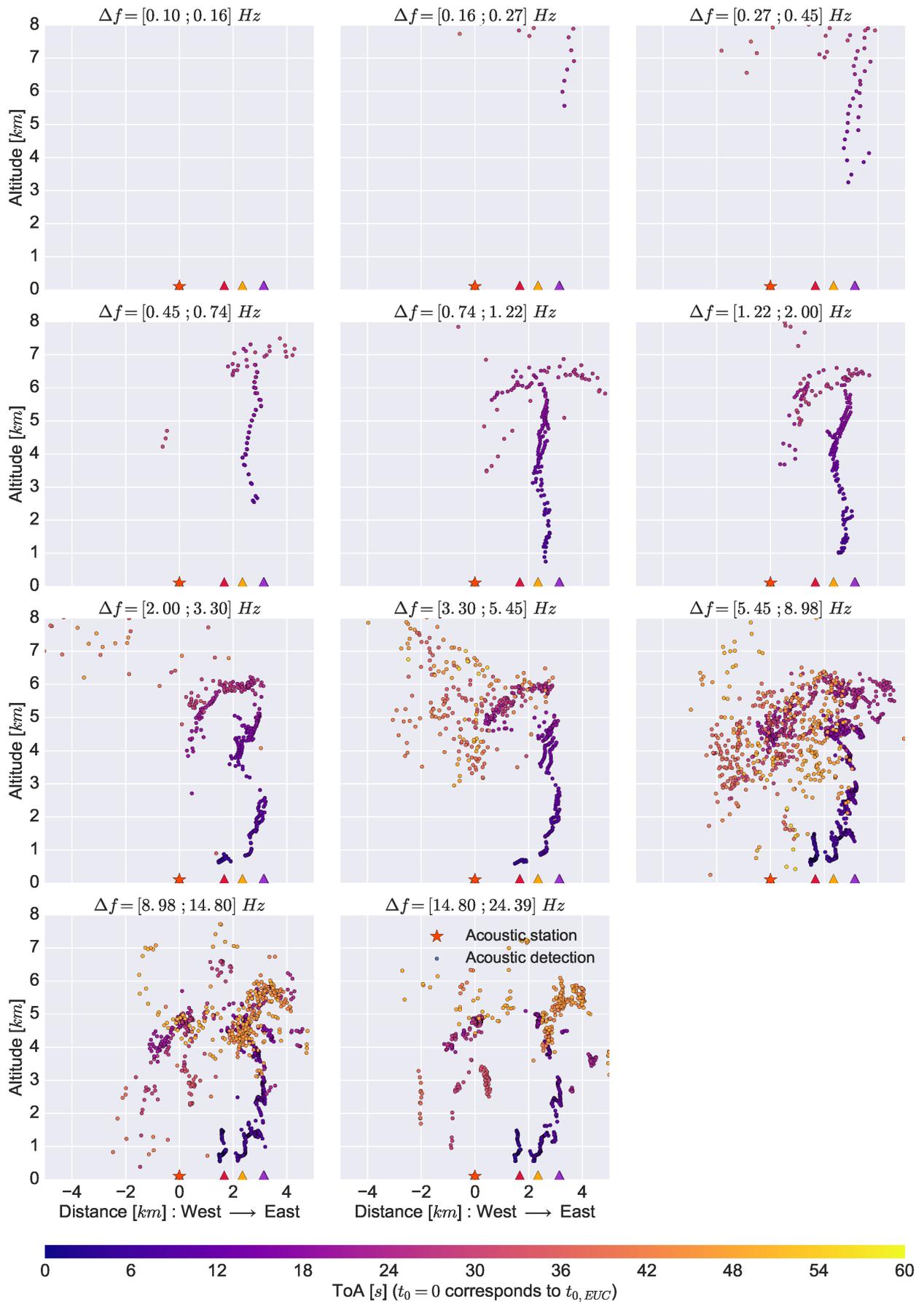


FIGURE B.1 – Reconstruction acoustique de par bandes de fréquence de l'évènement 1 à partir des signaux microphoniques décimés à  $f_e = 50$  Hz.

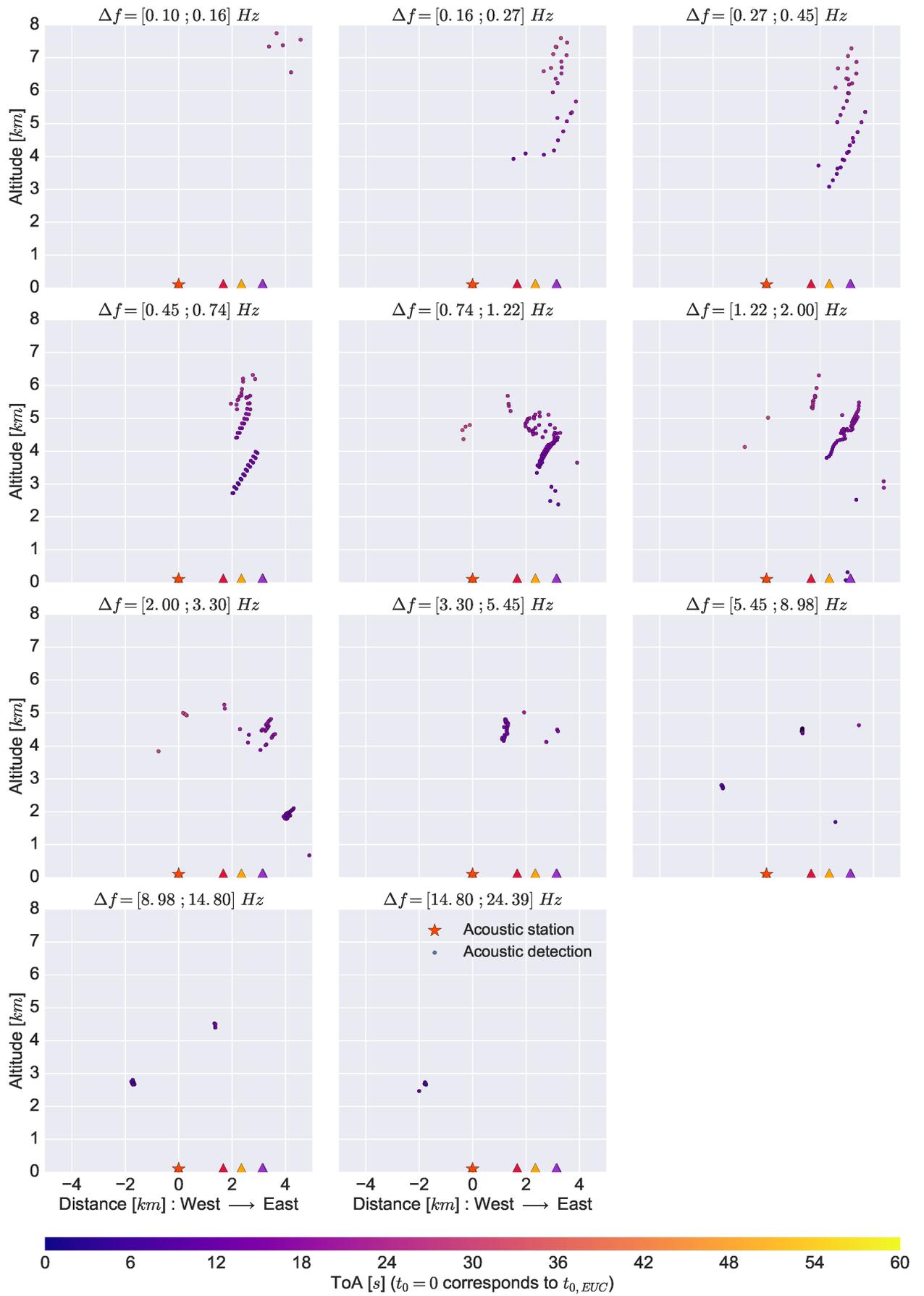


FIGURE B.2 – Reconstruction acoustique de par bandes de fréquence de l'évènement 1 à partir des signaux du réseau de microbaromètres sans traitement.

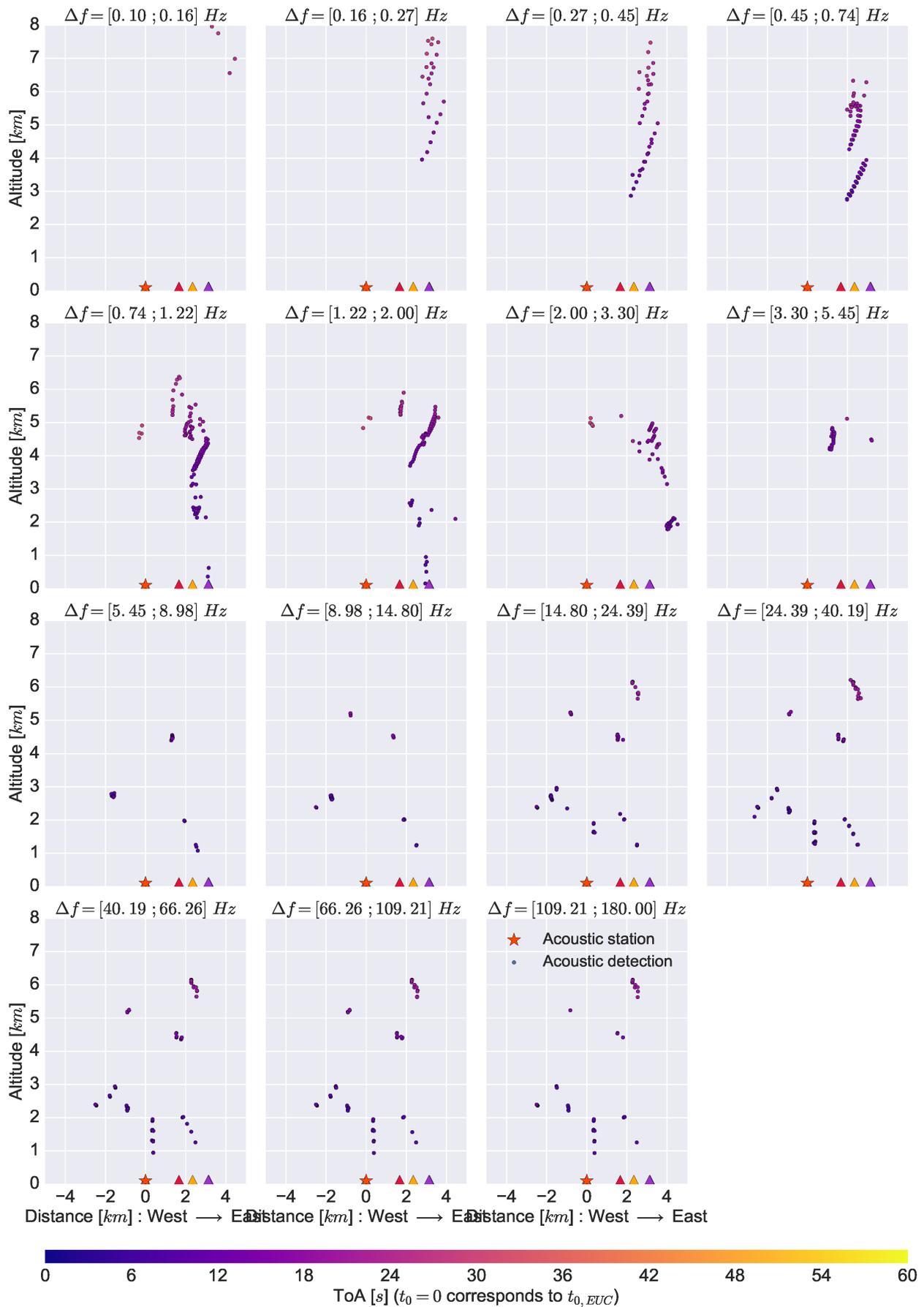


FIGURE B.3 – Reconstruction acoustique de par bandes de fréquence de l'évènement 1 à partir des signaux du réseau de microbaromètres après sur-échantillonnage à  $f_e = 500$  Hz.

# Annexe C

## Reconstructions des flashes sélectionnés

Dans cette annexe, nous présentons l'ensemble des reconstructions réalisées sur les flashes de la base de données THOR. Toutes les figures se lisent de la même façon : l'étoile est la position du microphone central, les triangles correspondent aux détections EUCLID, les carrés gris aux détections HyLMA, et les points de couleur aux détections acoustiques (chaque couleur correspondant à une partie isolée de la décharge). Les sous-figures **A**, **C** et **D** représentent les reconstruction respectivement dans les plans (Ouest - Est ; Altitude), (Ouest - Est ; Nord - Sud) (vue du dessus) et (Altitude ; Nord - Sud). Les sous-figures **B** représentent l'évolution de l'altitude des sources acoustiques en fonction du temps. Enfin, les sous-figures **E** et **F**, représentent respectivement les signatures temporelles acoustiques et leurs spectre associés pour chacune des composantes de la décharges.

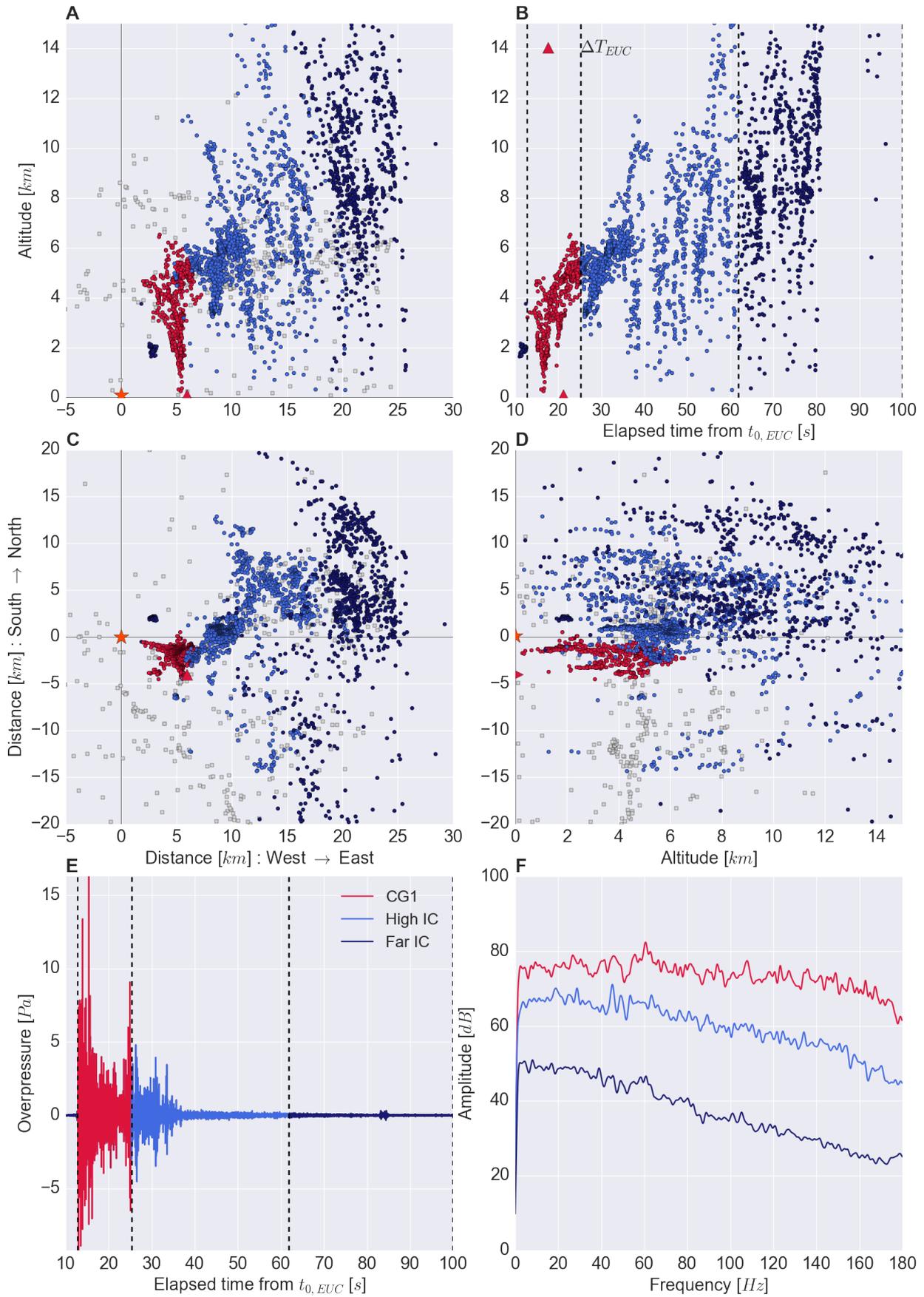


FIGURE C.1 – Reconstruction du flash du 22 octobre 2012 à 23h33m50.

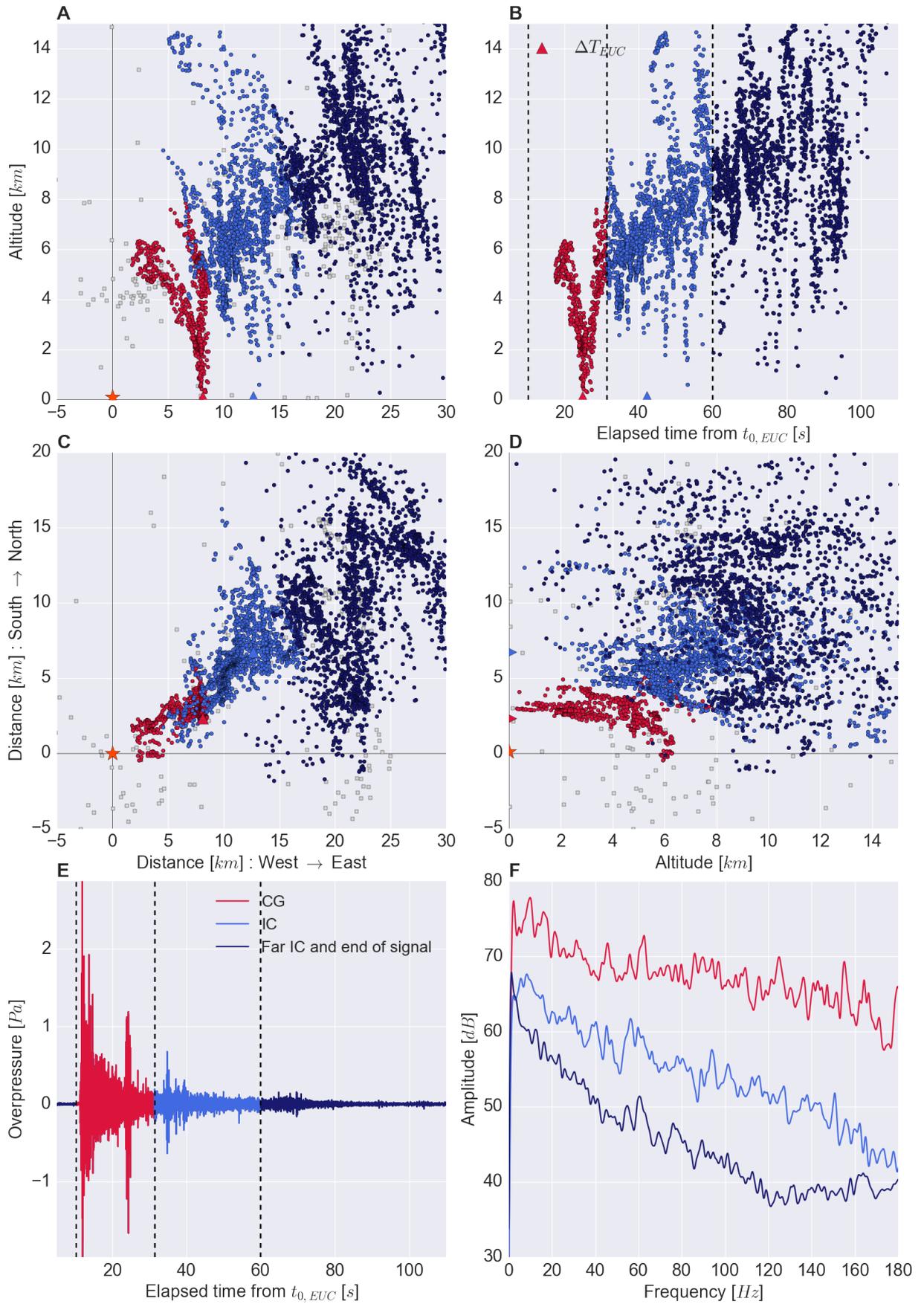


FIGURE C.2 – Reconstruction du flash du 22 octobre 2012 à 23h54m27.

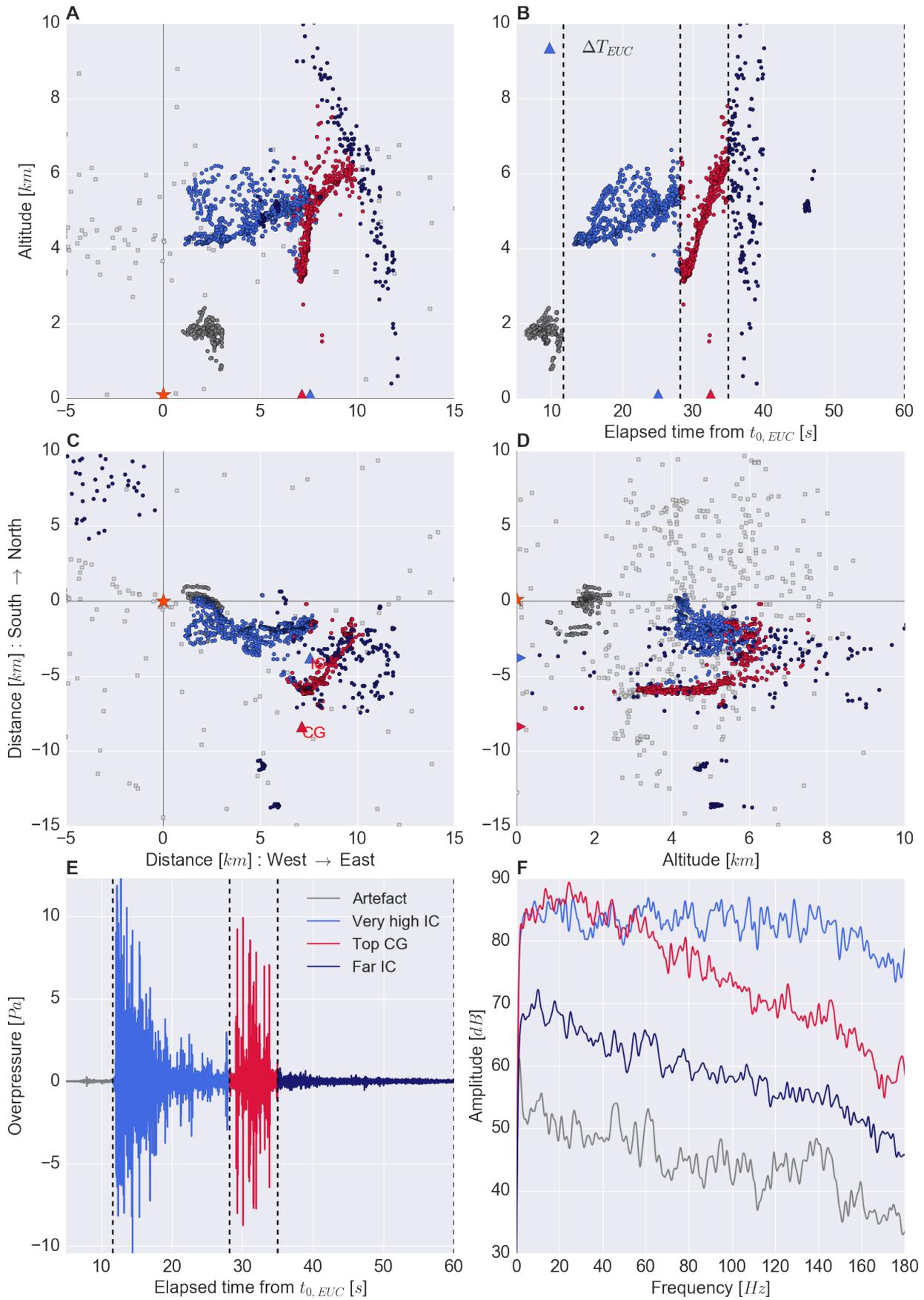


FIGURE C.3 – Reconstruction du flash du 22 octobre 2012 à 23h49m56.

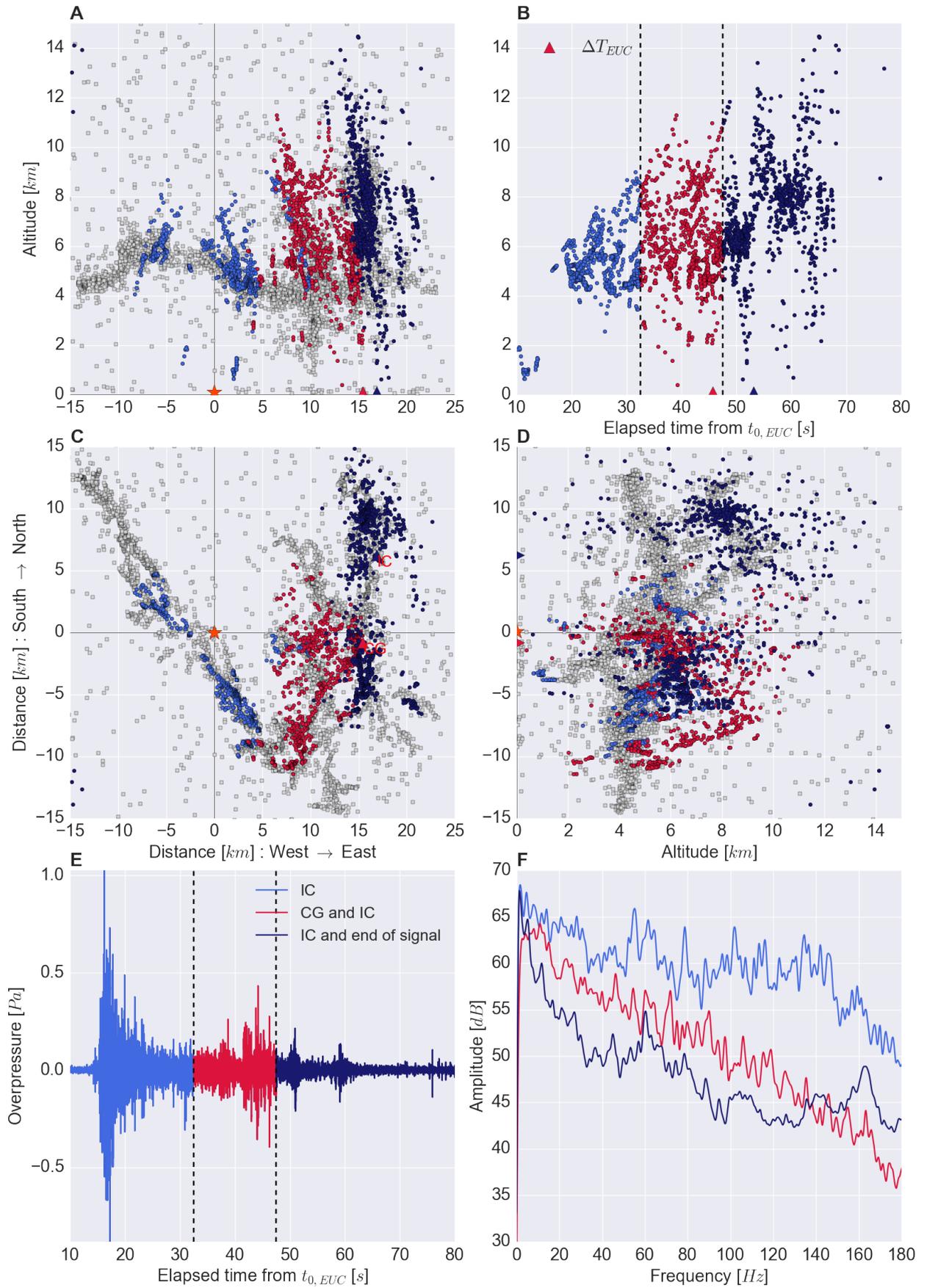


FIGURE C.4 – Reconstruction du flash du 22 octobre 2012 à 20h29m57.

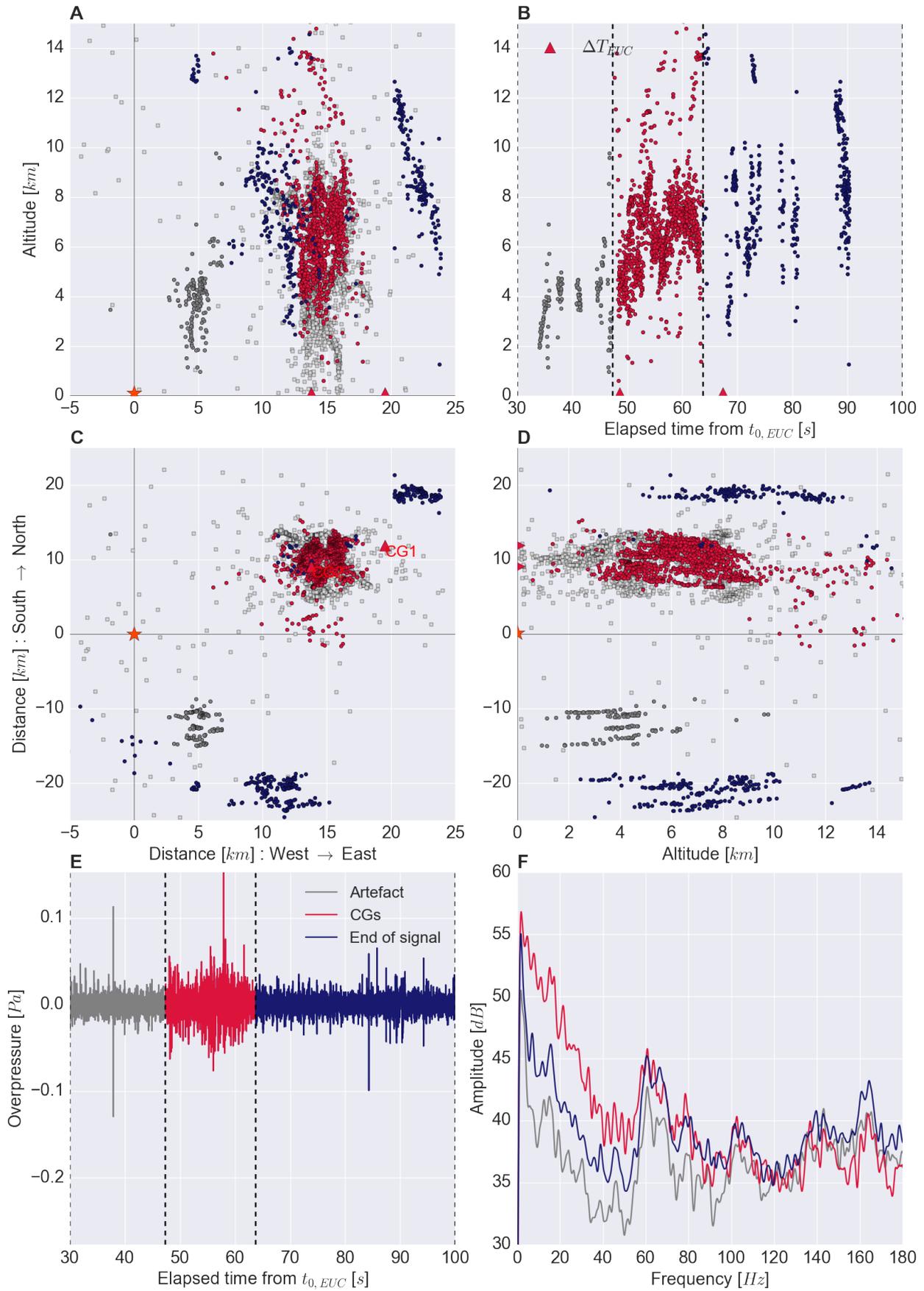


FIGURE C.5 – Reconstruction du flash du 22 octobre 2012 à 20h32m04.

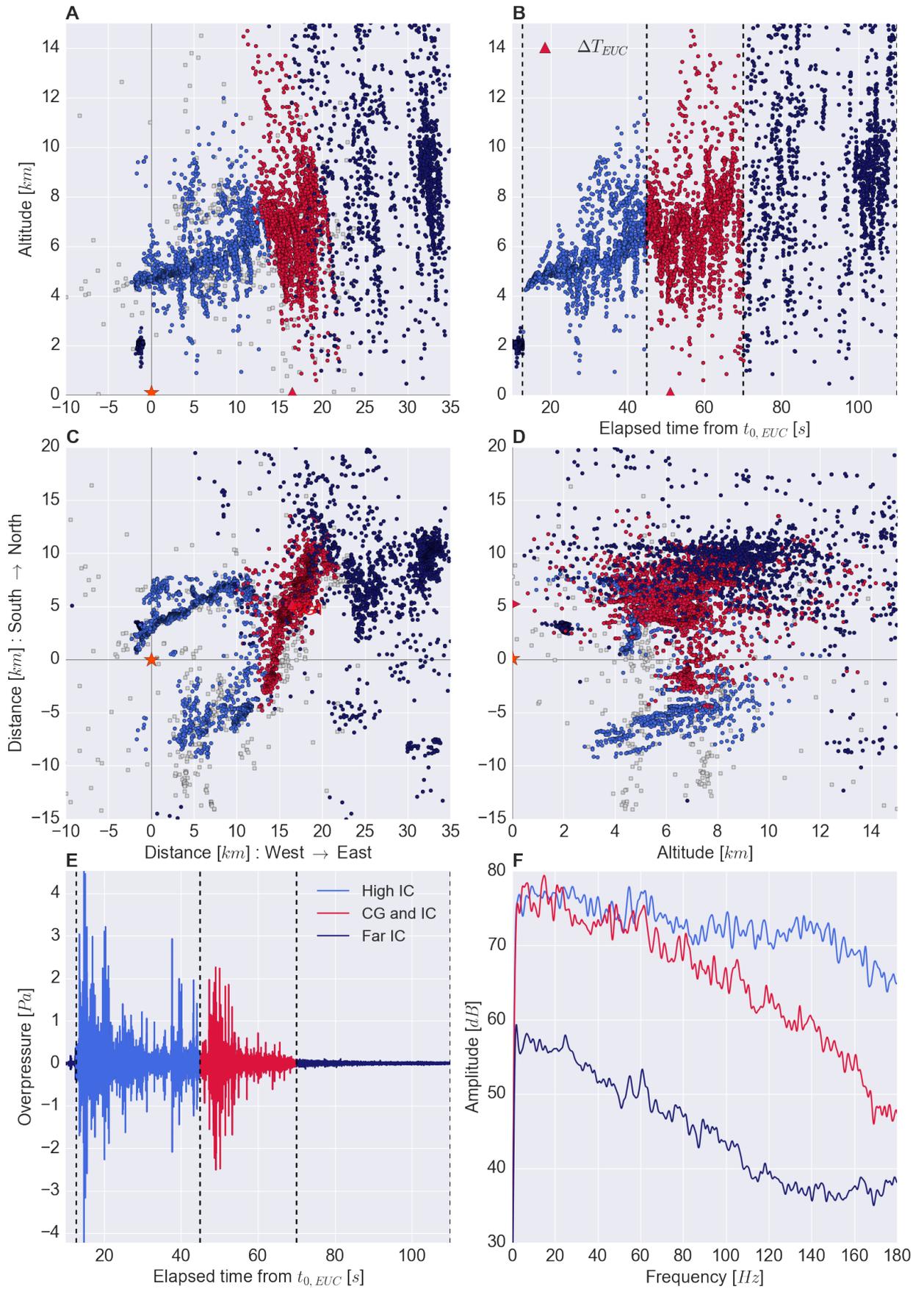


FIGURE C.6 – Reconstruction du flash du 22 octobre 2012 à 23h38m23.

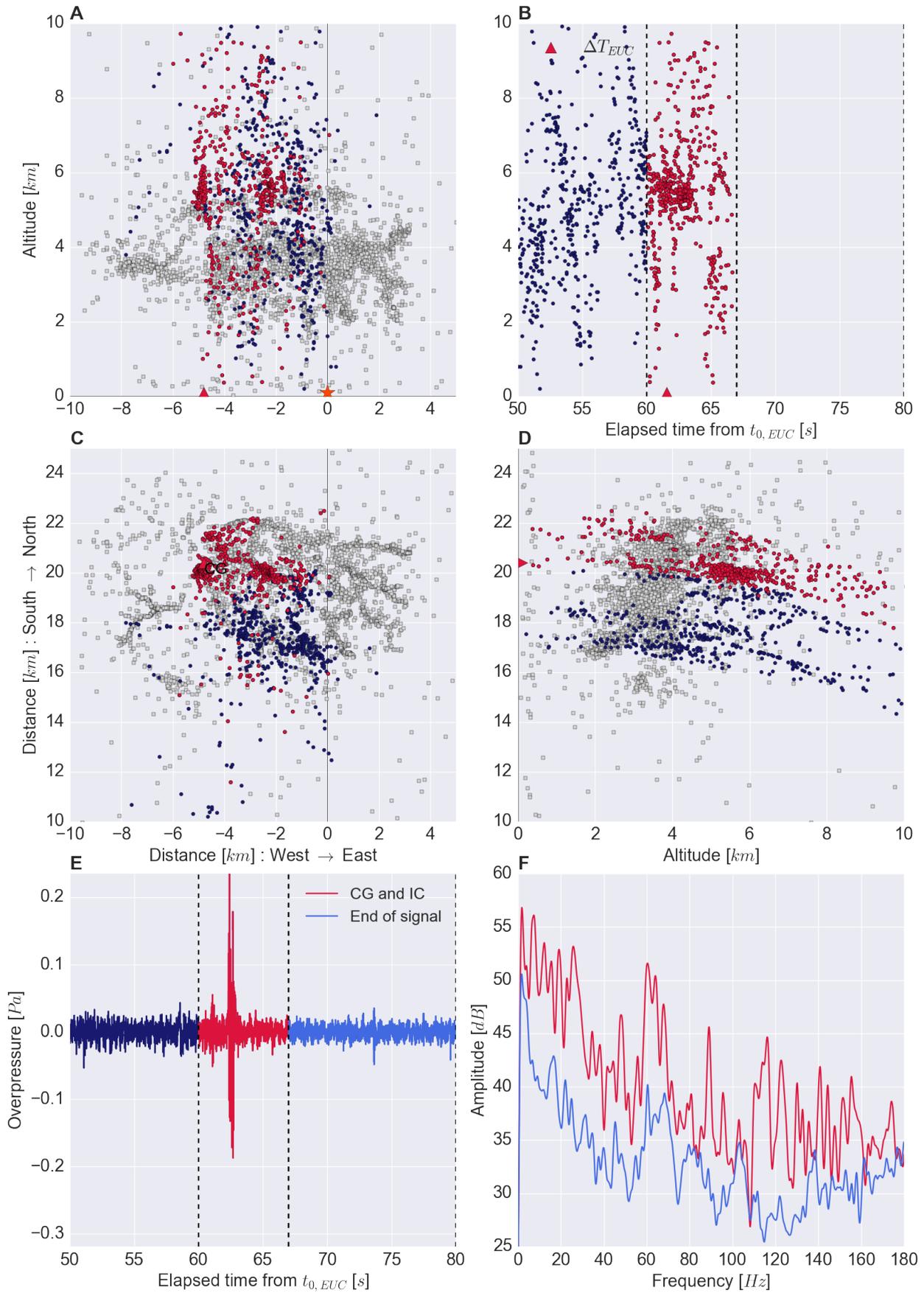


FIGURE C.7 – Reconstruction du flash du 22 octobre 2012 à 20h56m38.

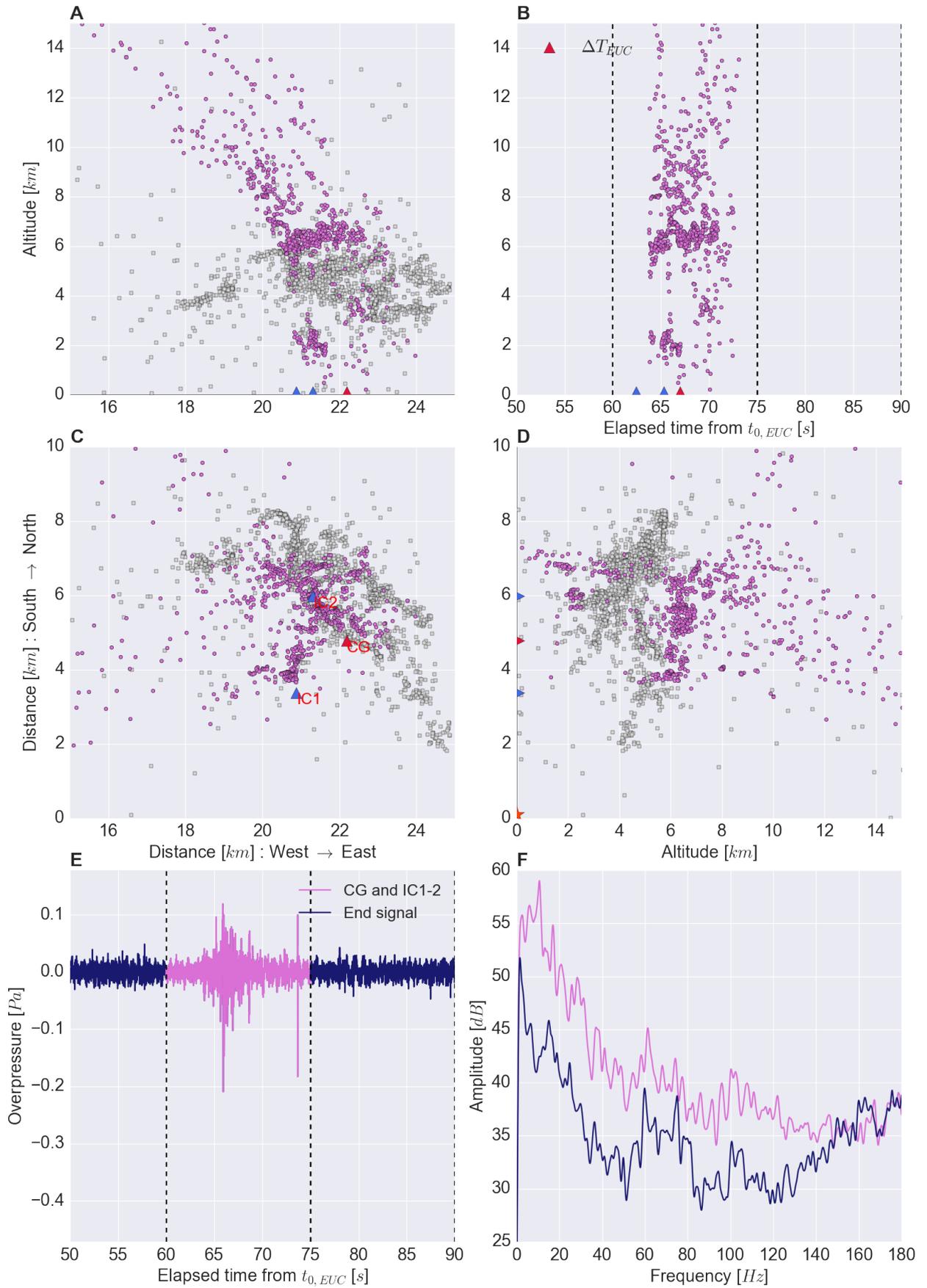


FIGURE C.8 – Reconstruction du flash du 22 octobre 2012 à 20h21m23.

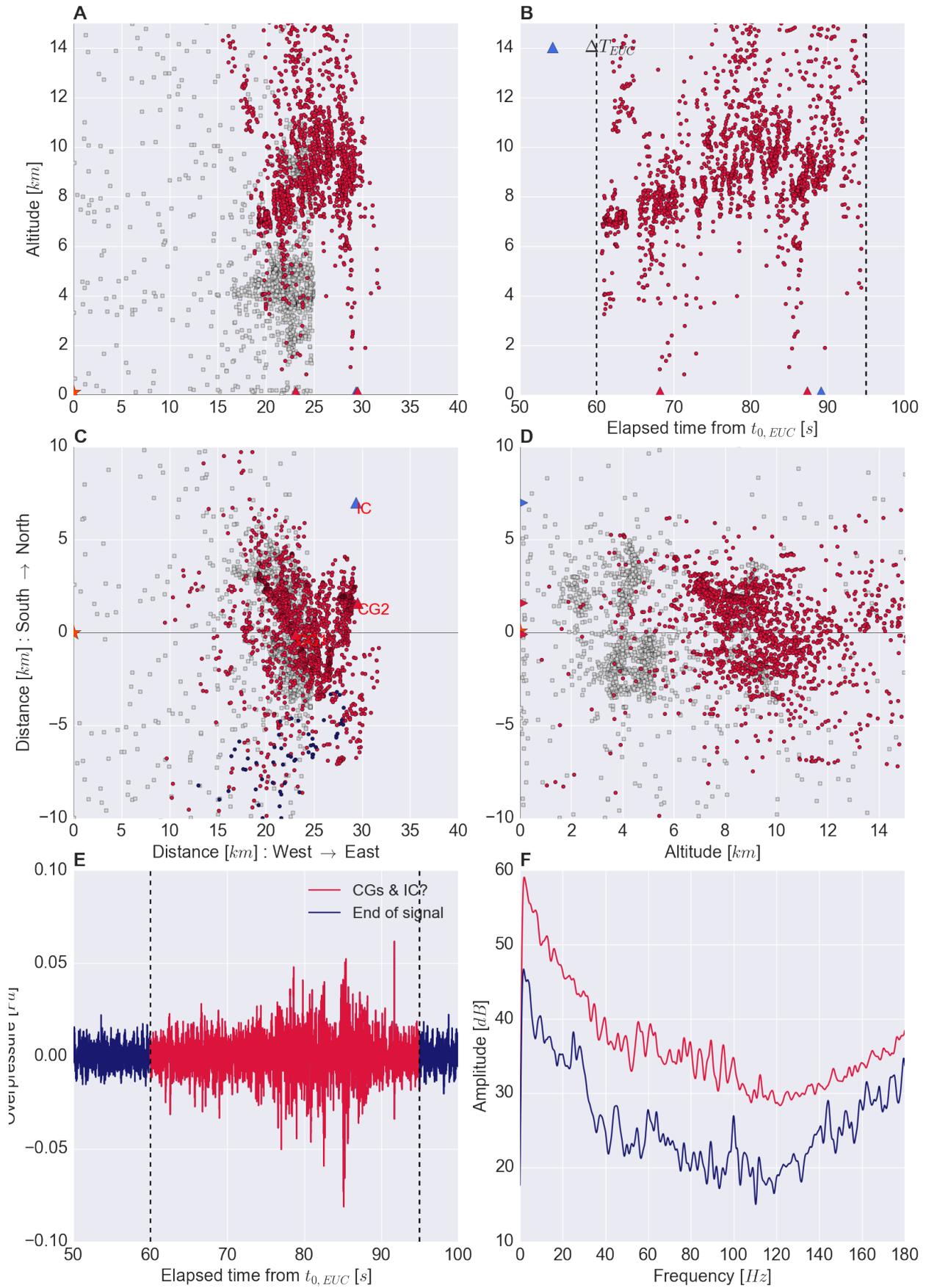


FIGURE C.9 – Reconstruction du flash du 22 octobre 2012 à 20h07m27.

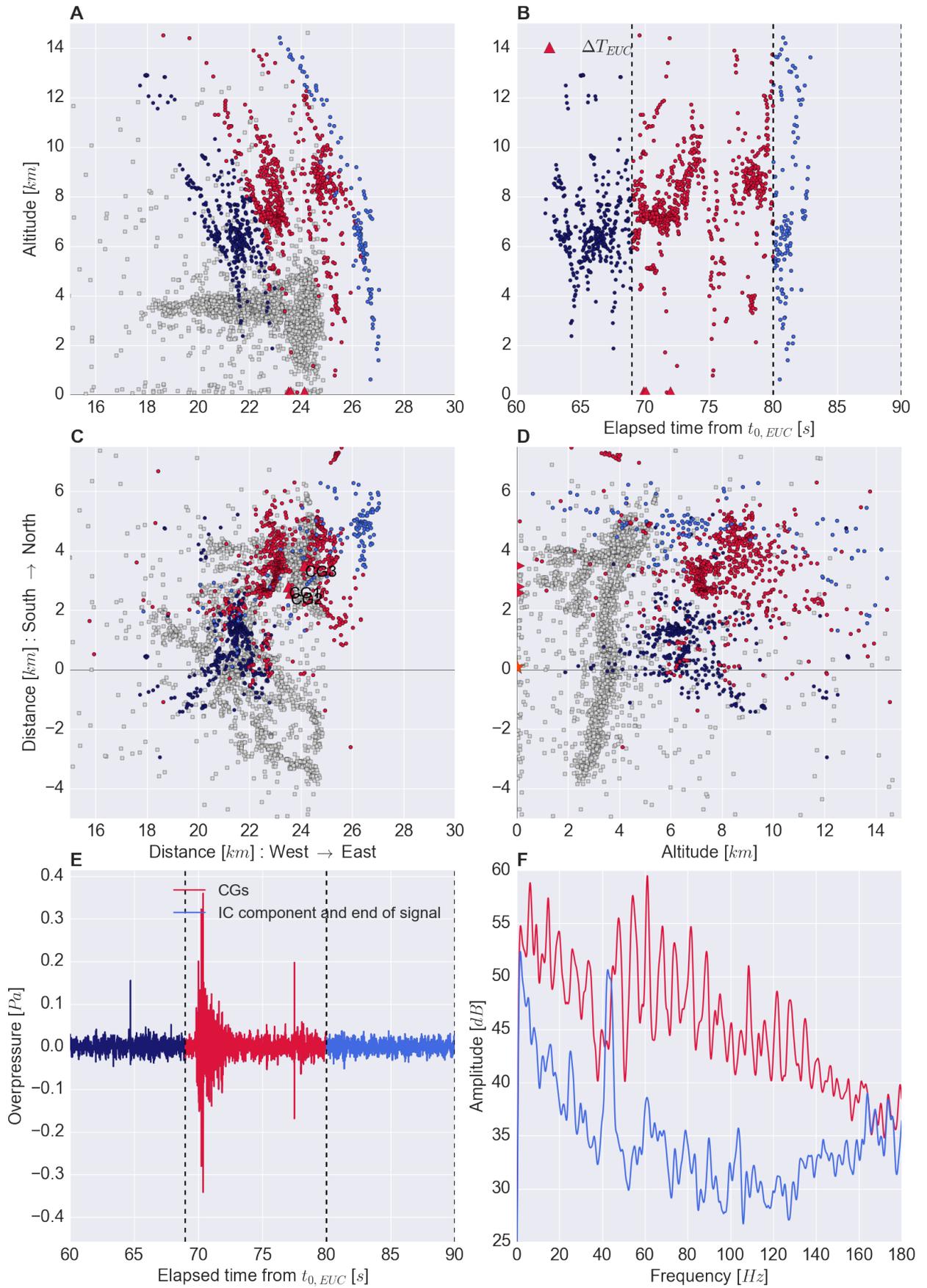


FIGURE C.10 – Reconstruction du flash du 22 octobre 2012 à 20h15m05.

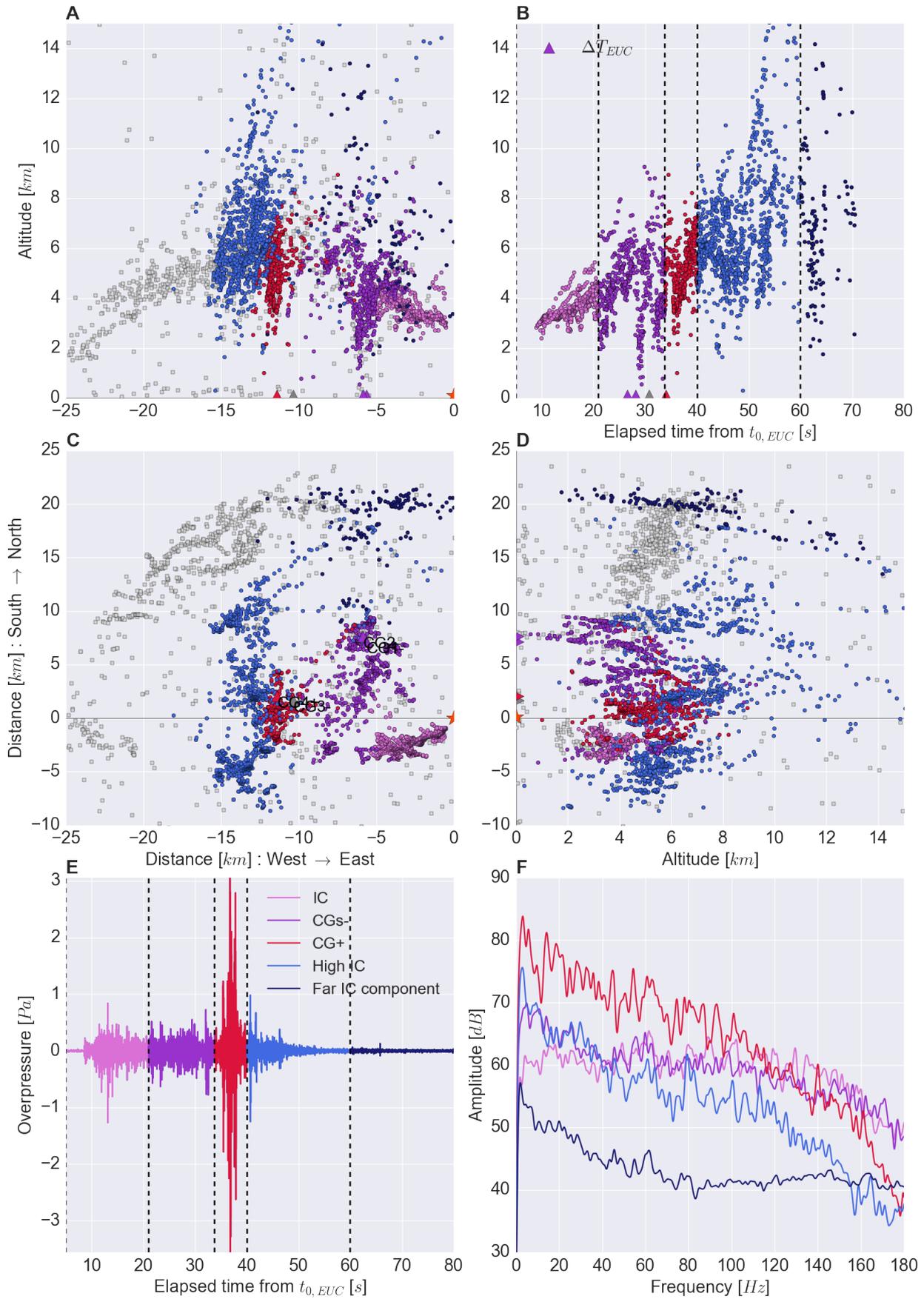


FIGURE C.11 – Reconstruction du flash du 23 octobre 2012 à 00h33m58.

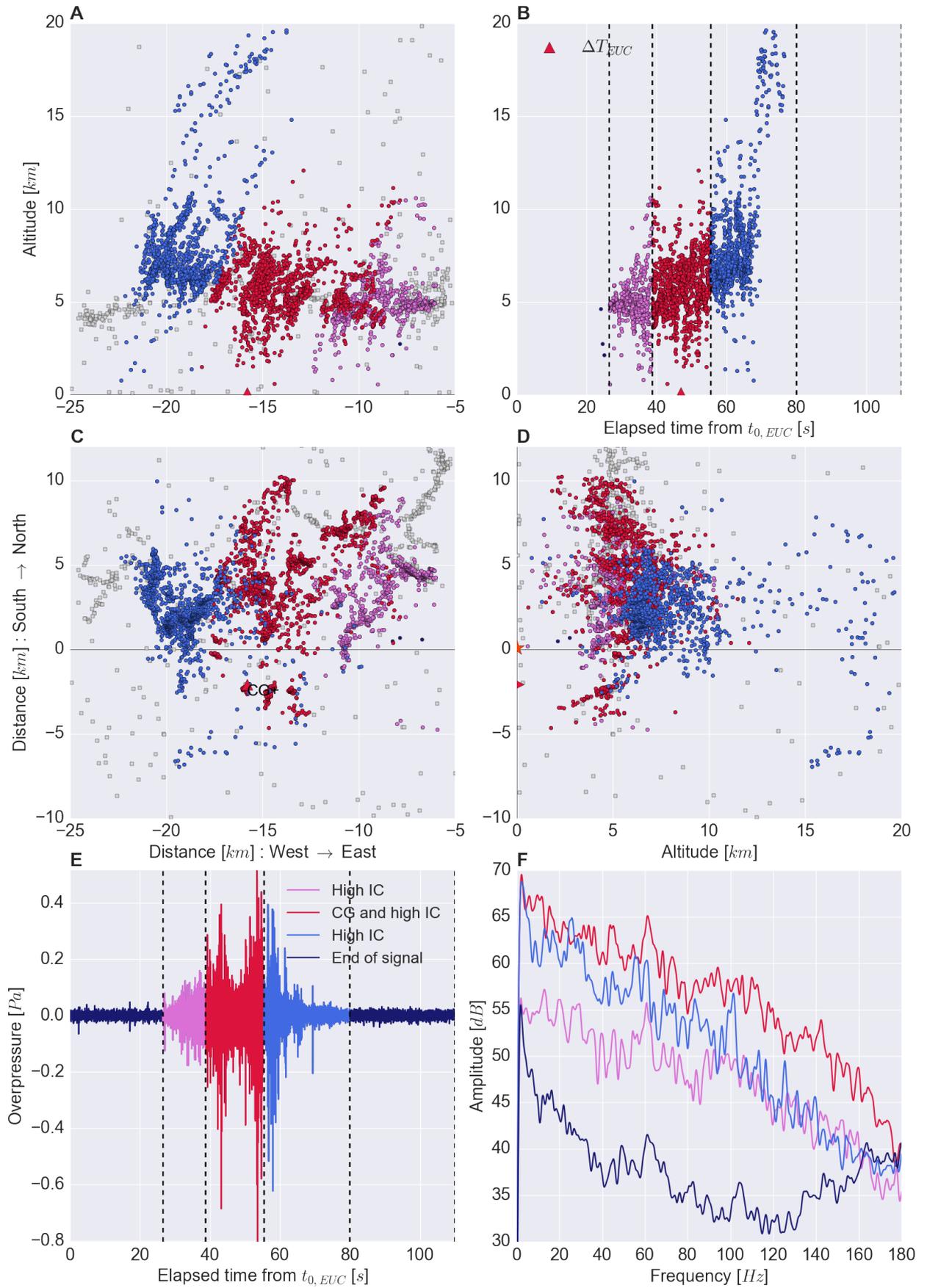


FIGURE C.12 – Reconstruction du flash du 23 octobre 2012 à 00h43m36.

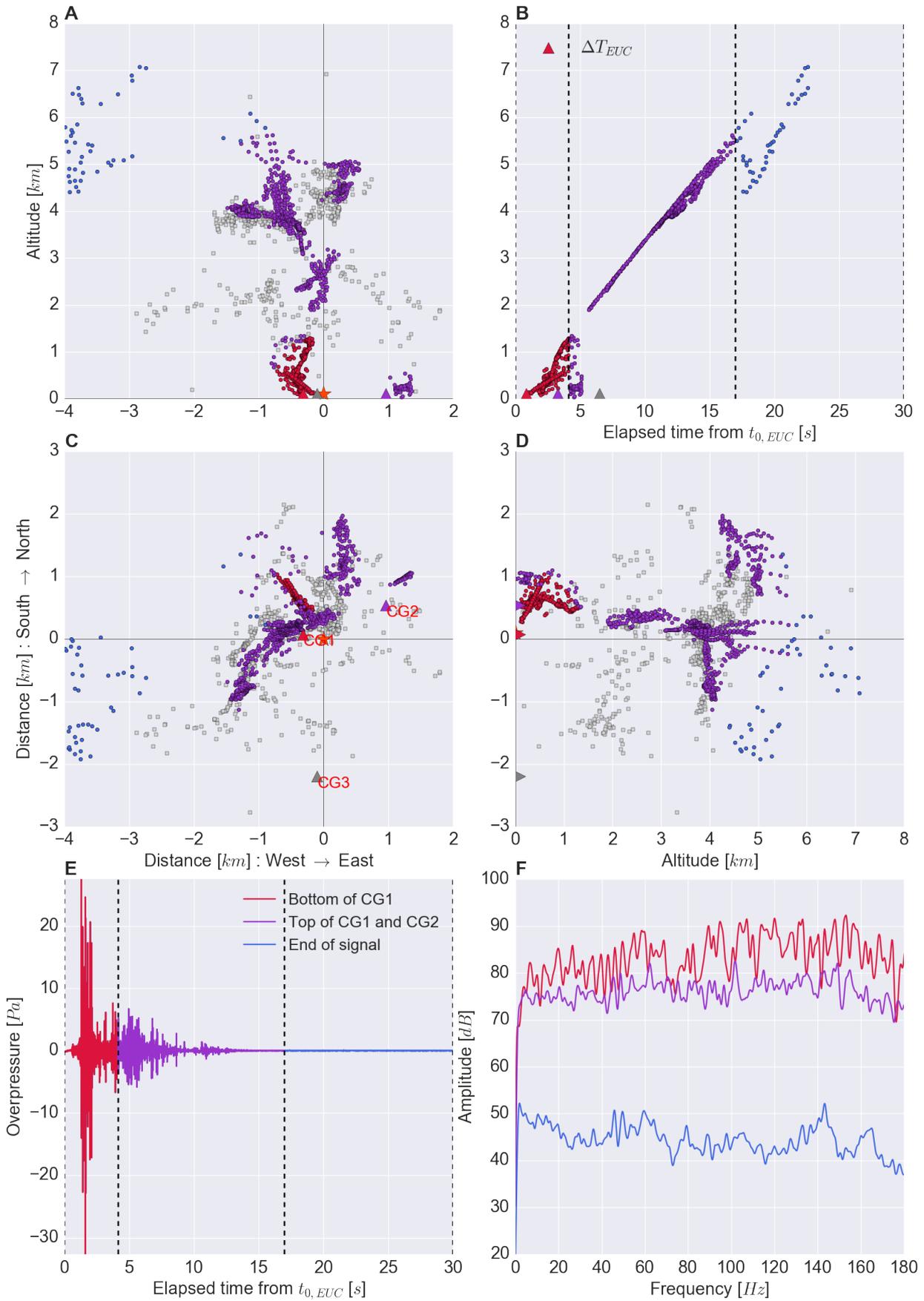


FIGURE C.13 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 18h34m42.

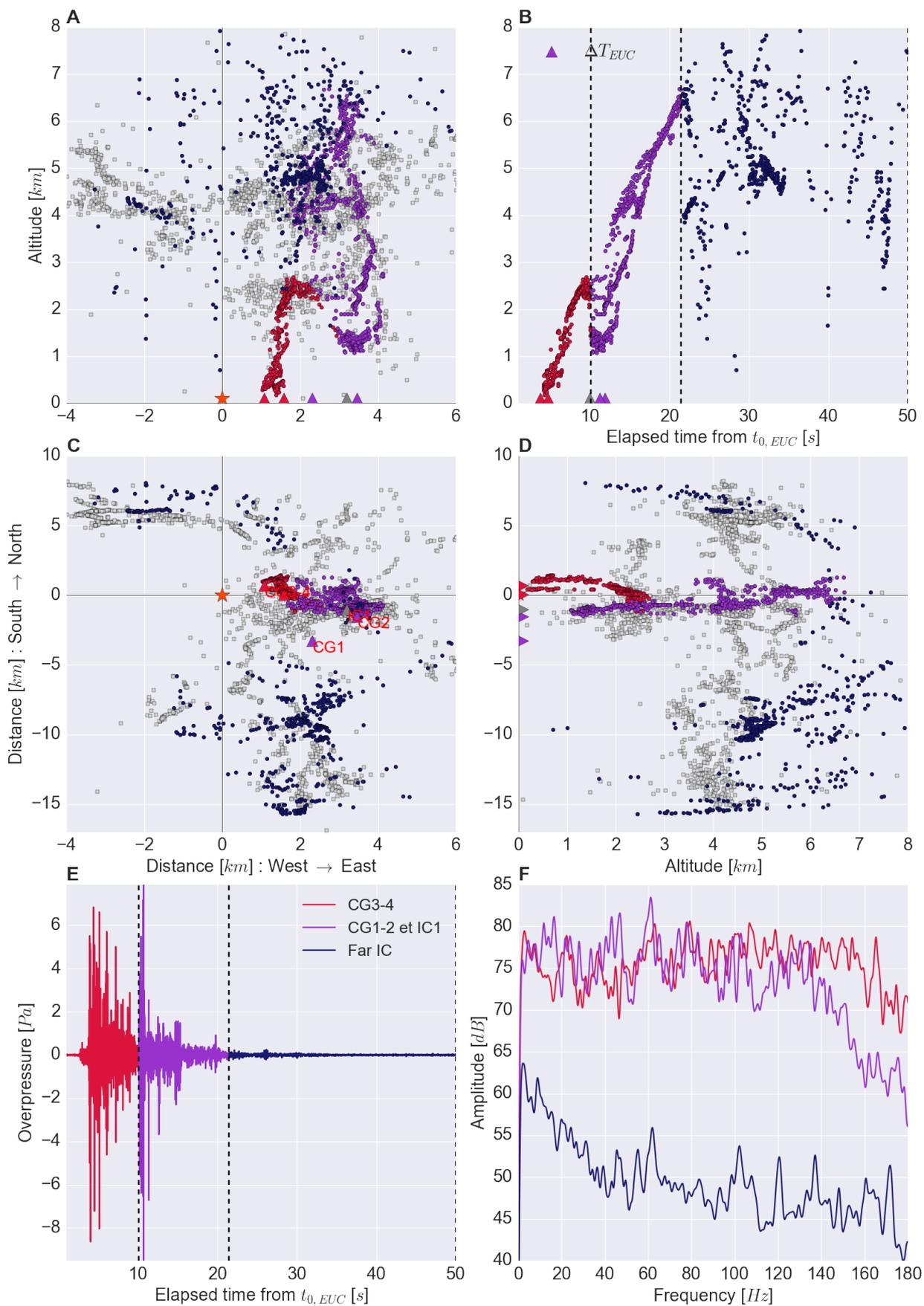


FIGURE C.14 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 20h42m45.

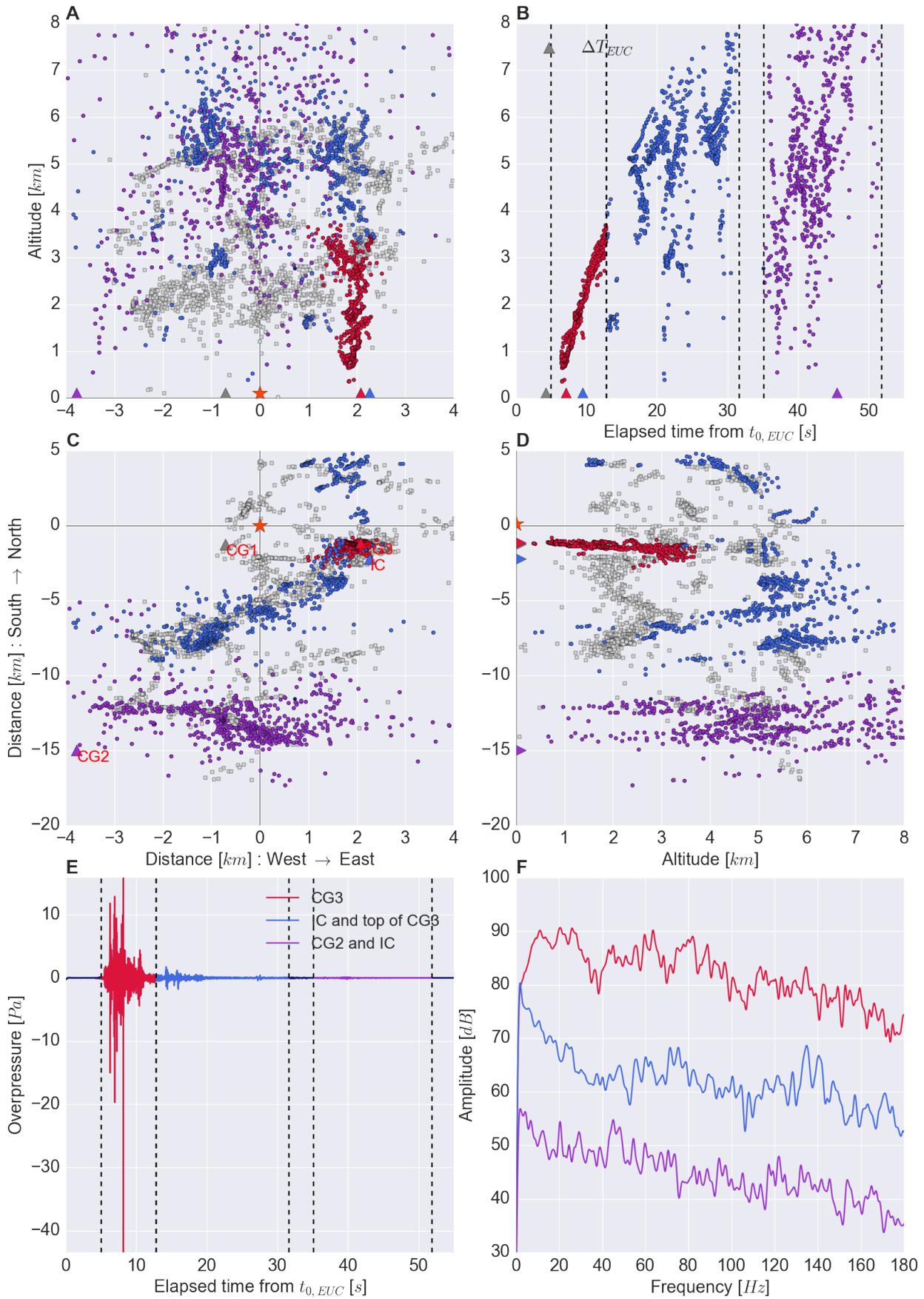


FIGURE C.15 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 20h33m14.

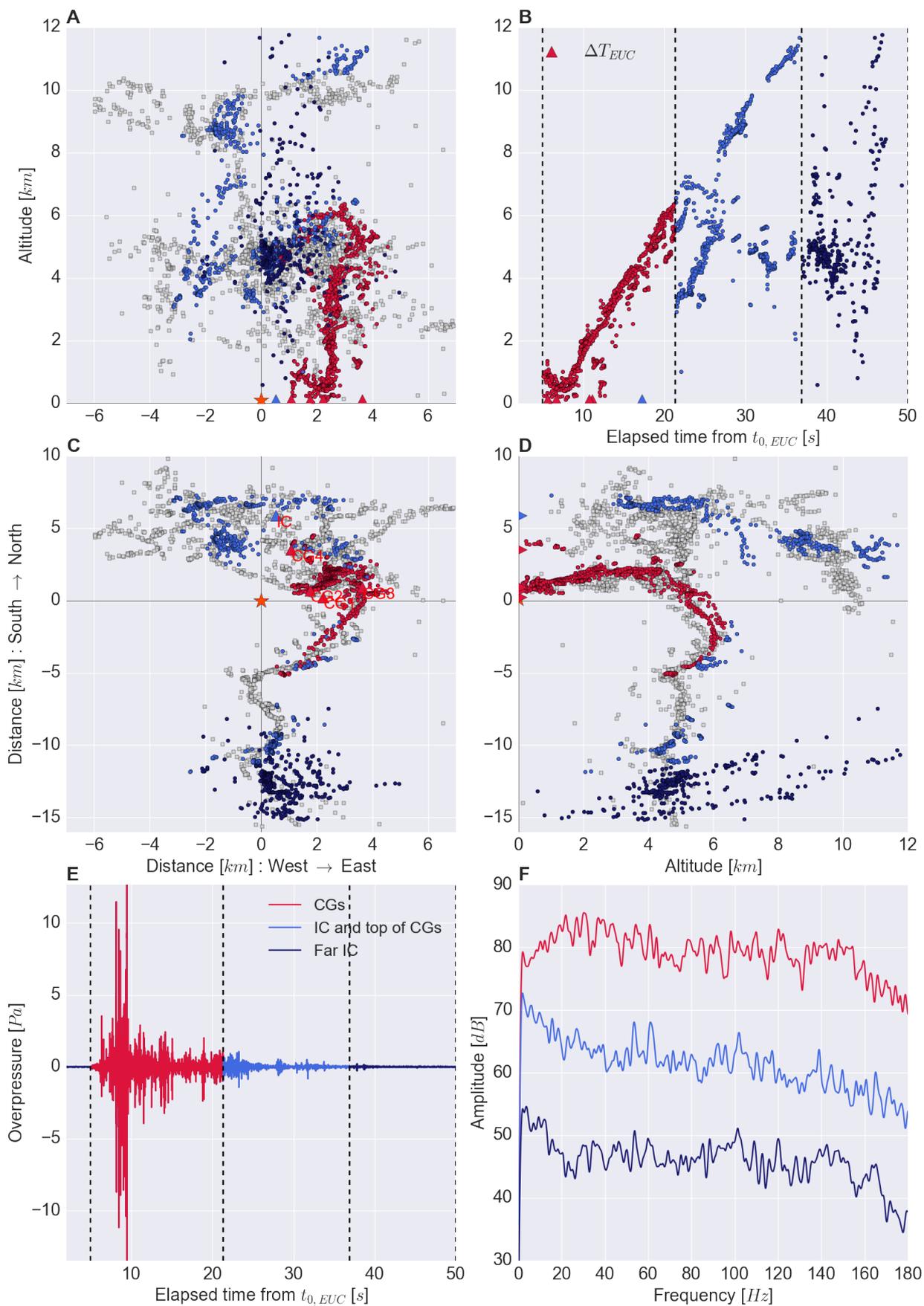


FIGURE C.16 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 20h39m17.

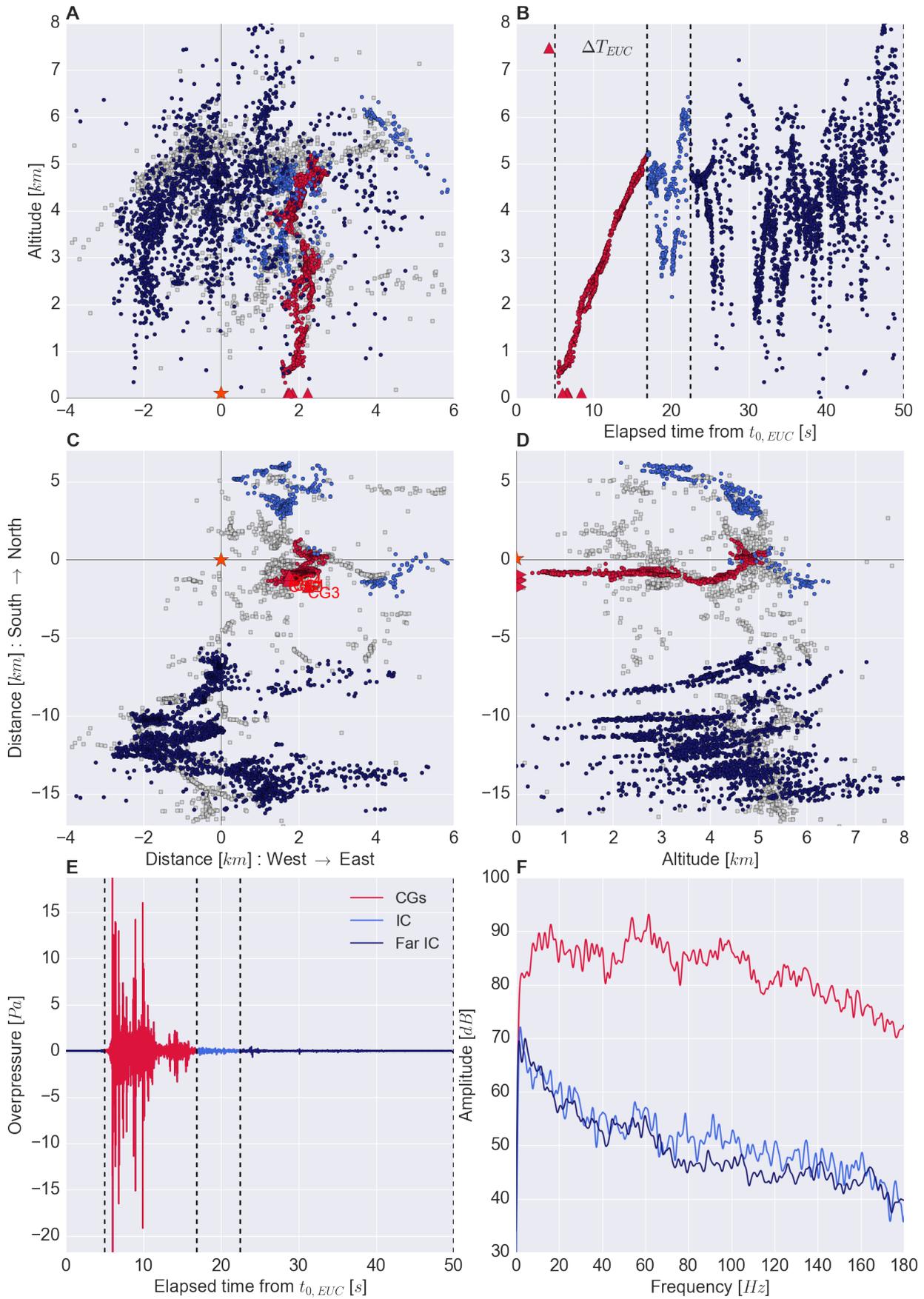


FIGURE C.17 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 20h35m00.

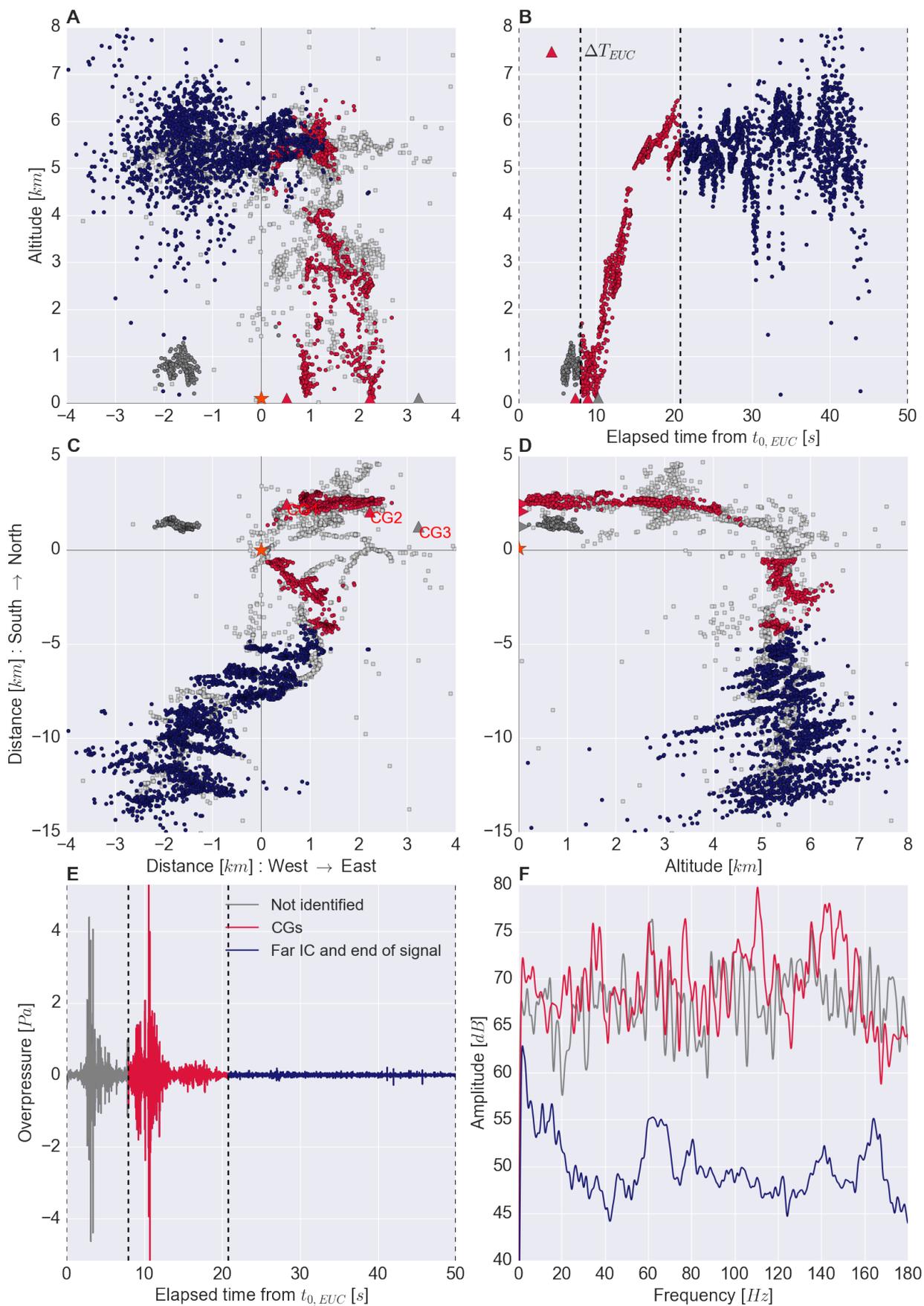


FIGURE C.18 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 20h30m37.

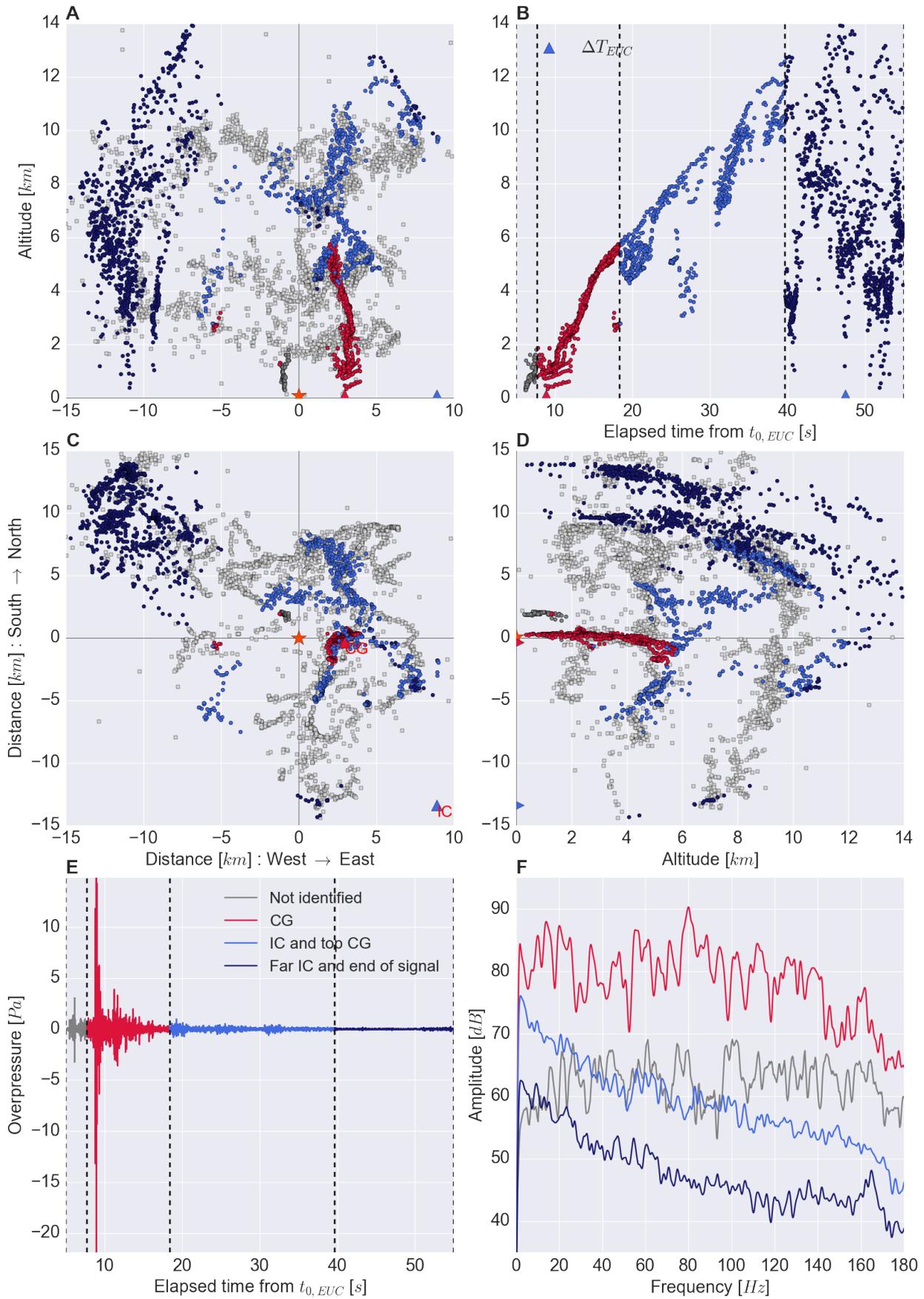


FIGURE C.19 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 20h44m06.

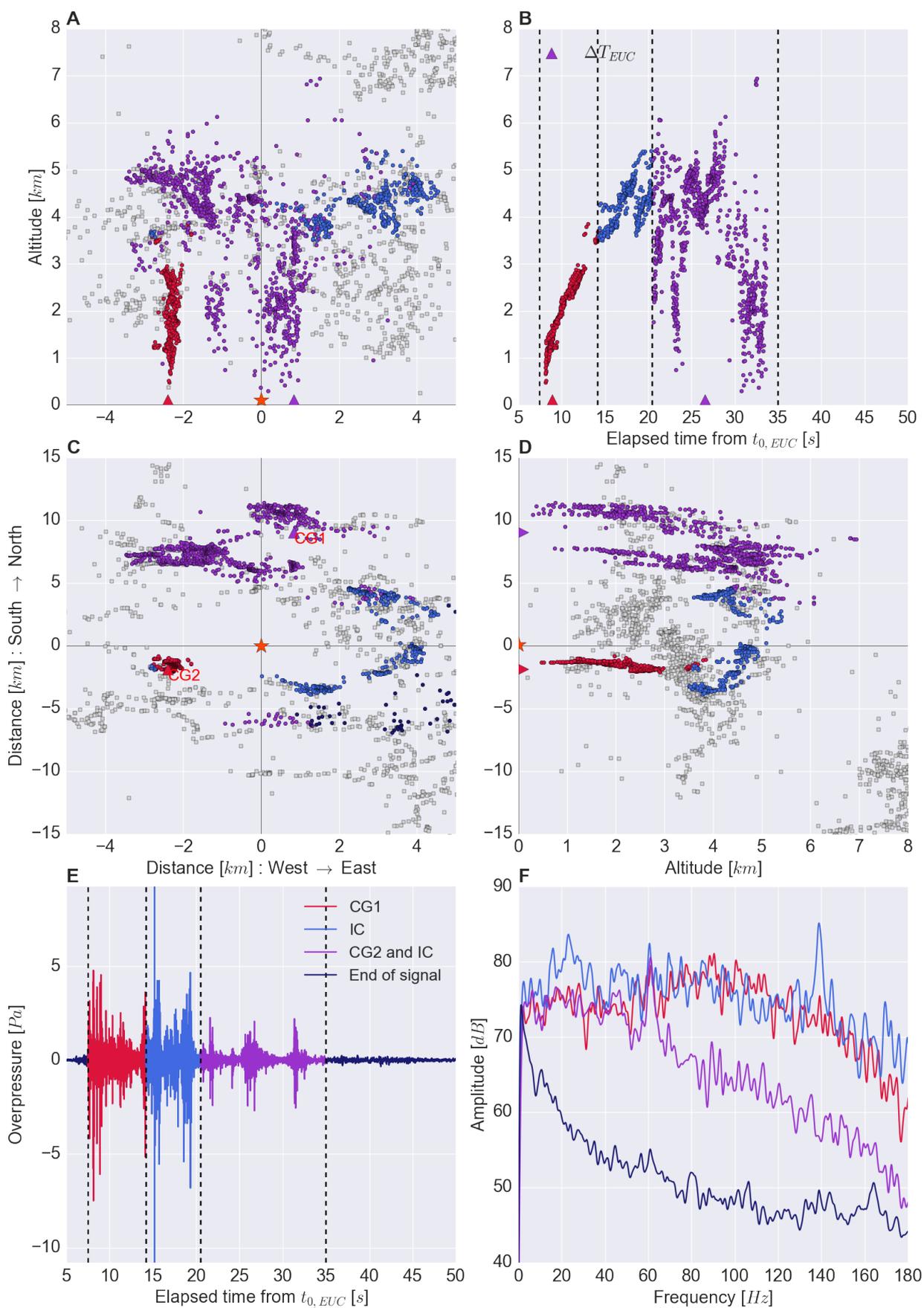


FIGURE C.20 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 20h49m03.

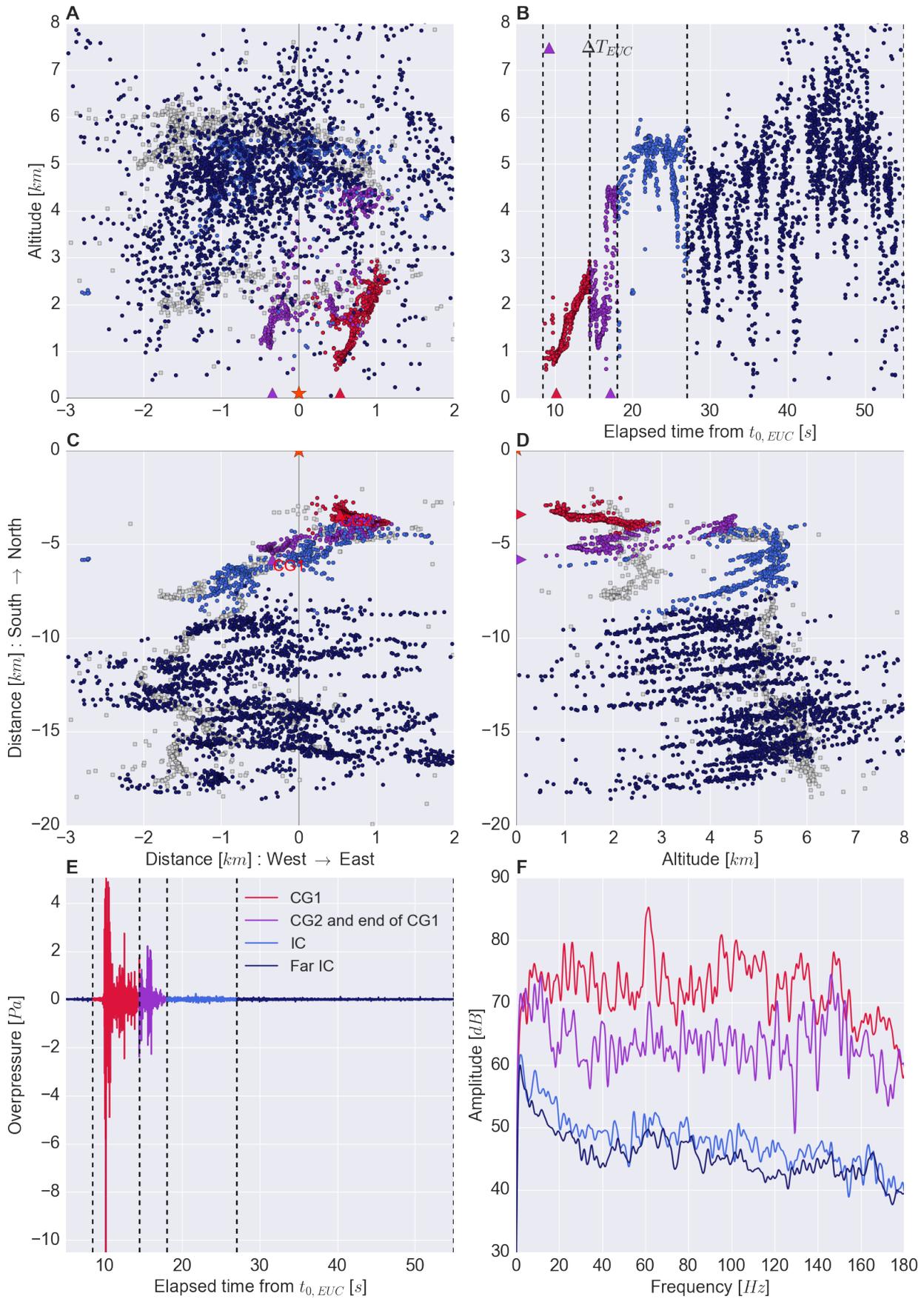


FIGURE C.21 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 20h31m56.

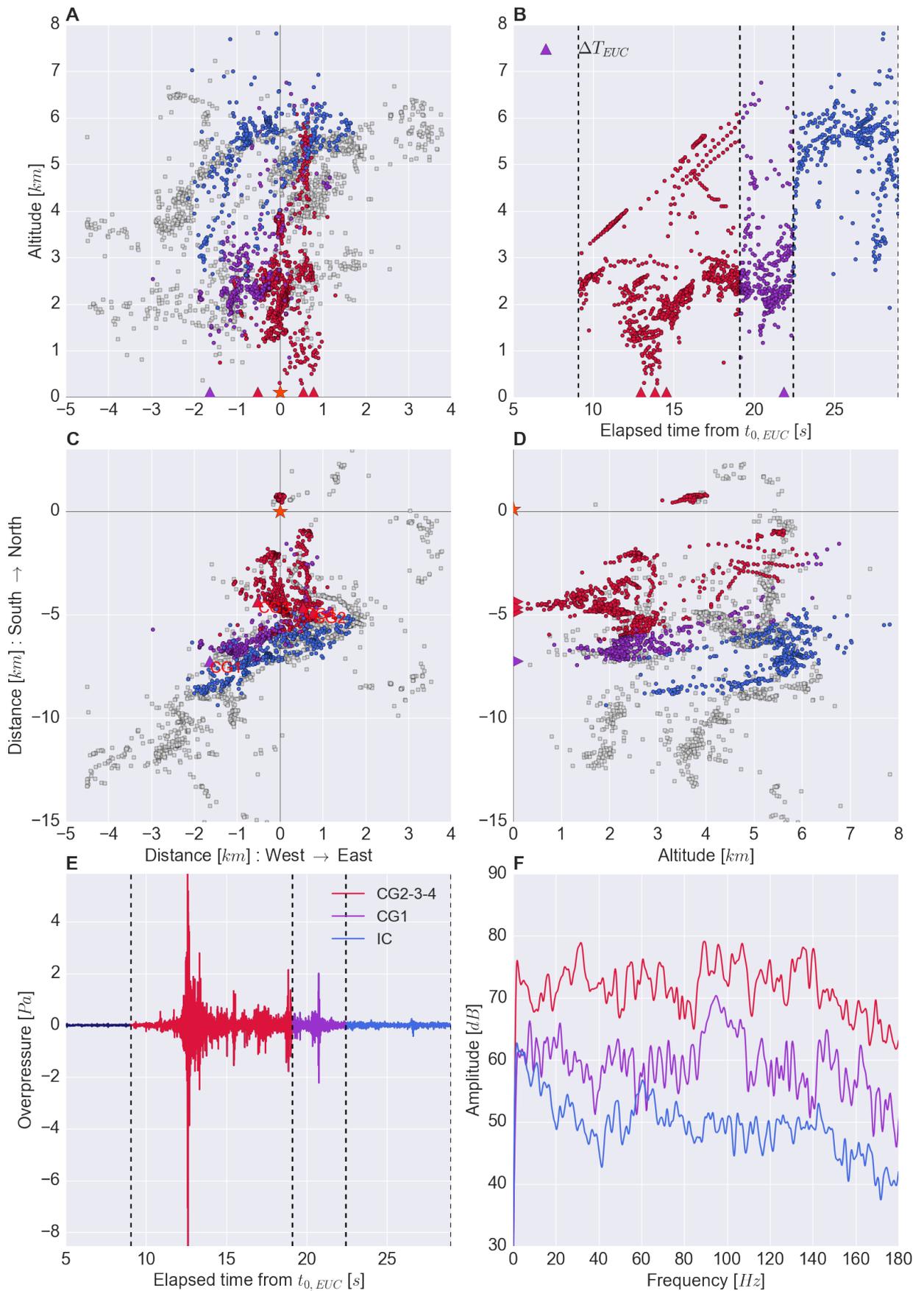


FIGURE C.22 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 20h29m58.

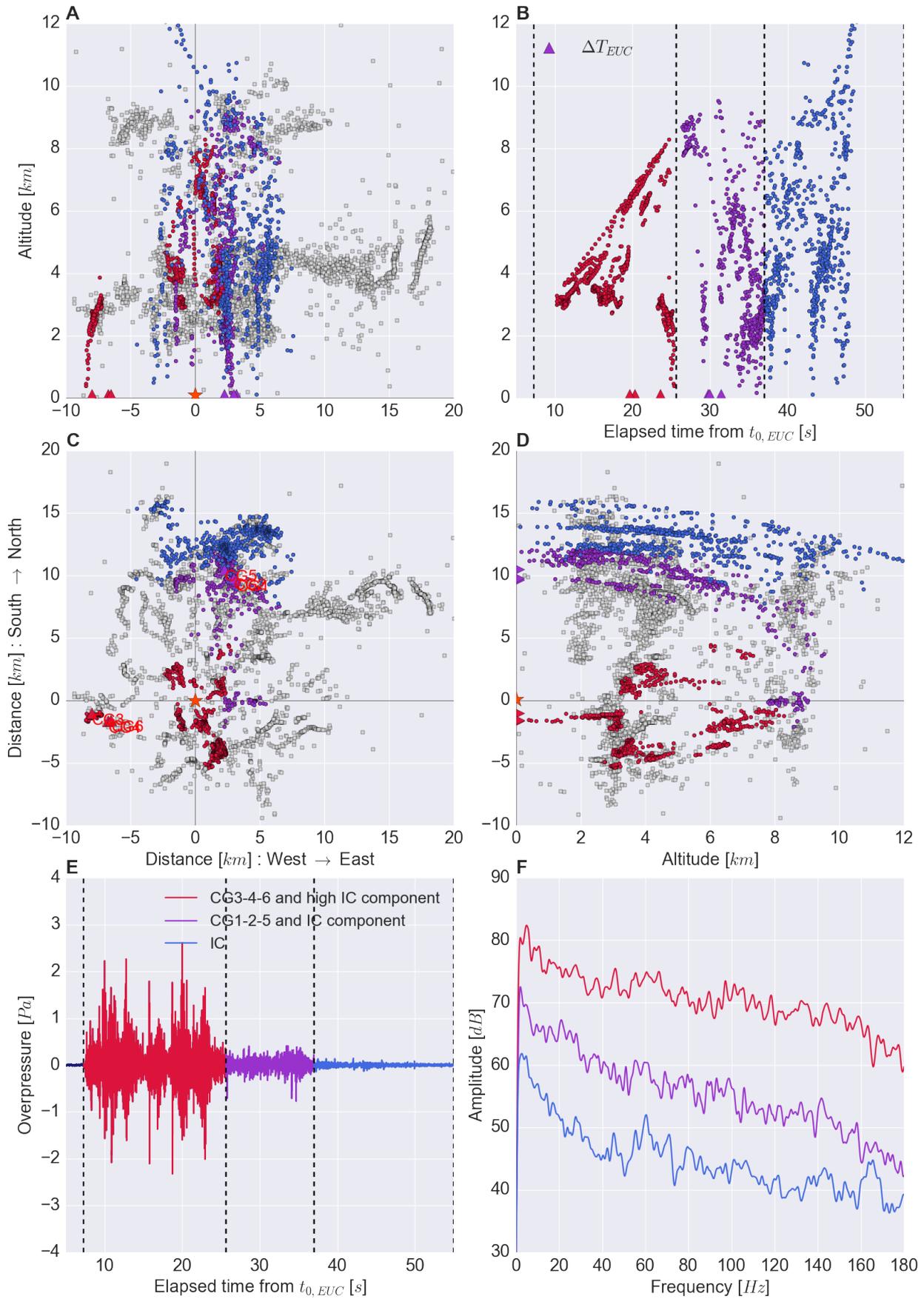


FIGURE C.23 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 20h57m17.

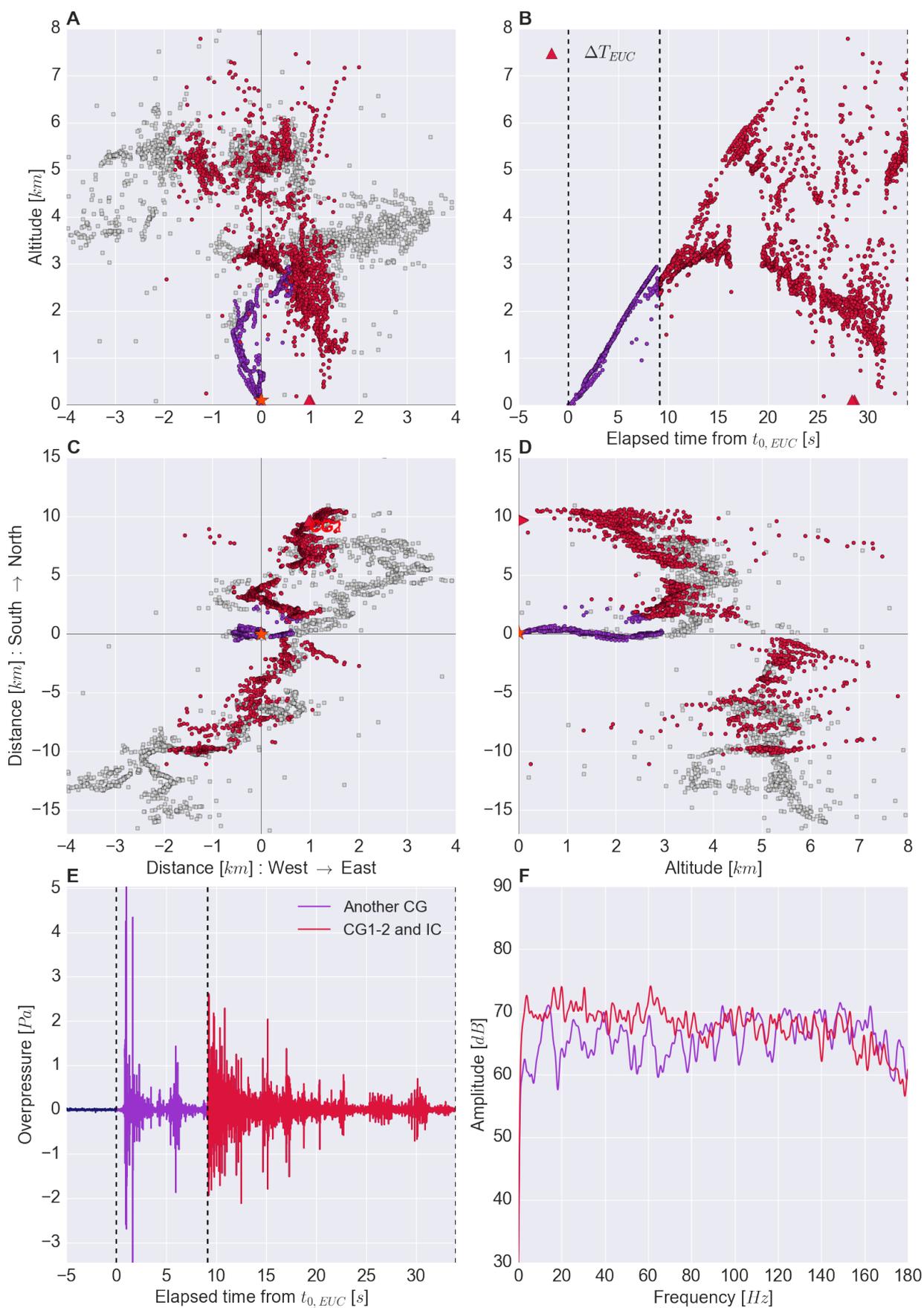


FIGURE C.24 – Reconstruction du flash du 26 octobre 2012 à 20h28m21.



# Annexe D

## Implémentation du code

Cette annexe a pour objectif de présenter un peu plus en détail la façon dont le modèle du tonnerre a été implémenté numériquement. Les différentes étapes de la figure 4.24 sont détaillées ici.

### D.1 Création de la géométrie

La première étape de l'algorithme consiste en la création de la géométrie de l'éclair. Le squelette de l'éclair est généré à partir du modèle 3D qui a été présenté dans la section 4.2. À cette étape tous les paramètres sont possibles pour l'éclair. On peut notamment choisir le point de départ de l'éclair (dont l'altitude initiale), la longueur des brins, les valeurs statistiques (moyenne et écart-type) pour le calcul aléatoire des angles  $\theta'_i$  et  $\varphi'_i$  etc. Certains paramètres sont considérés comme standards : il s'agit de ceux qui permettent d'imiter le comportement d'un CG-. Une fois le squelette de l'éclair créé, il est ensuite discrétisé en  $N$  sources ponctuelles. Ce nombre de source dépend à la fois du nombre total de brins générés pour un éclair et du nombre de sources par brins choisi. Le nombre de brins générés fluctue d'un éclair à l'autre. En effet tant que l'éclair ne touche pas le sol celui-ci continue de s'auto-générer. Concernant le nombre de sources par brin, le nombre optimal a été discuté dans la section 4.4.1.

En sortie de cette première étape, on obtient les coordonnées cartésiennes  $X_{ec}^n$  de chaque source  $n$  de l'éclair sous la forme d'un tableau. D'autres informations telles que les angles aléatoirement tirés, les coordonnées au sol de la position finale (point d'impact), les angles moyens etc. sont également enregistrées. Dans la pratique, un grand nombre d'éclairs (entre 1000 et 10000) sera tiré aléatoirement. Un échantillon parmi ce grand nombre d'éclairs sera réalisé de manière à conserver une distribution homogène en azimut d'éclairs.

### D.2 Création du réseau de capteurs de mesure

La deuxième étape consiste en la création d'un réseau virtuel de capteurs. Ce réseau est constitué de microphones dont on choisit la fréquence d'échantillonnage, la durée d'enregistrement et la position notée  $X_{mic}^m$  pour le  $m^{\text{ème}}$  microphone. L'ensemble de ces informa-

tions sont également stockées dans un tableau. La fréquence d'échantillonnage des microphones  $f_e$  a une importance capitale puisqu'elle sera la même pour la création du signal source et pour toutes les opérations de traitement du signal qui interviendront par la suite. Cependant, au même titre que la durée de l'enregistrement, cette grandeur rendra le calcul d'autant plus long qu'elle sera élevée.

Pour imiter les mesures analysées dans le Chapitre 3, il est important de bien maîtriser la distance des éclairs au réseau, puisque nous avons démontré la dépendance à la distance à la source de plusieurs grandeurs physiques (énergie par longueur de l'éclair, centre de gravité spectral). Or, comme les éclairs sont générés aléatoirement à partir d'un point de départ haut en altitude, leurs points d'impacts au sol sont situés aléatoirement. C'est pourquoi, une fois que les éclairs sont générés, ceux-ci sont translatés de façon à ce que leurs points d'impacts se situent au centre du repère en (0.0;0.0;0.0). De cette façon, le réseau de capteur standard utilisé est alors constitué de 9 microphones formant un réseau linéaire sur l'axe Ouest-Est à des distances allant de 100 à 25,600 m, afin de reproduire la gamme de distance dont nous disposons dans les mesures tout en ayant un contrôle maximal sur les distances des éclairs au réseau.

### D.3 Calcul de $G_{tot}$

La troisième étape de la simulation constitue le calcul de la réponse impulsionnelle de l'éclair qui permettra de décrire la propagation en incluant les effets de géométrie. Dans la Section 4.1 nous avons montré que la forme de l'onde de pression reçue par un observateur s'écrivait dans le domaine fréquentiel comme le produit de cette réponse impulsionnelle  $\tilde{G}_{tot}(\omega)$  et du spectre de la source  $\tilde{s}(\omega)$ . C'est pourquoi, la connaissance de la source n'est pas nécessaire à ce stade dans le calcul de  $G_{tot}$ . L'équation (4.16) montre que pour calculer  $G_{tot}$  seule la connaissance de l'ensemble des distances de chaque source de l'éclair au point d'observation est nécessaire. Ainsi, on commence par le calcul de l'ensemble des distances  $R_n^m$  de chaque source  $n$  à un microphone  $m$ . Une fois ces distances calculées, on obtient les temps de vol associés  $\tau_n^m = R_n^m/c_0$  (puisque l'on est en propagation directe de la source au capteur) ainsi que les amplitudes  $A_n^m$  de chaque contribution. Si nous considérons le cas avec absorption, le coefficient d'atténuation  $\alpha(f)$  est évalué à cette étape; l'équation (4.38) est utilisée pour le calcul de  $G_{tot}$ . Au contraire, si l'on souhaite calculer le cas sans absorption, la même équation est utilisée, mais avec  $\alpha = 0 \forall f$  (ce qui revient à l'expression (4.16)). Enfin, une fois les  $\tau_n^m$  et  $A_n^m$  évalués, il devient possible de calculer, pour chaque pas en fréquence,  $\tilde{G}_{tot}^m$  au capteur  $m$ . Ce calcul est ensuite réitéré pour chaque capteur du réseau. À la sortie de cette étape de calcul, on obtient  $\tilde{G}_{tot}$  sous sa forme complexe pour chaque microphone du réseau sélectionné.

Bien que la forme de  $G_{tot}$  soit analytique, il s'agit de la partie la plus longue du calcul. En effet, plus le nombre de sources est élevé, plus la fréquence d'échantillonnage doit être grande, et plus le calcul est long. C'est pourquoi, le calcul de  $G_{tot}$  a été parallélisé afin de permettre l'évaluation d'un grand nombre de cas en une durée raisonnable. À titre d'infor-

mation, pour un cas à 72 éclairs, avec un réseau constitué de 9 microphones et une fréquence d'échantillonnage de 6000 Hz sur une durée d'enregistrement de 30 s, il faut environ 48h pour obtenir le résultat. Ce temps moyen est donné pour une machine dédiée au calcul scientifique avec une parallélisation sur 20 cœurs.

## D.4 Choix de la source

La quatrième et dernière étape de la simulation est le choix de la source émise par les différents points de l'éclair. En réalité cette étape peut être réalisée à n'importe quel moment du code, car les trois autres étapes ne nécessitent pas la connaissance de la source. Cette étape se résume simplement au choix d'une forme d'onde  $s(t)$  (échantillonné à la même fréquence que les microphones du réseau), et au calcul de la transformée de Fourier de cette forme d'onde pour obtenir son spectre  $\tilde{s}(\omega)$ . Dans le cadre de cette étude, le choix de la forme d'onde sera réalisé entre les trois ondes présentées dans la section 4.3.

À la suite des sous sections précédentes, on voit que l'architecture du code est constituée, d'une part, du calcul de  $\tilde{G}_{tot}$ , nécessitant la géométrie d'un éclair et la création d'un réseau de mesure et, d'autre part, du calcul du spectre du signal source d'autre part. Une fois ces deux composantes indépendantes réalisées, il n'y a plus qu'à multiplier, dans le domaine fréquentiel,  $\tilde{G}_{tot}(\omega)$  et  $\tilde{s}(\omega)$  pour obtenir le spectre du signal observé en chacun des points de mesure. Pour revenir au signal temporel il suffit ensuite de calculer la transformée de Fourier inverse du spectre ainsi obtenu. La sortie finale de cette simulation est ainsi constituée de  $\tilde{P}^m(\omega)$  et de  $P^m(t)$  qui représentent respectivement le spectre et le signal temporel mesurés au  $m^{\text{ème}}$  capteur du réseau. La figure 4.24 résume schématiquement cette architecture. L'élégance de cette formulation réside dans le fait que pour une géométrie donnée on peut utiliser n'importe quel type de sources sans avoir à recalculer  $G_{tot}$ , ce qui permet un gain de temps assez considérable pour le test de la source la plus pertinente à l'étude.

À partir de ces résultats, il devient possible de confronter les résultats du modèle théorique aux mesures effectuées dans les Cévennes en octobre 2012. Cependant pour pouvoir les comparer à des résultats statistiques il est nécessaire d'étudier les résultats obtenus avec le modèle à partir d'un grand nombre d'éclairs différents. C'est dans cette optique que le calcul de  $G_{tot}$  a été parallélisé pour calculer un grand nombre de cas le plus rapidement possible. Concrètement, au début de la routine, on choisit un nombre d'éclairs à générer d'un seul coup. Puis, l'ensemble des étapes présentées précédemment sont automatiquement effectuées les unes à la suite des autres pour chacun de ces éclairs et pour chacun des points de mesure. L'ensemble des géométries d'éclair, ainsi que les résultats sont systématiquement sauvegardés sur la machine de calcul à chaque itération en vue de leurs futurs post-traitements.



# Annexe E

## Structure géométrique des éclairs étudiés au chapitre 5

Dans cette annexe, la structure géométrique des éclairs 5, 14, 43, 51, 59, étudiés dans le chapitre 5 est présentée. Notons que ces figures affichent la structure de l'éclair avant que celui-ci ait été translaté de façon à placer son point d'impact au sol aux coordonnées (0.0;0.0).

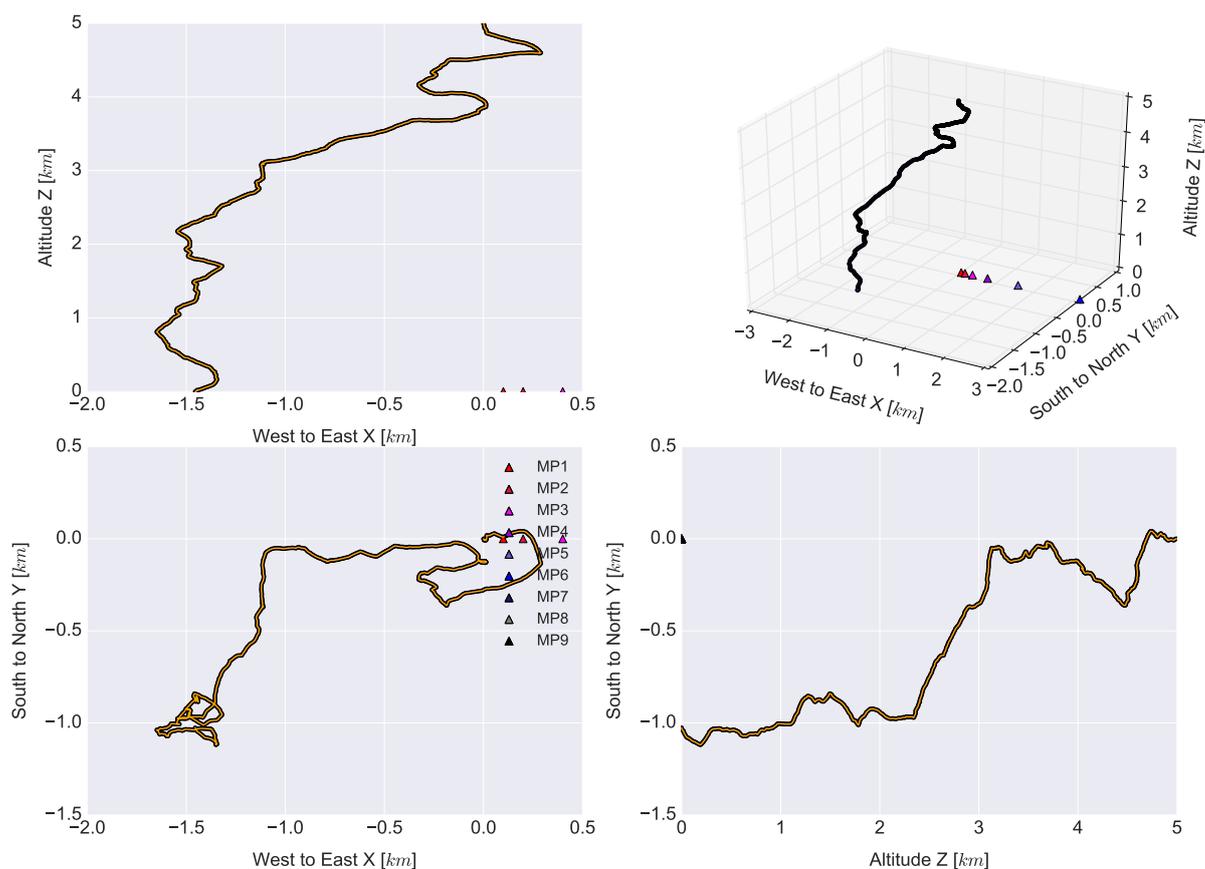


FIGURE E.1 – Structure géométrique de l'éclair numéro 5. En haut à gauche : projection Est - Ouest vs. Altitude. En haut à droite : reconstruction 3D de l'éclair. En bas à gauche : projection Est - Ouest vs. Nord - Sud. En bas à droite : projection Altitude vs Nord - Sud.

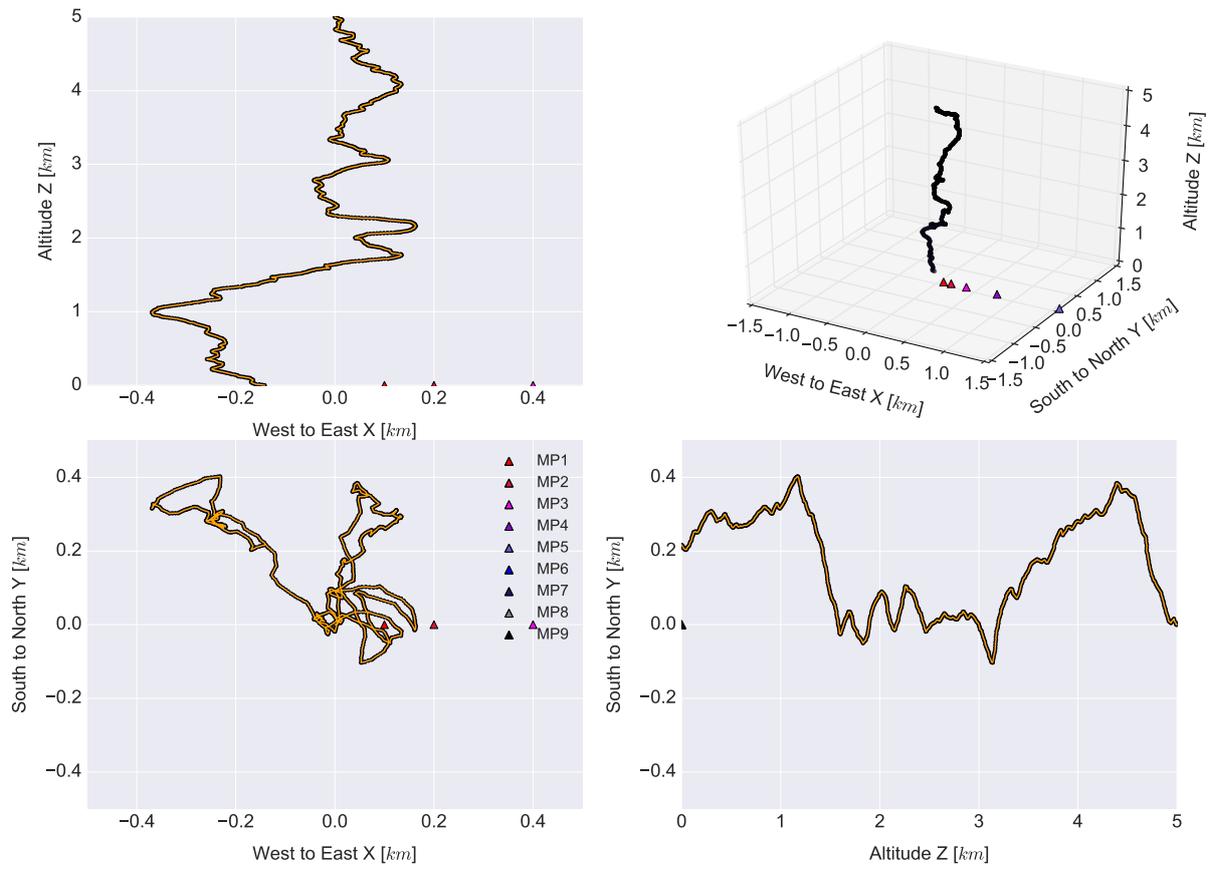


FIGURE E.2 – Même figure que la figure E.1 pour l'éclair 14.

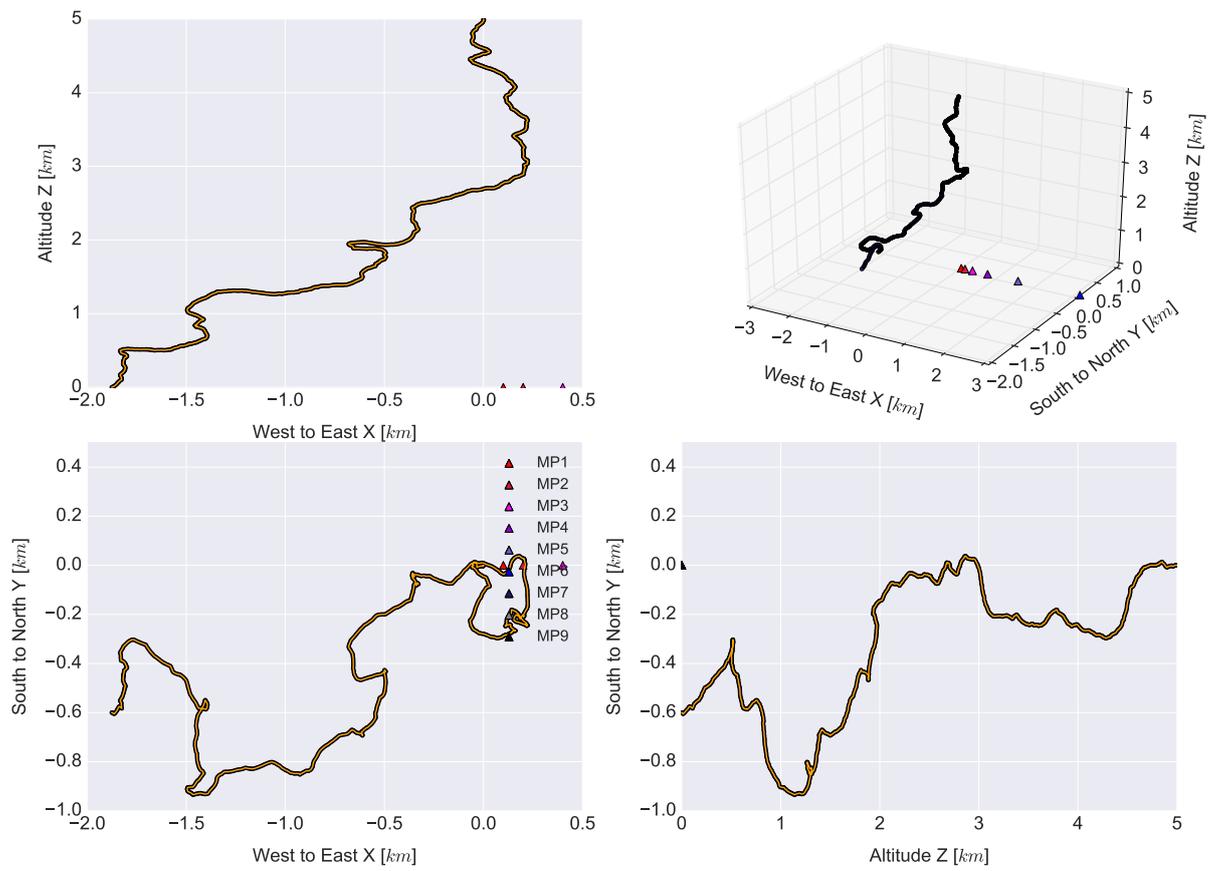


FIGURE E.3 – Même figure que la figure E.1 pour l'éclair 43.

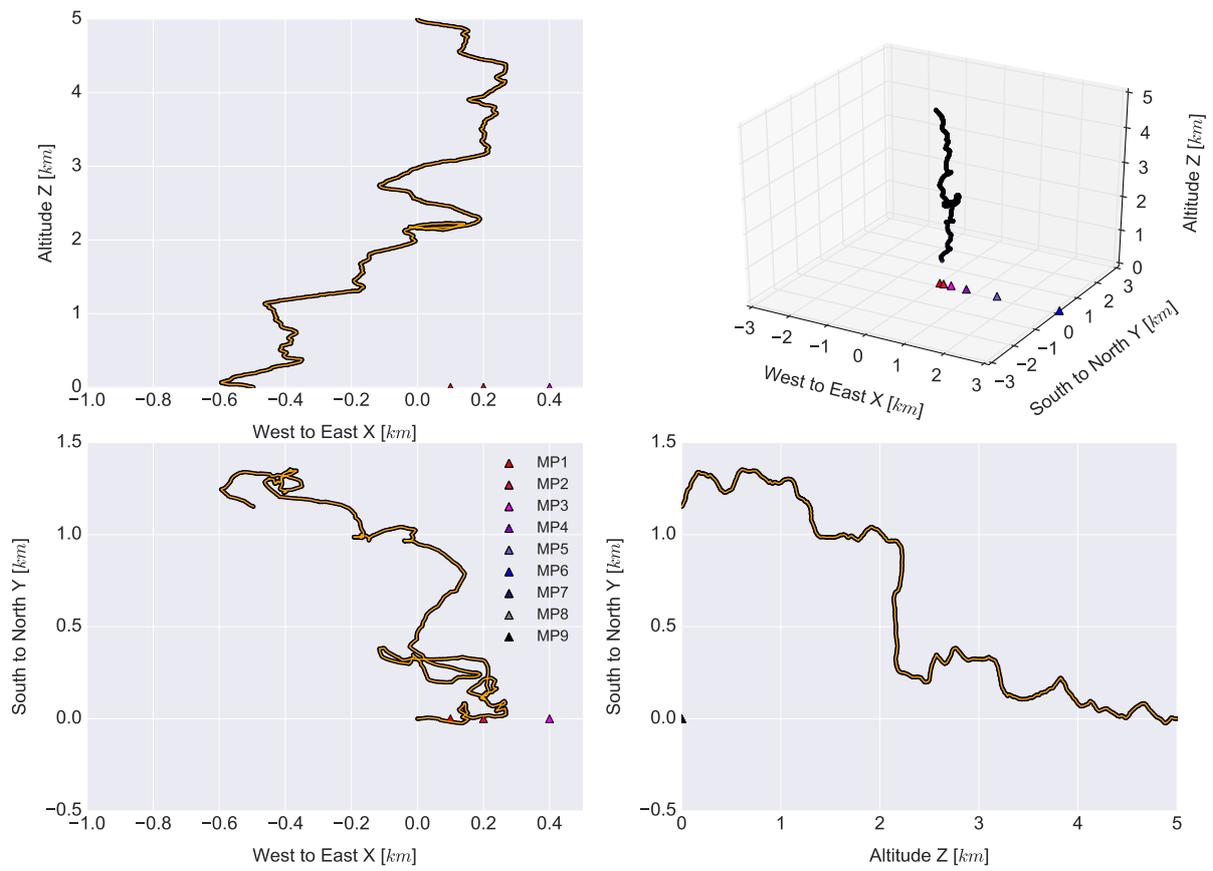


FIGURE E.4 – Même figure que la figure E.1 pour l'éclair 51.

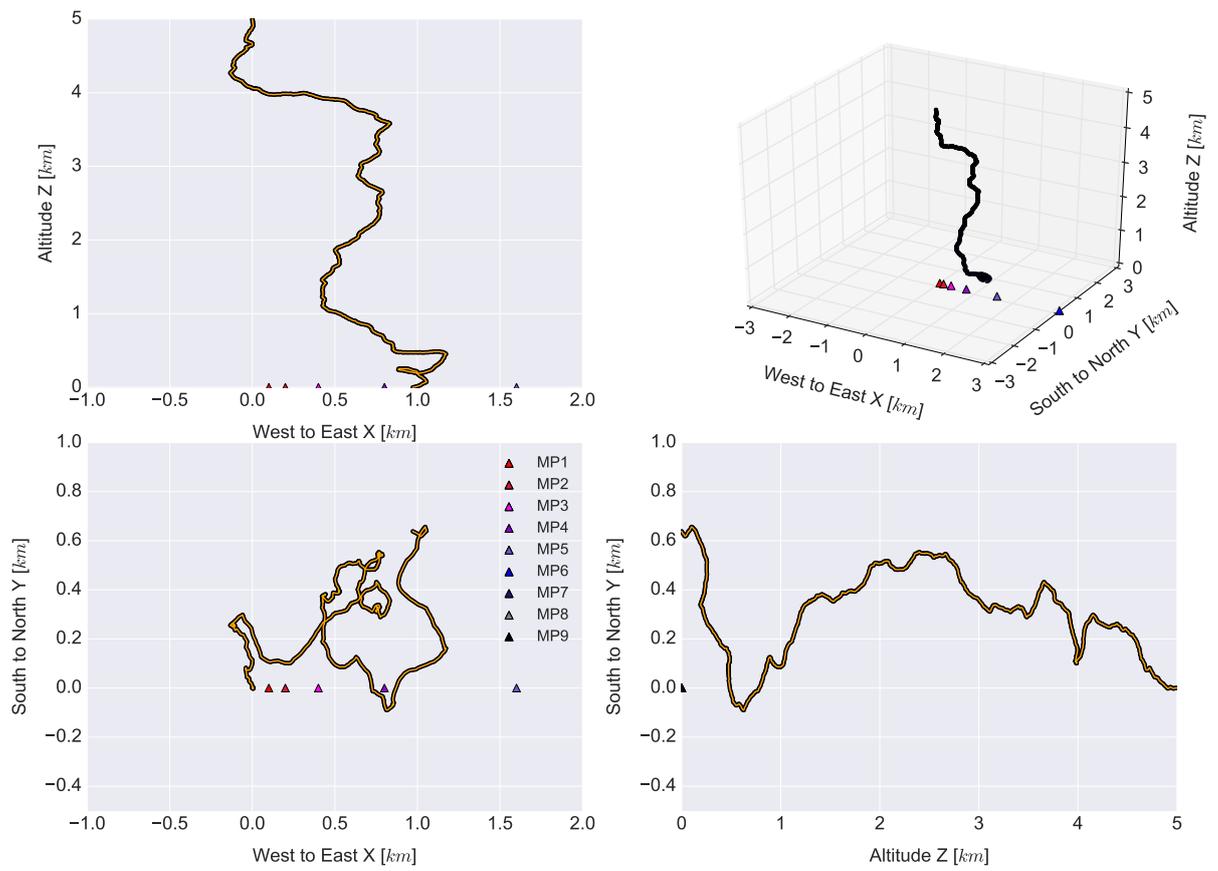


FIGURE E.5 – Même figure que la figure E.1 pour l'éclair 59.