

# UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE des Sciences de Limoges

Année : 2008

Thèse N° [49/2008]

## Thèse

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université de Limoges**

Discipline : « Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique »

Financée par

**L'institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis**

Présentée et soutenue par

**Benoît MARTIN**

le 17 octobre 2008

Etude et conception d'un étage de mise en  
forme d'impulsions ultra-large-bande de forte  
puissance

Thèse dirigée par Michèle LALANDE  
et Bruno BEILLARD

**JURY :**

### Rapporteurs

**M. Jean LAROUR**

**M. Pascal PIGNOLET**

**Directeur de Recherche CNRS**

**Professeur à l'Université de Pau**

### Examineurs

**Mme. Michèle LALANDE**

**M. Bernard JECKO**

**M. Bruno CASSANY**

**M. René VEZINET**

**M. Philippe DELMOTE**

**Professeur à L'Université de Limoges**

**Professeur à L'Université de Limoges**

**Ingénieur CEA/DAM CESTA**

**Ingénieur DGA au Centre d'Etudes de Gramat**

**Chercheur ISL**

### Invités

**M. Jean-Claude BRION**

**M. Eric MERLE**

**M. Lionel MERLAT**

**Directeur de la société EUROPULSE**

**Ingénieur CEA/DAM CESTA**

**Chercheur ISL**



## TABLE DES MATIÈRES

|  |            |
|--|------------|
| <b>TABLE DES MATIÈRES</b> . . . . .                                      | <b>ii</b>  |
| <b>LISTE DES TABLEAUX</b> . . . . .                                      | <b>vi</b>  |
| <b>LISTE DES FIGURES</b> . . . . .                                       | <b>vii</b> |
| <br>   |            |
| <b>I Contexte de l'étude</b>   | <b>5</b>   |
| <br>   |            |
| <b>CHAPITRE 1 : LE CONCEPT D'ARME HYPERFRÉQUENCE</b> . . . . .           | <b>6</b>   |
| 1.1 La guerre électronique . . . . .                                     | 6          |
| 1.1.1 Définitions . . . . .  | 6          |
| 1.1.2 Les composantes de la guerre électronique . . . . .                | 6          |
| 1.1.3 L'arme hyperfréquence . . . . .                                    | 8          |
| 1.2 Les sources d'agressions électromagnétiques . . . . .                | 9          |
| 1.2.1 L'impulsion électromagnétique d'origine nucléaire (IEMN) . . . . . | 9          |
| 1.2.2 Les sources à bande étroite (BE) et ultra-étroite (BUE) . . . . .  | 19         |
| 1.2.3 Impulsions large bande (LB) et ultra large bande (ULB) . . . . .   | 28         |
| 1.3 Eléments de vulnérabilité et susceptibilité . . . . .                | 34         |
| <br>   |            |
| <b>CHAPITRE 2 : LE PROJET GIMLI</b> . . . . .                            | <b>37</b>  |
| 2.1 Objectifs du projet . . . . .  | 37         |
| 2.2 Spécifications . . . . .   | 37         |
| 2.3 Objectif de la thèse . . . . .                                       | 38         |
| <br>   |            |
| <b>II Technologies et concepts pour l'ULB de forte puissance</b>         | <b>39</b>  |
| <br>   |            |
| <b>CHAPITRE 3 : LE GÉNÉRATEUR DE MARX COMPACT</b> . . . . .              | <b>40</b>  |
| 3.1 Principe et technologie . . . . .                                    | 40         |
| 3.2 Performances et limitations . . . . .                                | 40         |

|  |   |           |
|--|---|-----------|
| 3.2.1  | Impédance interne et transfert d'énergie . . . . .  | 41        |
| 3.2.2  | Capacités parasites . . . . .                       | 44        |
| 3.2.3  | Répétitivité . . . . .                              | 46        |
| 3.3  | Panorama des générateurs de Marx compacts . . . . . | 46        |
| <b>CHAPITRE 4 : LA COMMUTATION PAR ÉCLATEUR . . . . .</b>          |   | <b>49</b> |
| 4.1  | Introduction . . . . .                              | 49        |
| 4.2  | Claquage statique . . . . .                         | 50        |
| 4.2.1  | Avalanche électronique . . . . .                    | 50        |
| 4.2.2  | Critere de Townsend . . . . .                       | 52        |
| 4.2.3  | Loi de Paschen . . . . .                            | 53        |
| 4.2.4  | Streamer . . . . .                                  | 55        |
| 4.3  | Claquage en régime pulsé . . . . .                  | 57        |
| 4.3.1  | Phase pré-avalanche . . . . .                       | 58        |
| 4.3.2  | Phase d'avalanche . . . . .                         | 59        |
| 4.3.3  | Phase de conduction . . . . .                       | 60        |
| 4.3.4  | Effets inductifs . . . . .                          | 62        |
| 4.3.5  | Influence des impédances amont et aval . . . . .    | 63        |
| 4.3.6  | Claquage multi-canal . . . . .                      | 64        |
| 4.3.7  | Conclusion . . . . .                                | 65        |
| 4.4  | Temps de rétablissement après un claquage . . . . . | 65        |
| 4.4.1  | Mélange de gaz . . . . .                            | 66        |
| 4.4.2  | Flux gazeux . . . . .                               | 66        |
| 4.4.3  | Influence du SF <sub>6</sub> . . . . .              | 66        |
| <b>CHAPITRE 5 : MISE EN FORME D'IMPULSIONS BIPOLAIRE . . . . .</b> |   | <b>68</b> |
| 5.1  | Introduction . . . . .                              | 68        |
| 5.2  | Ligne à ondes gelées . . . . .                      | 68        |
| 5.3  | Convertisseur à ligne Blumlein . . . . .            | 72        |

|   |           |
|---|-----------|
| <b>CHAPITRE 6 : ANTENNES ULB</b>                            | <b>81</b> |
| 6.1 Positionnement du problème                              | 81        |
| 6.2 Panorama des antennes ULB                               | 82        |
| 6.2.1 Les antennes log périodiques                          | 82        |
| 6.2.2 Antennes à ondes progressives                         | 83        |
| 6.2.3 Les antennes à ouverture rayonnante                   | 88        |
| 6.2.4 Antennes IRA (Impulse Radiating Antenna) à réflecteur | 89        |

### **III Conception, caractérisation et validation d'un étage de mise en forme d'impulsions bipolaires** **91**

|   |           |
|---|-----------|
| <b>CHAPITRE 7 : DIMENSIONNEMENT ET RÉALISATION</b>        | <b>92</b> |
| 7.1 Choix technologiques                                  | 92        |
| 7.1.1 Choix de la forme du signal                         | 92        |
| 7.1.2 Choix de la mise en forme d'impulsion               | 93        |
| 7.2 Description et choix des matériaux                    | 94        |
| 7.3 Convertisseur monopolaire vers bipolaire              | 96        |
| 7.3.1 Calculs des diamètres de T1, T2 et T3               | 96        |
| 7.3.2 Calculs de la longueur de T1                        | 97        |
| 7.3.3 Dimensionnement du circuit ouvert et de la ligne T2 | 98        |
| 7.4 Conception des éclateurs                              | 104       |
| 7.4.1 Géométrie des électrodes                            | 105       |
| 7.4.2 Ligne amont   | 107       |
| 7.5 Géométrie des interfaces                              | 109       |
| 7.5.1 Interface d'entrée                                  | 110       |
| 7.5.2 Bague de guidage de la cathode                      | 111       |
| 7.5.3 Cône de terminaison du circuit ouvert               | 112       |
| 7.5.4 Jonction entre les trois lignes                     | 113       |
| 7.5.5 Sortie du dispositif de mise en forme               | 115       |
| 7.6 Simulations   | 116       |

|  |   |            |
|--|---|------------|
| 7.7  | Réalisation du prototype . . . . .                  | 117        |
| <b>CHAPITRE 8 : EVALUATION DE LA MISE EN FORME ET INTÉGRA-</b> |   |            |
| <b>TION DANS LE PROTOTYPE COMPLET . . . . .</b>                |   | <b>119</b> |
| 8.1  | Caractérisation de la mise en forme (MeF) . . . . . | 119        |
| 8.1.1  | Dispositif expérimental . . . . .                   | 119        |
| 8.1.2  | Validation de la mise en forme bipolaire . . . . .  | 123        |
| 8.1.3  | Claquage multicanaux . . . . .                      | 126        |
| 8.1.4  | Influence de la pression et de la tension . . . . . | 127        |
| 8.1.5  | Influence de la nature du gaz . . . . .             | 130        |
| 8.1.6  | Erosion des électrodes . . . . .                    | 132        |
| 8.1.7  | Reproductibilité . . . . .                          | 133        |
| 8.1.8  | Comparaison avec la simulation . . . . .            | 134        |
| 8.1.9  | Essais en récurrent . . . . .                       | 135        |
| 8.2  | Expérimentations sur le prototype complet . . . . . | 140        |
| 8.2.1  | Antenne . . . . .                                   | 140        |
| 8.2.2  | Essai à faible puissance . . . . .                  | 141        |
| 8.2.3  | Essais à forte puissance . . . . .                  | 144        |
| <b>IV</b>  | <b>Conclusion</b>                                   | <b>147</b> |
| 8.3  | Bilan des performances . . . . .                    | 148        |
| 8.4  | Résumé des performances . . . . .                   | 149        |
| 8.5  | Perspectives . . . . .                              | 150        |
| <b>BIBLIOGRAPHIE . . . . .</b>                                 |   | <b>153</b> |

## LISTE DES TABLEAUX

|     |  |     |
|-----|--|-----|
| 1.1 | Champ électrique mesuré à 2 m et 6 m dans l'axe du système "rustique".   | 28  |
| 1.2 | Classification des signaux LB et ULB de la DARPA. . . . .  | 29  |
| 1.3 | Classification des signaux BL/BUL d'après Giri. . . . .  | 29  |
| 1.4 | Agressions électromagnétiques. . . . .   | 35  |
| 3.1 | Quelques exemples de générateurs de Marx compact. . . . .  | 47  |
| 4.1 | Valeurs mesurées des paramètres A et B pour quelques gaz. . . . .  | 54  |
| 4.2 | Valeurs mesurées des paramètres $\left(\frac{E}{p}\right)_0$ et $c$ pour quelques gaz usuels. . . . .                                      | 55  |
| 4.3 | Valeurs du produit $\sigma b^2$ pour quelques gaz usuels. . . . .  | 61  |
| 4.4 | Paramètres empiriques pour une configuration pointe-plan. . . . .  | 62  |
| 7.1 | Résistivité de différents métaux (20°C). . . . .   | 95  |
| 7.2 | Propriétés des matières plastiques courantes source (Angst+Pfister). . . . .   | 96  |
| 7.3 | Paramètres géométriques des dispositifs Blumlein court (2 ns) et long (4 ns). . . . .  | 105 |
| 8.1 | Caractéristiques des générateurs de Marx. . . . .  | 120 |
| 8.2 | Caractéristiques des cellules de calibration. . . . .  | 122 |
| 8.3 | Paramètres du système pour le premier essai. . . . .   | 123 |
| 8.4 | Comparaison des performances des sources d'impulsion ULB . . . . .   | 149 |
| 8.5 | Résumé des performances de la mise en forme bipolaire alimentée par un générateur de Marx ISL mono-coup . . . . .                          | 150 |
| 8.6 | Résumé des performances de la mise en forme bipolaire courte alimentée par un transformateur Tesla (CEA/CESTA) en fonctionnement mono coup | 150 |
| 8.7 | Résumé des performances de la mise en forme bipolaire en fonctionnement répétitif . . . . .  | 150 |
| 8.8 | Couverture spectrale pour les deux lignes . . . . .  | 151 |

## LISTE DES FIGURES

|      |  |    |
|------|--|----|
| 1.1  | Le Dupuy de Lôme : navire spécialisé dans l'interception de communication (Source Thales Naval). . . . .   | 7  |
| 1.2  | Effet Compton. . . . .   | 10 |
| 1.3  | Génération d'une IEMN de haute altitude. . . . .   | 12 |
| 1.4  | Forme simplifiée d'un choc IEMN $T_m = 10$ ns, $T_d = 250$ ns, $1/\pi T_d = 1.3$ MHz, $1/\pi T_m = 30$ MHz. . . . .  | 13 |
| 1.5  | Génération d'une IEMN de haute altitude. . . . .   | 13 |
| 1.6  | Distribution du courant Compton dans une explosion nucléaire à proximité du sol. . . . .   | 14 |
| 1.7  | Formation d'un flux de courant toroïdal résultant du déplacement de charges Compton après une explosion nucléaire au niveau du sol. . . . .  | 15 |
| 1.8  | Intensité de l'IEMN en fonction de l'altitude et de la puissance de la bombe. . . . .  | 17 |
| 1.9  | Géométrie et dimension du simulateur NOTES décrit dans. . . . .  | 18 |
| 1.10 | Simulateur d'IEMN Defence R&D Canada. De gauche à droite : Charge résistive, zone de test, local abritant le générateur de Marx 600 kV (source <a href="http://www.ottawa.drdc-rddc.gc.ca">www.ottawa.drdc-rddc.gc.ca</a> ). . . . . | 19 |
| 1.11 | Simulateurs d'IEMN : NOTES (a), HPD-II ( <a href="http://www.wsmr.army.mil">www.wsmr.army.mil</a> ) (b), WIS ( <a href="http://www.bwb.org">www.bwb.org</a> )(c). . . . .  | 20 |
| 1.12 | Impulsion à bande étroite : évolution temporelle (diagramme du haut) , répartition spectrale (diagramme du bas). . . . .   | 21 |
| 1.13 | Schéma de principe d'une source à tube hyperfréquence. . . . .   | 22 |
| 1.14 | Schémas de principe d'une source BE/BUE à tube hyperfréquences. . . . .  | 23 |
| 1.15 | Classification des tubes hyperfréquences. . . . .  | 24 |
| 1.16 | Performances de quelques oscillateurs à tubes hyperfréquences de forte puissance. . . . .  | 24 |
| 1.17 | Puissance crête de différents types de tube en fonction de la fréquence du signal hyperfréquence de sortie. . . . .  | 25 |



|      |   |    |
|------|---|----|
| 1.18 | Trois version du système ADS : (a) déployable (prototype), (b) mobile sur un Humvee hybride et (c) intégrer dans un conteneur blindé. . . . .   | 27 |
| 1.19 | Exemple de source rustique. . . . .   | 27 |
| 1.20 | Schéma de principe d'une source d'impulsion ULB de haute puissance. . . . .   | 30 |
| 1.21 | Vue externe du système développé au IHCE : (1) Transformateur de Tesla, (2) Thyristor de commande, (3) éclateur de transfert, (4) ligne de transmission, (5) mise en forme d'impulsion, (6) ligne de transmission, (7) antenne large bande. . . . . | 31 |
| 1.22 | Vue externe du système avec le réseau de 16 antennes : (1) Transformateur de Tesla, (2) mise en forme d'impulsion bipolaire, (3) Transformateur d'impédance, (4) répartiteur 1 vers 16, (5) réseau d'antennes ULB. . . . .                          | 31 |
| 1.23 | Schéma électrique équivalent de la source développée par le Propulsion Physics Laboratory, Soreq NRC en Israël. . . . .   | 32 |
| 1.24 | Source large bande développée par le Propulsion Physics Laboratory, Soreq NRC en Israël. . . . .  | 32 |
| 1.25 | Le système américain JOLT. . . . .  | 33 |
| 1.26 | Forme typique des systèmes résonnants large bande (source DIEHL). . . . .   | 33 |
| 1.27 | Système DS-110 de la firme DIEHL (source DIEHL). . . . .  | 34 |
| 3.1  | Schéma électrique d'un générateur de Marx. . . . .  | 40 |
| 3.2  | Schéma équivalent d'un générateur de Marx sur une charge capacitive $C_s$ . . . . .   | 41 |
| 3.3  | Taux de transfert d'énergie ( $\eta$ ) et tension de sortie réduite ( $V_{smax}/V_0$ ) en fonction du rapport $C_s/C_m$ . . . . .   | 43 |
| 3.4  | Influence du nombre d'étage sur l'efficacité ( $V_{smax}/V_0$ ) du générateur de Marx. . . . .  | 44 |
| 3.5  | Générateur de Marx avec les capacités parasites entre étages et vers la masse. . . . .  | 45 |
| 3.6  | Maquette d'un générateur de Marx ISL. . . . .   | 47 |
| 3.7  | Vue 3D d'une galette (a),(b) et d'un assemblage de 4 étages (c). . . . .  | 48 |

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 4.1 | Comparaison entre les courbes de Paschen mesurées et calculées pour de l'azote (gauche) et du SF <sub>6</sub> (droite). . . . . | 54 |
| 4.2 | Renforcement du champ lié à la charge d'espace. . . . .   | 56 |
| 4.3 | Développement d'un streamer positif (à gauche) et d'un streamer négatif (à droite). . . . .                                     | 56 |
| 4.4 | Les trois phases d'un claquage en régime pulsé : pré-avalanche, avalanche et conduction. . . . .                                | 57 |
| 4.5 | Schéma équivalent d'un éclateur avec les capacités distribuées en amont et en aval dans une structure coaxiale. . . . .         | 63 |
| 5.1 | Mise en forme par ligne à onde gelée. . . . .   | 69 |
| 5.2 | Circuit équivalent à $t = T_0+$ . . . . .   | 70 |
| 5.3 | Chronogramme de la mise en forme bipolaire par ligne à ondes gelées. . . . .  | 71 |
| 5.4 | Principe de la mise en forme bipolaire à convertisseur. . . . .   | 72 |
| 5.5 | Schéma électrique équivalent d'une mise en forme bipolaire à ligne Blumlein. . . . .  | 72 |
| 5.6 | Circuit équivalent à $t = T_0 + \tau$ . . . . .   | 74 |
| 5.7 | circuit équivalent en sortie de T1 à $t = T_0 + 3\tau$ . . . . .  | 75 |
| 5.8 | Circuit équivalent en sortie de T2 à $t = T_0 + 3\tau$ . . . . .  | 76 |
| 5.9 | Chronogramme de la mise en forme bipolaire par ligne Blumlein. . . . .  | 80 |
| 6.1 | Antenne log périodique. . . . .   | 83 |
| 6.2 | antenne spirale plane (a) - antenne log conique spirale (b). . . . .  | 84 |
| 6.3 | antenne conique sur plan de masse (a) - antenne bi cône filaire (b). . . . .  | 85 |
| 6.4 | Antenne coplanaire à fente linéaire (a) à discontinuités (b) exponentielle (c) . . . . .  | 85 |
| 6.5 | antenne Vivaldi coplanaire. . . . .   | 86 |
| 6.6 | Antenne filaire. . . . .  | 86 |
| 6.7 | Antenne filaire à 4 brins avec des charges d'extrémité. . . . .   | 87 |
| 6.8 | Antenne Ciseaux. . . . .  | 88 |
| 6.9 | Schéma d'un cornet TEM. . . . .   | 88 |

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 6.10 | Cornet à double ridge EMCO 3115. . . . .  | 89  |
| 6.11 | Schéma de principe de l'antenne IRA comportant l'excitation électrique,<br>les lignes plates et les terminaisons. . . . .                                   | 90  |
| 6.12 | Antennes FRI-IRA-3 (a) et CIRA-2 (b). . . . .   | 90  |
| 7.1  | Comparaison entre les impulsions de type monopolaire (noir) et bipolaire (rouge et vert) dans le domaine temporel (gauche) et fréquentiel (droite). . . . . | 92  |
| 7.2  | Schéma simplifié en coupe de la mise en forme bipolaire. . . . .  | 95  |
| 7.3  | Schéma électrique équivalent de la mise en forme bipolaire. . . . .   | 96  |
| 7.4  | Vue en coupe simplifiée de la ligne Blumlein. . . . .   | 97  |
| 7.5  | Schéma de la solution étudiée pour la géométrie de T2 (les proportions ne sont pas respectées). . . . .   | 99  |
| 7.6  | géométrie de départ du circuit ouvert. . . . .  | 99  |
| 7.7  | Comparaison entre les paramètres choisis et les paramètres optimum. . .   | 101 |
| 7.8  | Schéma de l'interface POM/PP avec conservation de l'impédance dans T2. . . . .  | 101 |
| 7.9  | Simulation du signal transmis à travers la transition PP-POMH pour $L_1 = 25$ mm. . . . .   | 102 |
| 7.10 | Temps de propagation dans la ligne T2. . . . .  | 103 |
| 7.11 | Ajustement du temps de propagation de T2 : simulation pour $L_{pp} = 20$ mm ; $L_{pom} = 8.2$ mm. . . . .   | 104 |
| 7.12 | Vue en coupe de la ligne Blumlein. . . . .  | 105 |
| 7.13 | Vue en coupe des électrodes de l'éclateur de peaking : cathode mobile (à gauche) et anode fixe (à droite). . . . .  | 106 |
| 7.14 | Configurations des électrodes de l'éclateur de peaking. . . . .   | 107 |
| 7.15 | Vue en coupe de l'électrode mobile de l'éclateur de coupure (crowbar). . . . .  | 108 |
| 7.16 | Configuration des électrodes de l'éclateur de coupure. . . . .  | 108 |
| 7.17 | Modèle 3D sous CST EM du système de mise en forme. . . . .  | 109 |
| 7.18 | Vue 3D en coupe de la mise en forme bipolaire. . . . .  | 110 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 7.19 | Détail en coupe de l'interface 1. . . . .  | 110 |
| 7.20 | Module du champ électrique le long de l'interface 1. . . . .   | 111 |
| 7.21 | Détail des interfaces 2 et 3. . . . .  | 111 |
| 7.22 | Comparaisons entre la composante tangentielle et le module de la résultante pour les interfaces de la pièce de guidage : interface 2 (à gauche) et interface 3 (à droite). . . . . | 112 |
| 7.23 | Détail de l'interface 4 entre le cône en POM et l'isolant PP de la ligne T2.   | 113 |
| 7.24 | Comparaison entre la composante tangentielle et le module de la résultante du champ électrique pour l'interface 4. . . . .   | 113 |
| 7.25 | Détail de la jonction centrale et de l'interface 5. . . . .  | 114 |
| 7.26 | Comparaison entre le module du champ le long de la l'interface 4 et la composante tangentielle à celle ci. . . . .   | 114 |
| 7.27 | Détail de l'interface de sortie. . . . .   | 115 |
| 7.28 | Comparaison entre le module du champ électrique sa composante tangentielle le long de la l'interface 6. . . . .  | 116 |
| 7.29 | Modele 3D CST Microwave Studio de la ligne de mise en forme bipolaire.   | 116 |
| 7.30 | Comparaison entre l'excitation gaussienne et la tension de sortie simulée sous CST Microwave Studio de la ligne de mise en forme. . . . .  | 117 |
| 7.31 | Vue éclatée du prototype de mise en forme bipolaire (ligne courte). . . .  | 118 |
| 8.1  | Dispositif expérimental pour la caractérisation de l'étage de mise en forme bipolaire (version 2ns). . . . .   | 119 |
| 8.2  | Montage d'une sonde SIE-100 à travers la paroi d'un guide. (Source VOSS Scientific LLC) . . . . .  | 121 |
| 8.3  | Calibration avec la cellule coaxial 137 à l'aide de l'analyseur vectoriel. . .   | 122 |
| 8.4  | Rapport entre la tension dans la ligne et la tension délivrée par les sondes n°122 (à gauche) et n°123 (à droite). . . . .   | 122 |
| 8.5  | Tension mesurée en sorte de la mise en forme par la sonde SIE-100 n°122. Configuration 2 ns à droite et 4 ns à gauche. . . . .   | 124 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 8.6  | Spectres normalisés des signaux bipolaires dans les configurations longue (en rouge) et courte (en noir). . . . .  | 125 |
| 8.7  | Comparaison entre la correction par un facteur constant (noir) et celle utilisant une compensation d'amplitude et de phase (rouge). . . . .  | 125 |
| 8.8  | Mise en évidence du claquage multi canal : traces des claquages vers l'électrode annulaire en rouge. Le cercle vert indique l'endroit du claquage du premier éclateur (peaking). . . . . | 126 |
| 8.9  | Anode fixe après 250 décharges. . . . .  | 127 |
| 8.10 | Influence de la tension et de la pression d'air comprimé sur l'amplitude crête à crête mesurée en sortie de mise en forme. . . . .   | 128 |
| 8.11 | Tension mesurée en sortie du générateur de Marx (SIE-100 n°123) pour différentes tension de charge avec une pression de 35 bars d'air comprimé dans la chambre d'éclateur. . . . .       | 129 |
| 8.12 | Influence de la pression des éclateurs sur l'amplitude crête à crête de l'impulsion bipolaire pour différente tension de charge du générateur de Marx. . . . .                           | 129 |
| 8.13 | Influence de la pression à tension de charge constante (Marx 12 étages sous 30 kV). . . . .  | 130 |
| 8.14 | Influence de la nature du gaz. . . . .   | 131 |
| 8.15 | Electrode commune avant (gauche) et après une campagne de 150 tirs dans l'air synthétique. Le diamètre des pièces est d'environ 50 mm. . .   | 132 |
| 8.16 | Jeu d'électrodes en acier inoxydable après 200 décharges dans l'azote. .   | 132 |
| 8.17 | Détail de l'électrode annulaire : projection de cuivre arraché à l'électrode commune en laiton. . . . .  | 133 |
| 8.18 | Evaluation expérimentale de la reproductibilité tir à tir de la mise en forme bipolaire (ligne courte). . . . .  | 134 |
| 8.19 | Comparaison entre la simulation et la mesure du signal bipolaire. . . . .  | 134 |
| 8.20 | Schéma électrique équivalent du dispositif expérimental ISL/CEA avec un éclateur additionnel. . . . .  | 136 |

|       |   |       |
|-------|---|-------|
| 8.21  | Mise en forme bipolaire connectée sur un transformateur de Tesla (CEA) pour les essais en récurrent. . . . .  | 137   |
| 8.22  | Comparaison des signaux bipolaires générés au cours des essais à l'ISL (noir) et au CEA/CESTA (rouge). . . . .  | 137   |
| 8.23  | Comparaison du signal bipolaire avec et sans éclateur additionnel. . . . .  | 138   |
| 8.24  | Distribution de l'amplitude pic à pic du signal bipolaire dans une rafale de 500 coups à deux fréquences de répétition : 100 Hz (rouge) et 200 Hz (vert). . . . . | 139   |
| 8.25  | Distribution de l'amplitude pic à pic du signal bipolaire. . . . .  | 139   |
| 8.26  | Vue 3D du prototype d'antenne pour la source GIMLI. . . . .   | 140   |
| 8.27  | schéma de la mesure du champ rayonné dans l'axe de l'antenne (faible amplitude). . . . .  | 141   |
| 8.28  | Impulsion bipolaire en entrée d'antenne d'émission (en haut), champ électrique rayonné à 8.4 m dans l'axe de tir (en bas). . . . .                                | 142   |
| 8.29  | Spectre normalisé du champ rayonné dans l'axe à 8.4 m. . . . .  | 143   |
| 8.30  | Comparaison entre la mesure et la simulation CST du champ lointain ramené à 1m dans l'axe de l'antenne pour une excitation de 1V pic à pic. . . . .               | 144   |
| 8.31  | Dispositif pour les essais à forte puissance. . . . .   | 145   |
| 8.32  | Antenne du système GIMLI dans la chambre anechoïque pour les tests en forte puissance. . . . .  | 145   |
| 8.33  | Mesure de la tension en entrée d'antenne d'émission et champ électrique à 8 m dans l'axe. . . . .   | 146   |
| II.1  | Simulation paramétrique de l'onde réfléchie sur le circuit ouvert . . . . .   | xix   |
| III.1 | Vue éclatée de l'électrode annulaire et de l'intérieur de la ligne T2. . . . .  | xx    |
| III.2 | Vue éclatée de la section amont des éclateurs. . . . .  | xx    |
| IV.1  | Fonction de transfert tap-off + câble + atténuateur . . . . .   | xxii  |
| IV.2  | Fonction de transfert du câble 'Sonde' . . . . .  | xxiii |

|       |  |        |
|-------|--|--------|
| V.1   | Champs rayonné dans l'axe à 8.4 m (en haut), composante <2GHz (au milieu), composante >2GHz (en bas) . . . . . | xxiv   |
| VI.1  | Vues 3D de l'antenne du système GIMLI . . . . .  | xxv    |
| VII.1 | Antenne du système GIMLI équipée de la transition coaxial 137 mm vers N en entrée. . . . .                     | xxvi   |
| VII.2 | Comparaison entre la mesure du paramètre $S_{11}$ et la simulation de l'antenne du système GIMLI. . . . .      | xxvii  |
| VII.3 | schéma de la mesure des lobes secondaires liés aux ridges . . . . .  | xxvii  |
| VII.4 | Mise en évidence de l'effet des ridges . . . . .   | xxviii |





## Remerciements

Mes premiers remerciements sont adressés à l'ingénieur général de l'armement Alain PICQ et au MinR Michael WEIAND directeurs de l'Institut Franco-allemand de Recherches de Saint-Louis (ISL), pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans de bonnes conditions.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur le Professeur Bernard JECKO, directeur du département onde et phénomènes associés du laboratoire XLIM de l'université de Limoges, ainsi qu'à Madame le Professeur Michèle LALANDE pour avoir assuré la direction de cette thèse.

Je remercie Monsieur le Professeur Jean LAROOUR, directeur de recherche au laboratoire de Physique et Technologie des Plasmas de l'Ecole Polytechnique ainsi que Monsieur le Professeur Pascal Pignolet du laboratoire de génie électrique de l'université de Pau, pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce mémoire.

J'exprime ma profonde gratitude à Mr. Eric MERLE directeur du Laboratoire des Sources de Rayonnement et Vulnérabilité (LSRV) du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) ainsi qu'à Mr. Bruno CASSANY, ingénieur au LSRV pour avoir accepté d'examiner mon travail de thèse et pour la sympathie de leur accueil durant les expérimentations effectuées au Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine.

J'exprime ma sincère reconnaissance à Mr. René VEZINET, ingénieur au Centre d'Etudes de Gramat, pour avoir accepté de juger ce travail.

Je suis particulièrement reconnaissant envers Mr. Philippe DELMOTE, chercheur dans le groupe micro-onde de forte puissance (EMW) de l'ISL pour avoir assuré un encadrement efficace de ma thèse tout en coordonnant mes travaux sur le projet GIMLI.

J'adresse mes remerciements à Mr. Jean-Claude BRION, ingénieur et directeur de la société EuroPulse pour les discussions enrichissantes et conviviales que nous avons pu avoir et qui me fait l'honneur de participer à ce jury.

Je remercie Mr. Lionel MERLAT, responsable du groupe EMW de l'ISL pour ses conseils avisés.

Je ne saurais oublier Mrs. François BIETH, Jean-Pierre DUPEROUX et Rainer BI-

SHOFF du groupe EMW de l'ISL pour m'avoir apporté un soutien scientifique précieux et des conseils avisés tout au long de cette thèse.

Je n'oublierais pas Mr. Joseph WEY à qui j'adresse ma profonde reconnaissance pour m'avoir initié au travail de la recherche.

JA zahvalnost Alexandre STEFANOVIC, istovrstan industrijski okolo ISL pa ekspert iko bourek.

J'associe enfin à ces remerciements tous les membres du bureau d'études et d'ingénierie ainsi que l'atelier central de l'ISL qui ont contribué à la réussite de ce projet.

Enfin, un immense merci à Mathilde pour m'avoir toujours soutenu et pour m'avoir permis de mener à bien la rédaction de ce mémoire.

# **Introduction**

Les impulsions ultra large bande (ULB) se caractérisent par leur grande étendue spectrale. A l'image d'un Dirac, cette propriété se traduit dans le domaine temporel, par une durée très brève. La commission américaine des communications (FCC) définit les signaux ULB par une largeur de bande de 20 % de la fréquence centrale. Néanmoins, dans le cas où cette largeur est supérieure à 500 MHz, le signal peut être considéré comme ULB quelque soit la fréquence centrale. Ces impulsions se distinguent des signaux harmoniques traditionnels par l'absence de porteuse. En effet, la plupart des dispositifs radiofréquences utilisent la modulation d'une porteuse haute fréquence afin de décaler le signal en bande de base vers la bande d'émission. Ainsi, une source ULB rayonne directement en bande de base.

Longtemps restée en marge de l'électronique harmonique classique, la technologie ULB profite depuis les années 90 de l'émergence de nouvelles applications et connaît un essor important. Outre la détection et l'identification de cibles, les télécommunications exploitent les caractéristiques fréquentielles particulières des signaux ULB. De plus, les progrès technologiques réalisés au cours des dix dernières années, tant sur les générateurs que sur les outils d'acquisition et d'analyse permettent aujourd'hui de développer des systèmes ULB concrets. Par conséquent, la gamme d'applications des impulsions ULB s'est étendue à de nombreux domaines comme par exemple le traitement des tumeurs [1].

Les propriétés des signaux ULB peuvent être également exploitées dans l'attaque électronique dès lors que la puissance transportée par le rayonnement électromagnétique est suffisante pour perturber un circuit. La source devient alors une arme à énergie dirigée. Le terme de micro-onde de forte puissance (MFP) est généralement employé pour qualifier ce type de système même si les fréquences couvertes ne sont pas exclusivement dans le domaine des hyperfréquences.

Après 2001, le défi posé par la lutte contre le terrorisme a fait naître un nouveau besoin pour des systèmes compacts de forte puissance, fiables et robustes capables de neutraliser des circuits électroniques à distance. Cette demande est également exprimée dans le domaine de la sécurité et notamment pour ce qui concerne l'arrêt de véhicules suspects ou la protection des infrastructures critiques. Dans ce contexte, l'Institut

Franco-allemand de Recherches de Saint-Louis (ISL) a lancé en 2005 le projet GIMLI (Générateur d'Impulsion Modulée en Largeur et en Intensité). Cette étude vise à développer une source ULB de forte puissance et compacte pour les applications de défense et sécurité.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de ce projet. L'objectif est d'étudier et de concevoir un dispositif de mise en forme ULB compact pour le prototype GIMLI.

La première partie de ce mémoire replace l'étude dans son contexte. Les sources MFP devenant une composante de la guerre électronique, il est nécessaire d'en préciser leur place. Après avoir introduit ces concepts, une revue des sources MFP est réalisée en distinguant les différents types d'agressions électromagnétiques et les technologies associées. La fin de cette première partie est consacrée au projet GIMLI. Les objectifs de ce travail de thèse sont également exposés.

L'architecture du prototype GIMLI se compose des trois blocs suivants :

- générateur d'impulsions haute tension ;
- mise en forme d'impulsions ULB ;
- antenne ULB.

La seconde partie du mémoire est dédiée à l'analyse des briques technologiques d'intérêt pour le projet. Dans ce but, le principe et les principales limitations des générateurs de Marx compacts sont discutés avant de consacrer un chapitre à la commutation par éclateur, une technologie commune à de nombreux systèmes MFP. Deux solutions pour la mise en forme bipolaire ULB sont présentées et le principe de fonctionnement est décrit en détail. Cette seconde partie se termine par un tour d'horizon des antennes pour l'ULB.

La troisième partie détaille la conception, la caractérisation et la validation expérimentale du dispositif de mise en forme. Les choix technologiques sont argumentés et le processus de dimensionnement est ensuite exposé. Dans cette partie, une géométrie d'éclateur 'dentelé' est proposée afin de favoriser les claquages multicanaux et ainsi garantir des temps de commutation rapides. La simulation numérique 3D permet d'estimer la valeur du champ électrique le long des surfaces du système. L'efficacité des solutions limitant les renforcements locaux de champs est mise en évidence par les résultats pré-

sentés. Enfin, le volet simulation est complété par une vérification du fonctionnement de la ligne de mise en forme

Dans les sections consacrées à la caractérisation expérimentale, les premières mesures valident les choix technologiques et le dimensionnement. L'influence de la tension d'entrée et celle de la pression sur le fonctionnement sont ensuite discutées. Des mesures complémentaires effectuées lors d'une campagne d'essais menée au Centre d'Etude Scientifique et Technique d'Aquitaine (CESTA) du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) fait le point sur les performances de la mise en forme en régime répétitif jusqu'à 200 Hz.

Pour compléter la validation expérimentale, le dispositif de mise en forme à été intégré au prototype GIMLI afin de mener des mesures de champ rayonné dans la chambre anéchoïque de l'ISL.

Enfin, la conclusion de ce mémoire fait le bilan des performances atteintes et les principaux résultats obtenus. Les perspectives ouvertes par cette étude sont discutées.

# **Première partie**

## **Contexte de l'étude**

# CHAPITRE 1

## LE CONCEPT D'ARME HYPERFRÉQUENCE

### 1.1 La guerre électronique

#### 1.1.1 Définitions

Dans les conflits modernes, la maîtrise de l'information, de sa transmission et de son traitement est devenue décisive. Avec l'essor prodigieux des télécommunications numériques et l'usage intensif des émissions radioélectriques dans les applications civiles et militaires, la guerre électronique (GE) tient maintenant une place majeure dans le dispositif de défense.

Les composantes de la GE couvrent l'ensemble des opérations permettant d'acquérir la maîtrise du spectre électromagnétique :

- le renseignement d'origine électromagnétique ;
- la protection électronique ;
- l'attaque électromagnétique.

#### 1.1.2 Les composantes de la guerre électronique

##### 1.1.2.1 Renseignement d'origine électromagnétique (ROEM)

Le ROEM rassemble les moyens passifs permettant d'utiliser les émissions radioélectriques de l'adversaire pour :

- identifier et localiser ses unités (ELINT : ELectronic INTelligence) ;
- écouter ses communications (COMINT : COmmunications INTelligence).

Essentiellement composée de moyens d'écoutes et de détections cette composante de la GE met en oeuvre des technologies diverses, tant pour l'interception des signaux que pour leurs analyses et leurs décryptages. L'ensemble de ces éléments est intégré au système de forces C3R (commandement, communications, conduite des opérations, renseignement) [2].



En France, entre autres systèmes dédiés au ROEM citons le navire Dupuy de Lôme (figure 1.1) qui a été optimisé dans le but de répondre aux besoins du renseignement à partir de la mer dans le cadre du projet MINREM (Moyen Interarmées Naval de recherche ElectroMagnétique).



Figure 1.1 – Le Dupuy de Lôme : navire spécialisé dans l’interception de communication (Source Thales Naval).

### 1.1.2.2 La protection électronique

La protection est une composante très diversifiée de la GE. Elle inclut tous les dispositifs et toutes les procédures permettant de contrer les attaques électroniques et les moyens ROEM de l’adversaire. Le terme contre contre-mesures électroniques (Electronic Counter Counter Measures) est aussi employé.

Les actions de la protection électronique concernent :

- la conception des bâtiments ou des aéronefs de combat furtifs ;
- l’application des plans d’utilisation de fréquences et des procédures de silence radio et radar ;
- l’utilisation des systèmes d’identification électronique ;
- l’utilisation de systèmes électroniques à évaison ou à saut de fréquence, ou encore, pour les communications, des systèmes à émissions brèves ;
- l’utilisation des codes et du chiffrement pour les communications.

### **1.1.2.3 L'attaque électromagnétique**

L'attaque électromagnétique est la composante active de la guerre électronique. Elle consiste à empêcher un adversaire d'utiliser le spectre électromagnétique. Aussi appelée contre-mesure électroniques (Electronic Counter Measures), il s'agit pour l'essentiel de mesures de brouillage afin de rendre inexploitable les émissions, ou de leurrage dans le but de donner de fausses indications.

Les missiles antiradars, les brouilleurs et les leurres constituent aujourd'hui les principaux outils de l'attaque électromagnétique. Elle inclut également l'usage des armes à énergie dirigée et particulièrement l'arme hyperfréquence afin de neutraliser voir de détruire les systèmes électroniques adverses.

### **1.1.3 L'arme hyperfréquence**

Egalement appelée arme micro-onde de forte puissance ou arme MFP, les armes hyperfréquences regroupent tous les systèmes émettant intentionnellement un rayonnement électromagnétique intense dans le but de perturber durablement ou de détruire des équipements électroniques. Le milieu des années 80 marque les débuts des programmes de recherche visant à développer les technologies liées aux armes MFP. Ces études ont été nourries de l'expérience acquise sur les radars depuis les années 30 et sur l'impulsion électromagnétique d'origine nucléaire (IEMN) observée dès les premiers essais atomiques en 1945. Par ailleurs, ce domaine d'étude profite des recherches menées autour des grandes installations dédiées aux puissances pulsées notamment pour la génération de rayons X ou de faisceaux d'électrons.

Les armes MFP se distinguent des moyens classiques d'attaques électromagnétiques (EM) de la GE dans la mesure où le spectre est utilisé comme vecteur d'énergie et non d'informations. Elles ne se limitent alors pas uniquement au brouillage des systèmes mais tentent de perturber plus sérieusement leur fonctionnement.

## 1.2 Les sources d'agressions électromagnétiques

Trois types d'agressions électromagnétiques se distinguent en fonction de leurs répartitions spectrales :

1. l'impulsion électromagnétique d'origine nucléaire (IEMN) ;
2. les micro-ondes de forte puissance en bande étroite ;
3. les impulsions ultra large bande de forte puissance.

Les sections suivantes introduisent chacun de ces signaux et la technologie associée.

### 1.2.1 L'impulsion électromagnétique d'origine nucléaire (IEMN)

#### 1.2.1.1 Historique et définition

Comme son nom l'indique, une IEMN est un des effets secondaires d'une explosion nucléaire en altitude. Ce phénomène peut être la source d'importantes perturbations voir de destructions de systèmes électroniques [3] [4].

En 1945 Enrico Fermi avait prévu qu'une explosion atomique provoquerait un intense rayonnement électromagnétique. Les prédictions de Fermi ont poussé les ingénieurs américains à durcir les capteurs utilisés dans les premiers essais nucléaires.

Ce n'est qu'en 1951 et 1952 que les premières mesures de l'IEMN ont été enregistrées au Etats-Unis. En 1952 et 1953 l'IEMN a été la cause de nombreuses pannes de systèmes de mesure non blindés au cours d'expérimentations conduites par les scientifiques britanniques.

En 1954, Garwin, un scientifique du laboratoire américain de Los Alamos proposa une théorie basée sur l'effet Compton pour expliquer l'IEMN. Les premiers articles scientifiques sur le sujet sont publiés en 1958 par le Russe Kompaneets [5] et en 1959 par les Anglais Pomham et Taylor [6].

L'intérêt tactique et stratégique de l'IEMN commence à apparaître vers 1957-1958. A cette époque, la vulnérabilité des installations militaires face à l'IEMN est le sujet de nombreuses discussions entre les USA et le Royaume-Uni. Un des objectifs fut de déterminer si l'IEMN permettrait de neutraliser des mines à déclenchement magnétique.

Entre 1962 et 1964 Longmire donne une série de conférences théoriques sur l'IEMN à l'Air Force Weapon Research Laboratory expliquant les mesures effectuées au cours de tests atmosphériques. Ce sont ensuite Karzas et Latter qui présenteront cette théorie dans un article publié en 1965 [7]. Pendant la même période, des codes de simulation sont développés aux USA et au Royaume-Uni ouvrant de nouvelles perspectives dans l'analyse de l'IEMN.

Le milieu des années 1960 marque le début des études de vulnérabilité avec l'amélioration des codes de simulation numériques, la construction de plateformes d'essais d'IEM pour les tests quasi-systématiques des équipements militaires (véhicules, missiles, moyens de communication...).

### 1.2.1.2 Génération de l'IEMN

L'effet Compton se produit quand le rayonnement  $\gamma$  provoqué par une explosion nucléaire entre 20 et 40 km d'altitude rencontre les premières couches de l'atmosphère. Cet effet résulte de la collision élastique d'un photon  $\gamma$  avec un électron. Le photon est dévié sous un angle  $\theta_\gamma$  et transmet une fraction de son énergie à l'électron qui est projeté sous un angle  $\theta_e$  avec la quantité de mouvement  $p$  correspondante (1.2 [8]).

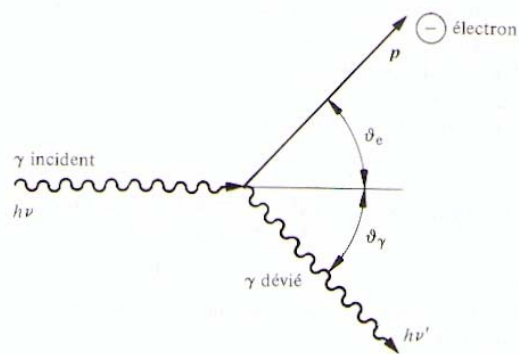


Figure 1.2 – Effet Compton.

- $h$  : constante de Planck.
- $\nu$  : fréquence du rayonnement.
- $c$  : vitesse de la lumière dans le vide.

- $h\nu/c$  : quantité de mouvement du  $\gamma$  incident.
- $h\nu'/c$  : quantité de mouvement du  $\gamma$  dévié.
- $p$  : quantité de mouvement relativiste de l'électron Compton.

La distribution angulaire des électrons Compton en mouvement est maximum dans une direction particulière. Il en résulte un courant électrique local. Les électrons Compton sont soumis aux effets du champ d'induction magnétique terrestre  $B_0$ . Ayant une vitesse  $v$ , ils subissent alors la force  $F$  de Laplace-Lorenz :

$$F = q(v \times B_0). \quad (1.1)$$

$q$  représente la charge de l'électron. Sous l'influence de cette force, la particule décrit une trajectoire hélicoïdale dont le rayon  $r$  est donné par l'équation suivante

$$r = \frac{m \cdot v_{pe}}{q \cdot B_0}. \quad (1.2)$$

$m$  représente la masse de l'électron ( $9.11 \cdot 10^{-31}$  kg).  $v_{pe}$  est la composante de la vitesse perpendiculaire au champ d'induction magnétique  $B_0$ . Si la résultante de vitesse  $v$  est perpendiculaire au champ d'induction, une force de Laplace-Lorenz maximale agit sur l'électron.

Dans l'air raréfié, les particules perdent leur énergie par amortissement après quelques dizaines de mètres. Néanmoins, le parcours hélicoïdal des électrons crée un courant dont la composante principale possède une orientation différente de celle des  $\gamma$  incidents. Ces courants sont à l'origine du rayonnement électromagnétique. La figure 1.3 [8] résume le principe de génération d'une IEMN de haute altitude.

L'étendue d'une IEMN est d'autant plus grande que l'altitude de l'explosion est élevée. Elle peut couvrir une surface de plusieurs millions de  $\text{km}^2$ .

D'autres effets électromagnétiques peuvent être induits par une explosion nucléaire. En effet, l'ionisation des débris de l'explosion par les rayonnements  $\beta$  et X participe aussi aux perturbations radioélectriques. Par ailleurs, les interactions photoélectriques entre les rayons X et les circuits électroniques sont aussi assimilées à une IEMN (notamment dans les satellites). Des processus magnétohydrodynamiques complexes peuvent

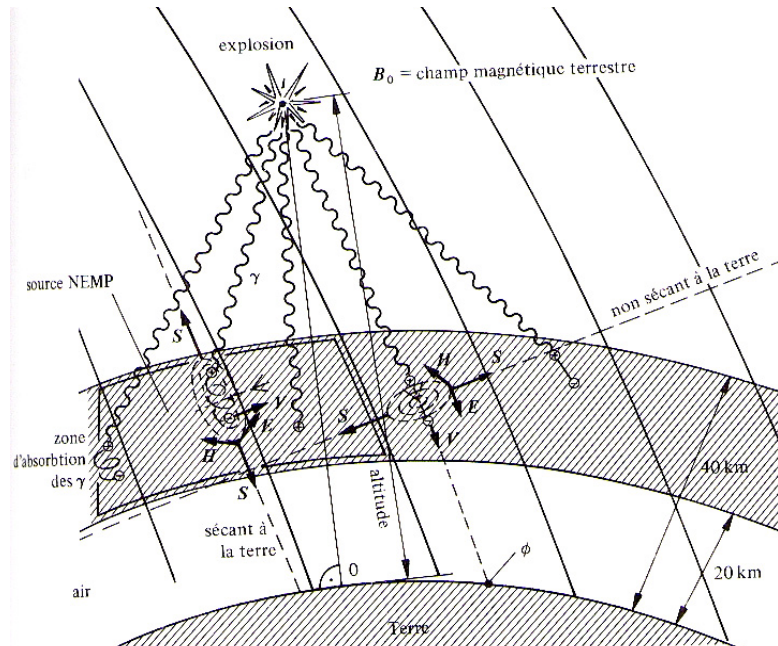


Figure 1.3 – Génération d’une IEMN de haute altitude.

aussi générer des radiations électromagnétiques dans les dizaines de secondes suivant une déflagration nucléaire [9].

### 1.2.1.3 Caractéristique de l’IEMN

Les caractéristiques d’une IEMN dépendent essentiellement de :

- la nature et de la puissance de la bombe nucléaire ;
- l’altitude de l’explosion ;
- l’orientation du champ magnétique terrestre ;
- la distance d’observation.

Les formes précises des IEMN restent des informations sensibles liées à la conception des charges nucléaires et des paramètres des explosions. Cependant une forme générique d’IEMN (figure 1.4 [8]) est généralement définie afin de fournir une base de travail aux ingénieurs.

Le spectre de l’IEMN est généralement contenu dans une bande comprise entre 1 MHz et quelques centaines de MHz au maximum.

Une étude de deux formes canoniques d’IEMN est proposée dans [10].

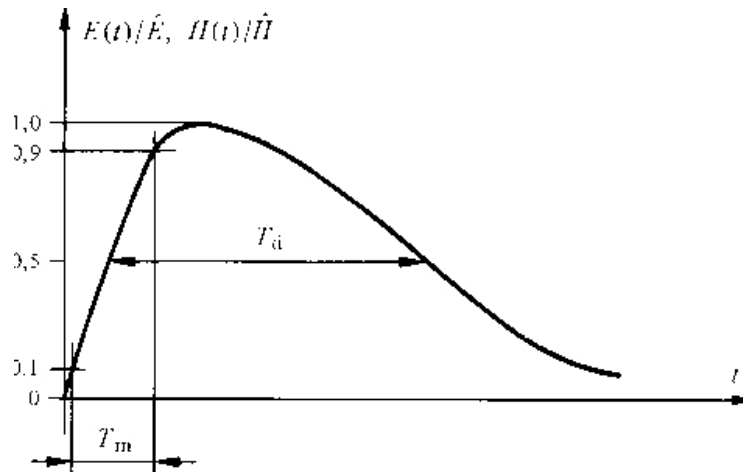


Figure 1.4 – Forme simplifiée d'un choc IEMN  $T_m = 10$  ns,  $T_d = 250$  ns,  $1/\pi T_d = 1.3$  MHz,  $1/\pi T_m = 30$  MHz.

#### 1.2.1.4 Explosion de haute altitude (>100 km)

Les IEMN générées par des explosions de haute altitude sont principalement provoquées par le courant électronique Compton circulant dans le champ magnétique terrestre. Ce courant possède deux composantes. La composante dans la direction radiale depuis le centre de l'explosion est la source d'un champ électrique radial. La seconde composante est la conséquence de la trajectoire hélicoïdale des électrons Compton dans le champ magnétique terrestre.

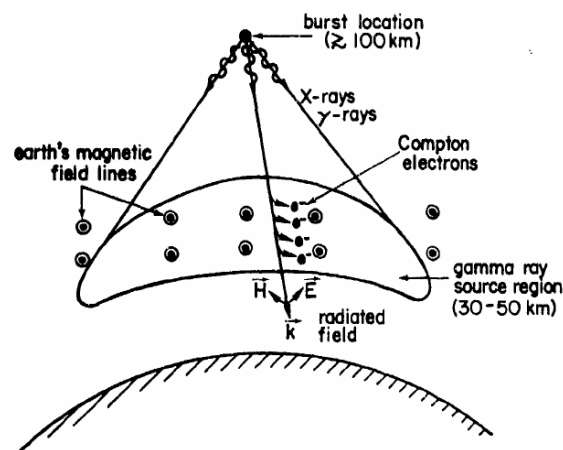


Figure 1.5 – Génération d'une IEMN de haute altitude.

Le champ électromagnétique cohérent créé par de multiples dipôles magnétiques est

la composante majoritaire dans l'IEMN de haute altitude. C'est un rayonnement de plus haute fréquence que celui des explosions de surface ou de moyenne altitude. L'amplitude du champ électrique au niveau du sol est de l'ordre de quelques dizaines de kV/m pour l'explosion d'une charge atomique de quelques centaines de kilotonnes entre 100 et 500 km d'altitude. Cependant, la configuration du champ magnétique terrestre influence la portée et l'amplitude de ce type d'IEMN. Des développements détaillés sur ce thème sont disponibles dans les références [10] [11] [12].

### 1.2.1.5 Explosion en surface ou proche de la surface

Le sol est non seulement un assez bon conducteur électrique ( $10^{-2}$  m $\Omega$ /m) mais aussi un très bon absorbant pour les neutrons et les rayons  $\gamma$ . Dans une explosion nucléaire à proximité de la surface, le développement du courant Compton est radial dans un hémisphère au dessus du sol. Le courant équivalent total est normal au lieu de l'explosion. Il engendre un champ électrique radial (Figure 1.6 [10]).

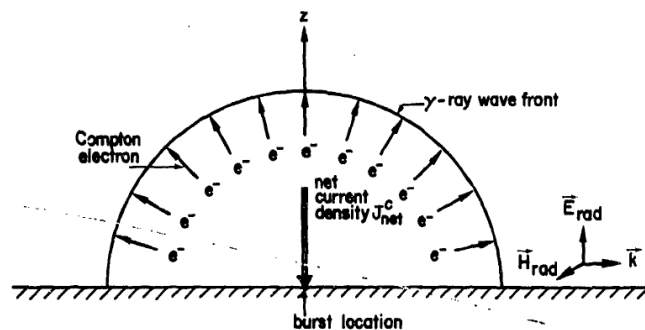


Figure 1.6 – Distribution du courant Compton dans une explosion nucléaire à proximité du sol.

Le champ rayonné par ce courant peut être assimilé à celui émit par un dipôle électrique. Un intense champ magnétique est également généré près de la surface. En effet, les électrons Compton sont éjectés radialement créant un déplacement de charges. Le sol étant assimilable à un plan de masse de bonne conductivité, il y a l'apparition d'un courant de retour qui assure l'équilibre. Il se forme alors une circulation de courant toroidal s'écoulant vers le point zéro dans l'air et s'éloignant de ce point dans le sol. Cette circulation engendre un champ magnétique azimuthal très intense près de la surface comme



indiqué sur la figure 1.7 [10].

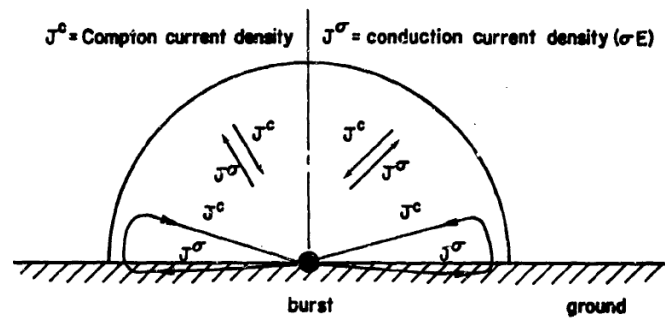


Figure 1.7 – Formation d’un flux de courant toroïdal résultant du déplacement de charges Compton après une explosion nucléaire au niveau du sol.

L’amplitude de l’IEMN de surface dépend de nombreux paramètres influençant la forme de la distribution de charge. Une amplitude de plusieurs kV/m à 10 km est donnée dans [13]. Une description plus détaillée du phénomène électromagnétique lié à une explosion nucléaire en surface est disponible dans [10].

### 1.2.1.6 Explosion en moyenne altitude (20-40 km)

L’IEMN produite par ce type d’explosion est une combinaison des effets détaillés dans les deux sections précédentes. Pour les explosions les plus hautes l’effet du champ géomagnétique va être prédominant comme pour les IEMN de haute altitude. La durée de vie des électrons Compton est cependant moins importante à mesure que l’altitude diminue et que la densité de l’atmosphère augmente. Le gradient de densité atmosphérique favorise l’effet dipolaire lié à la dissymétrie de la distribution des charges Compton. Ce phénomène prédomine dans l’IEMN de basse altitude. Pour une explosion en moyenne altitude, l’estimation du champ électrique  $E(t)$  observable à une distance  $R$  du point zéro est donné dans [13] :

$$E(t) = \frac{R_0}{R} E_0(t) \cdot \sin(\theta). \quad (1.3)$$

L’angle  $\theta$  est formé entre la vertical et la ligne reliant le point d’observation et le lieu de l’explosion.  $R_0$  correspond au rayon de la zone entourant l’explosion dans laquelle la résistivité est au plus de  $10^{-7}$  m $\Omega$ /m (typiquement 5 à 15 km).  $E_0(t)$  est le champ

rayonné à la distance  $R_0$ . Cette valeur est déterminée par des simulations numériques mais peut cependant être estimée entre quelques dizaines et quelques centaines de V/m. L'expression 1.3 correspond à la décroissance en  $1/R$  du champ électrique modulée par la position angulaire de l'observateur. Ce type d'IEMN est beaucoup moins intense que pour les explosions de haute altitude et celles en surface.

### 1.2.1.7 Effets de l'IEMN

L'énergie électromagnétique générée par l'explosion d'une arme atomique d'une mégatonne dans la haute atmosphère est d'environ  $10^{11}$  joules [13]. Toutefois cette spectaculaire quantité d'énergie se répartit sur une très grande surface après l'explosion et seule une faible quantité est effectivement couplée sur les systèmes cibles. Cette section rapporte certains effets décrits dans la littérature.

Le 1<sup>er</sup> Août 1958, les enregistreurs mis en place pour le tir "Hardtack-Teak" de l'opération américaine "Hardtack 1" ont immédiatement saturés après l'explosion de la charge de 3.8 MT à 77 km d'altitude au dessus de l'archipel de Johnston Island situé 1400 km à l'ouest des îles Hawaï. L'IEMN n'était pas encore parfaitement connue et avait été largement sous estimée.

Au cours du test "184" de l'opération Russe "K", du 22 octobre 1962, une charge nucléaire de 300 kilotonnes a explosé à 290 km d'altitude près de la ville de Dzhezkazgan dans l'actuel Kazakhstan. Le couplage de l'IEMN dans un tronçon de ligne téléphonique aérien rectiligne de 570 km engendra un courant de 2.5 kA détruisant tous les dispositifs de protection.

Le champ calculé au niveau du sol à la verticale d'une explosion de 100 kT à 300 km d'altitude est de 53 kV/m [14] (1.8 [14]). Il semble qu'une limite maximum d'environ 65 kV/m ne puisse être dépassée malgré l'augmentation de puissance de l'engin nucléaire employé.

Le rayonnement électromagnétique d'origine nucléaire a été observé en 1962 pendant l'opération américaine "Fishbowl" [15] conduit autour de Johnston Island. L'IEMN de l'explosion appelée "Starfish", aurait provoqué la destruction de 300 lampadaires d'éclairage public et déclenché plusieurs alarmes à Hawaï. Les communications radio

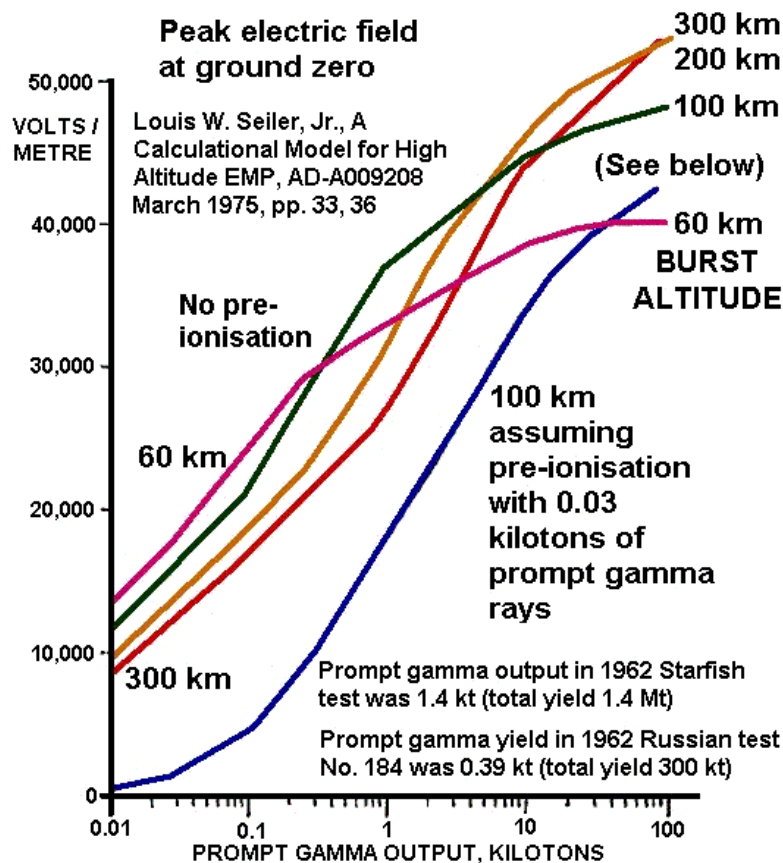


Figure 1.8 – Intensité de l'IEMN en fonction de l'altitude et de la puissance de la bombe.

auraient été perturbées pendant plusieurs minutes après l'explosion. Il existe cependant une polémique sur l'impact réel de l'IEMN de "Starfish" puisque les 300 lampadaires ne représentent que 1 à 3% du réseau d'éclairage public total de l'île.

Il est à noter que les armes thermonucléaires modernes ne produiraient que des IEMN d'intensité modérée. En effet, la pré-ionisation de l'atmosphère par les rayons X générés lors de l'explosion du premier étage à fission forme un bouclier électromagnétique limitant l'efficacité de l'IEMN engendrée par les rayons  $\gamma$  de l'explosion de l'étage final.

Avec le développement massif des moyens de communications de plus en plus sophistiqués et un recours systématique à l'électronique intégrée, il est probable que la vulnérabilité des sociétés civiles face à l'IEMN soit aujourd'hui plus forte que dans les années 60-70. Néanmoins, les effets de l'IEMN sont surtout visibles sur de grandes structures (réseaux de distribution électrique, réseaux téléphoniques) capables de coupler efficacement l'onde basse fréquence.

### 1.2.1.8 Les simulateurs d'IEMN

Il existe des solutions technologiques permettant de rayonner localement une impulsion électromagnétique ayant les mêmes caractéristiques qu'une IEMN. Généralement constitués d'un générateur impulsionnel haute tension à stockage capacitif et d'une antenne de grandes dimensions, ces systèmes sont utilisés pour étudier les effets de l'IEMN sur des équipements militaires.

La référence [16] propose une revue des simulateurs IEMN soviétiques installés à Kharkov en Ukraine pendant la guerre froide. Certaines de ces installations sont capables de générer un champ électrique de 1MV/m et un champ magnétique de 3 kA/m.

Le système FEMP-2000 (Fast Electromagnetic Pulser) décrit dans [17] et [18] est une installation américaine mise en oeuvre à 30 mètres au-dessus du sol qui génère une impulsion électrique de 0.5 MV à 2 MV transmise à un dipôle rayonnant.

En 2005, le système américain NOTES (Naval Ordnance Transient Electromagnetic Simulator) a été présenté dans [19]. Il s'agit d'un simulateur permettant de réaliser des essais de vulnérabilité entre 1.5 kV/m et 100 kV/m. Dans ce système, le champ électromagnétique n'est pas libre mais se propage dans un guide de 56 m de long (figure 1.9 [19]).

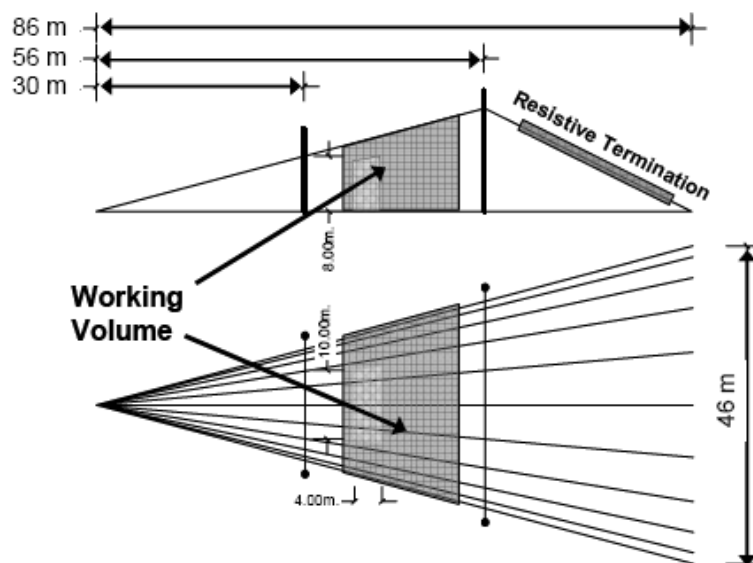


Figure 1.9 – Géométrie et dimension du simulateur NOTES décrit dans.

Defence R&D Canada, exploite près d'Ottawa (figure 1.10), un simulateur d'IEMN de 100 m de long avec un volume d'essai de 5m x 10 m x 10 m. Le champ électrique maximum est de 55 kV/m avec un temps de montée de 5 ns et une largeur d'impulsion d'approximativement 400 ns.

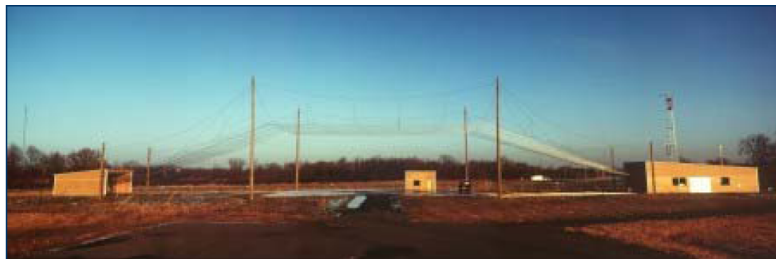


Figure 1.10 – Simulateur d'IEMN Defence R&D Canada. De gauche à droite : Charge résistive, zone de test, local abritant le générateur de Marx 600 kV (source [www.ottawa.drdc-rddc.gc.ca](http://www.ottawa.drdc-rddc.gc.ca)).

La figure 1.11 montre trois exemples de simulateur d'IEMN :

- le Naval Ordnance Transient Electromagnetic Simulator (NOTES) du Naval Surface Warfare Center à Dahlgren (USA) ;
- le HPD-II (Horizontally Polarized Dipole) à White Sands Missile Range aux Etats-Unis ;
- le simulateur Allemand du Wehrwissenschaftliches für Schutztechnologien - ABC - Schutz (WIS) à Münster.

Les dimensions globales de ces installations dépassent généralement plusieurs dizaines de mètres afin de mener des tests sur des équipements de grandes tailles (avions, blindés...). Toutefois cela favorisent l'apparition de modes d'ordres élevés créant des zones où le champ électrique est inhomogène dans la zone d'essai.

### 1.2.2 Les sources à bande étroite (BE) et ultra-étroite (BUE)

Des systèmes aussi gros que ceux présentés dans la section précédente, sont bien évidemment incompatibles avec une utilisation embarquée ni même transportable. Dans cette section nous allons voir que les sources à bandes étroites possèdent l'avantage d'une certaine compacité et permettent d'envisager leur intégration.

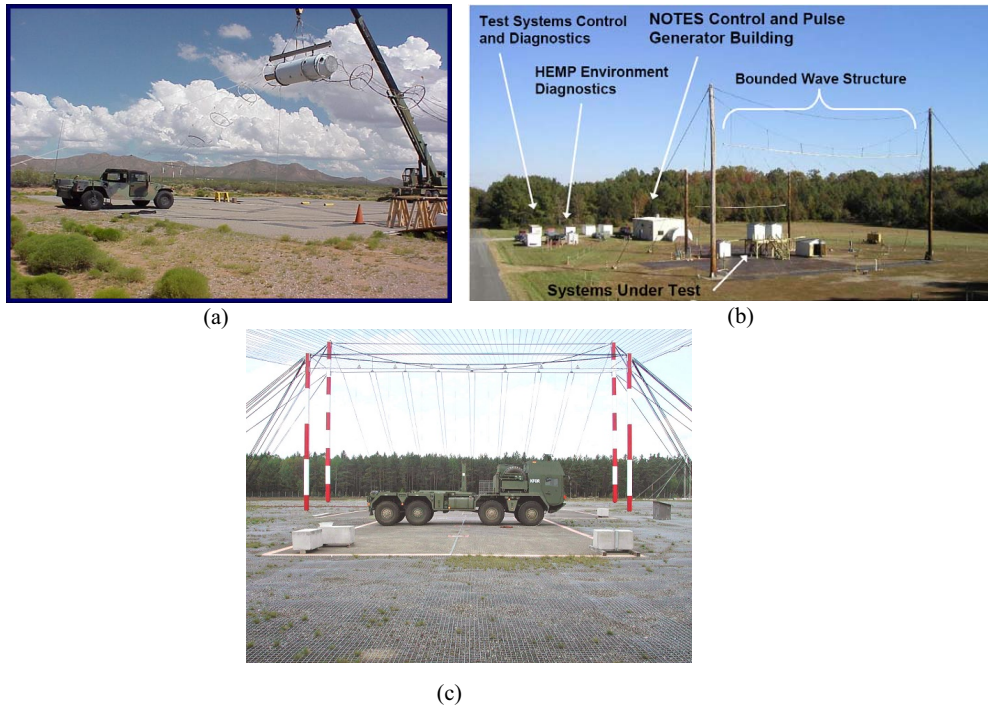


Figure 1.11 – Simulateurs d’IEMN : NOTES (a), HPD-II ([www.wsmr.army.mil](http://www.wsmr.army.mil)) (b), WIS ([www.bwb.org](http://www.bwb.org))(c).

### 1.2.2.1 Définition

Les signaux à bande étroite concentrent leur énergie dans une plage de fréquence très fine <sup>1</sup> autour d’une fréquence centrale généralement assez élevée entre 1 GHz et 100 GHz. Les durées de ces impulsions varient en fonction des sources mais sont typiquement de quelques dizaines de nanosecondes.

La figure 1.12 [20] montre un signal à bande étroite ainsi que sa répartition fréquentielle. Le spectre possède un pic à la fréquence des oscillations avec une excursion très faible autour de la fréquence centrale. La partie basse fréquence correspond à la répartition spectrale de l’enveloppe.

Les sources d’impulsions de forte puissance à bande étroite sont extrêmement variées. Cependant, les tubes hyperfréquences représentent la solution technologique la plus répandue.

<sup>1</sup>typiquement 1% de la fréquence centrale

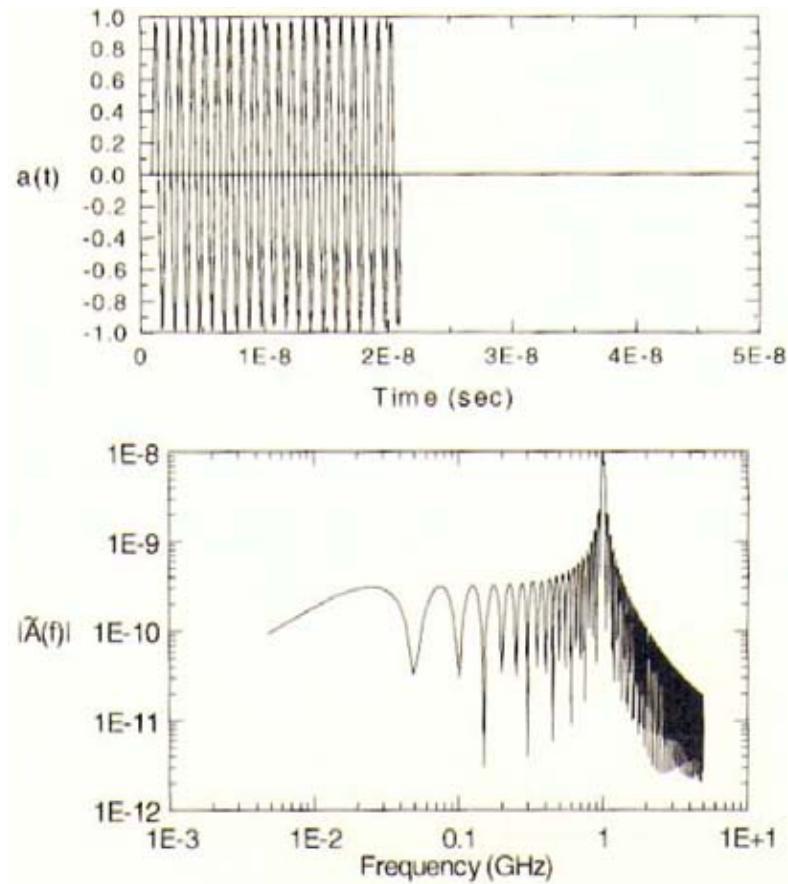


Figure 1.12 – Impulsion à bande étroite : évolution temporelle (diagramme du haut) , répartition spectrale (diagramme du bas).

### 1.2.2.2 Les tubes hyperfréquences

**Principe** Les tubes hyperfréquences sont des dispositifs exploitant l'échange d'énergie entre un faisceau d'électrons dans le vide et une onde électromagnétique. D'un point de vue très général, ils sont constitués de deux éléments principaux : un faisceau d'électrons comme source d'énergie principale et un circuit hyperfréquence construit de telle sorte qu'une partie de l'énergie du faisceau soit transmise à l'onde par interaction. Le schéma de la figure 1.13 présente le principe d'une source à tube.

Un courant électronique est émis par une cathode en fonction de la température et du champ électrique. Ce courant est accéléré dans le vide par une différence de potentiel entre la cathode et l'anode. Après accélération, le faisceau est modulé soit par un signal de pilotage, soit par le biais d'une structure spécifique. Cette modulation entraîne un

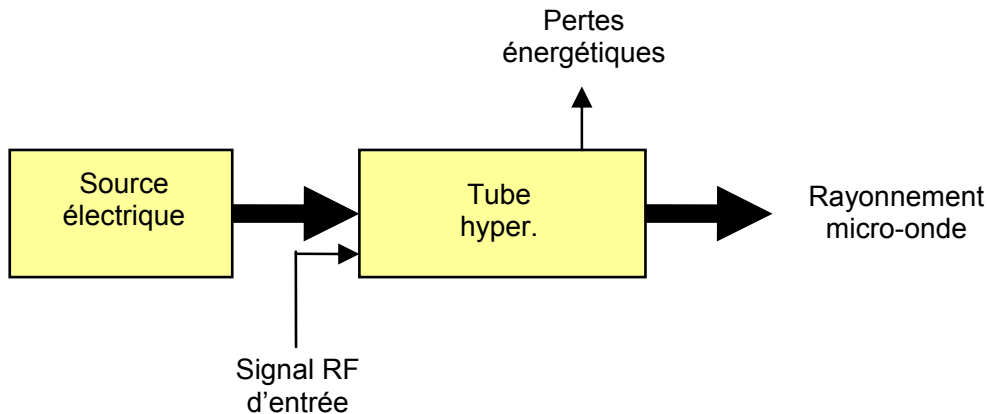


Figure 1.13 – Schéma de principe d'une source à tube hyperfréquence.

regroupement des électrons du faisceau par paquets (appelé bunching). L'énergie est ensuite extraite du faisceau par interaction dans une cavité avant d'être transmise en sortie sous forme d'un rayonnement micro-onde de forte puissance.

L'émission électronique peut être continue ou pulsée selon le type de cathode et l'excitation appliquée à celle-ci. Le régime continu est obtenu avec des cathodes thermo-émisives (généralement des cathodes imprégnées) alors que le régime pulsé s'obtient avec des cathodes à émission explosive (cathode velours, métallique...). Ce dernier mécanisme apparaît lorsqu'on applique une impulsion de très haute tension sur une cathode. Sous certaines conditions, il se forme un plasma à sa surface. Celui-ci commence à se développer vers l'anode à une vitesse de l'ordre de  $2 \text{ cm}/\mu\text{s}$ . Sous l'effet du champ électrique intense, des électrons sont extraits du plasma qui se comporte lui-même comme une cathode permettant d'atteindre des densités d'émissions supérieures au  $\text{kA}/\text{cm}^2$ . Quand le plasma atteint l'anode le régime d'arc électrique est établi et le phénomène d'émission s'arrête brutalement. La durée de l'impulsion hyperfréquence est limitée par le temps de fermeture de l'espace cathode-anode qui conduit dans la pratique à des impulsions de quelques dizaines à quelques centaines de nanosecondes.

Une source de rayonnement MFP est constituée d'un tube hyperfréquence connecté à une antenne accordée à la fréquence du signal (figure 1.14). Un dispositif de changement de mode de propagation peut parfois être nécessaire entre le tube et l'antenne.



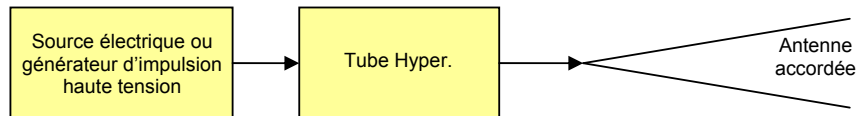


Figure 1.14 – Schémas de principe d'une source BE/BUE à tube hyperfréquences.

**Classifications des tubes hyperfréquences** Il convient de distinguer deux familles de tubes :

- les amplificateurs : tubes dans lesquels un signal d'entrée hyperfréquence de faible puissance est amplifié ;
- les oscillateurs : dispositifs sans entrée de pilotage et qui produisent le signal hyperfréquence directement dans leur structure.

Il existe une autre classification des tubes selon la configuration du champ magnétique de focalisation des électrons du faisceau par rapport au champ électrique d'accélération.

- les tubes de type "O" (Ordinaires) : le champ magnétique de focalisation est parallèle à la vitesse des électrons.
- les tubes de type "M" (Magnétron) ou encore tubes à champs croisés : le champ magnétique de focalisation est perpendiculaire au champ électrique d'accélération des électrons. Dans ce cas le faisceau connaît un mouvement de dérive dans une direction perpendiculaire aux champs électrique et magnétique.

Les structures hyperfréquences peuvent aussi être classées en deux catégories :

- les cavités résonnantes : l'espace d'interaction est court comparé à la longueur d'onde et le champ hyperfréquence est associé à une onde stationnaire ;
- les guides d'ondes : l'espace d'interaction est long comparé à la longueur d'onde et le champ hyperfréquence se propage.

La figure 1.15 résume la classification des tubes hyperfréquences [21].

Une revue détaillée de tous les types de tubes serait trop longue à exposer ici tant le domaine est vaste. Cependant, une synthèse très riche des tubes et des technologies associées est disponible dans [22]. Une présentation très complète des tubes micro-onde de forte puissance est également faite dans [21]. Les références [23] [24] permettent de

| STRUCTURE HYPERFREQUENCE    |                               |                                    |                                       |                             |                    |                      |                                     |                                 |                                     |
|-----------------------------|-------------------------------|------------------------------------|---------------------------------------|-----------------------------|--------------------|----------------------|-------------------------------------|---------------------------------|-------------------------------------|
|                             |                               |                                    | CAVITES RESONNANTES                   |                             | LIGNE A RETARD     |                      |                                     |                                 |                                     |
|                             |                               |                                    | AMPLI                                 | OSCILLATEUR                 | OSCILLATEUR        |                      |                                     | AMPLI                           |                                     |
|                             |                               |                                    |                                       |                             | V <sub>q</sub> = 0 | V <sub>q</sub> < 0   | V <sub>q</sub> > 0                  | V <sub>q</sub> < 0              | V <sub>q</sub> > 0                  |
| Tubes<br>« 0 »              | Un faisceau plein             |                                    | Klystron                              | Klystron reflex<br>Monotron | OIE                | Carcinotron<br>(BWO) |                                     |                                 | TOP                                 |
|                             | Plusieurs faisceaux<br>pleins |                                    | MBK                                   |                             |                    |                      |                                     |                                 | TOP                                 |
|                             | Faisceaux<br>creux            | Canon<br>MG                        | Gyro klystron                         | Gyrotron<br>(gyro monotron) |                    | Gyro BWO             |                                     |                                 | Gyro TOP                            |
| Canon<br>émission<br>froide |                               | Klystron<br>relativiste<br>Reltron |                                       | SWO<br>RDG<br>Orottron      | BWO                |                      |                                     | TOP<br>DCMA                     |                                     |
| Faisceau ondulé             |                               |                                    |                                       |                             |                    |                      | Ubitron<br>Maser à élect.<br>libres |                                 |                                     |
| Tubes<br>« M »              | Faisceau non<br>réentrant     |                                    |                                       | MLO                         |                    | Carcinotron M        |                                     | Bitemitron                      | TPCM<br>Bimatron<br>Dematron<br>MLO |
|                             | Faisceau réentrant            |                                    |                                       | Magnétron                   | Magnétron          |                      |                                     | CFA<br>Amplitron<br>Stabilotron | CFA                                 |
| Faisceau court non focalisé |                               |                                    | Triode<br>Tétrade<br>IOT<br>Lasertron | Viracator<br>Triode reflex  |                    |                      | Viracator<br>Triode reflex          |                                 |                                     |

Figure 1.15 – Classification des tubes hyperfréquences.

compléter ce tour d'horizon.

**Performances des tubes hyperfréquences** La figure 1.16 résume les performances de quelques oscillateurs à tubes de forte puissance [21].

| Type of device          | f, GHz | P, GW | eff, % | $\tau$ , ns | PRF, Hz        | U, MV | I, $\mu$ A | Institution                           |
|-------------------------|--------|-------|--------|-------------|----------------|-------|------------|---------------------------------------|
| Viracator               | 1,4    | 1.7   | 0,4    | 40          |                | 4.0   | 100        | Phillips Lab.                         |
|                         | 6,5    | 4.0   | 0,7    | 40          | -              | 2.0   | 300        | Livermore Lab.                        |
|                         | 2,65   | 0.9   | 5      | 25          | 20 (train)     | 1.0   | 18         | IHCE, Tomsk                           |
| Magnetron               | 2,8    | 0.2   | 18     | 45          | 300<br>(train) | 0.36  | 3          | INP, Tomsk                            |
| BWO                     | 10     | 2.0   | 10     | 50          | -              | 1.8   | 12         | IAP, N. Novgorod;<br>MRTI, Moscow     |
|                         | 10     | 0.4   | 35     | 10          |                | 0.5   | 2,5        | IHCE, Tomsk;<br>Univ. of New Mexico   |
|                         | 10     | 0.5   | 15     | 10          | 200            | 0.55  | 5          | IHCE, Tomsk                           |
|                         | 10     | 3.0   | 10     | 30          | -              | 2.0   | 15         | IHCE, Tomsk                           |
|                         | 30     | 0.04  | 15     | 5           | 10             | 0.25  | 1          | IEP, Ekaterinburg                     |
| BWO +<br>twystron       | 10     | 2.0   | 15     | 100         | -              | 1.5   | 10         | IAP, N. Novgorod                      |
| BWO +<br>klystron       | 30     | 0.6   | 20     | 10          | -              | 0.6   | 5          | IAP, N. Novgorod;<br>IHCE, Tomsk      |
| Plasma<br>generator     | 4-28   | 0.05  | 5      | 30          | -              | 0.5   | 2          | IGP, Moscow                           |
| FEM with 2D<br>feedback | 75     | 0.1   | 10     | 1000        |                | 1.0   | 1          | INP, Novosibirsk;<br>IAP, N. Novgorod |

Figure 1.16 – Performances de quelques oscillateurs à tubes hyperfréquences de forte puissance.

La majorité des tubes fonctionnent à des fréquences au-dessus d'un GHz et sont typiquement dans les bandes radar car ces sources sont bien adaptées à cette application

particulière. La Figure 1.17 donne un aperçu des fréquences de certains tubes ainsi que la puissance crête mesurée en sortie [21].

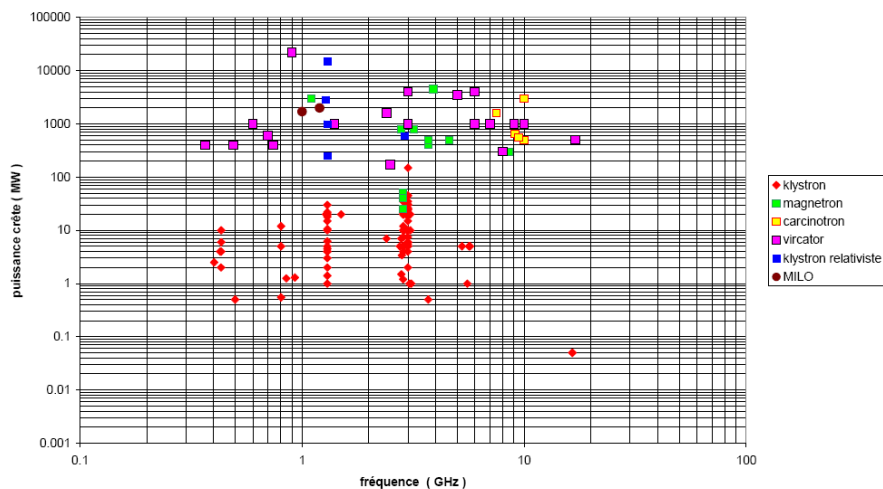


Figure 1.17 – Puissance crête de différents types de tube en fonction de la fréquence du signal hyperfréquence de sortie.

La puissance crête disponible pour les tubes dit "classiques" à émission continue est 10 à 100 fois plus faible que celle des tubes à émission explosive. Ces derniers sont parfaits pour générer des champs électromagnétiques intenses en bande étroite. A ce titre, les tubes sont des briques essentielles pour d'éventuelles sources MFP monochromatiques.

**Exemple de systèmes de forte puissance à tubes hyperfréquences** Quelques systèmes MFP à tubes pulsés sont décrits dans la littérature. Il s'agit souvent de VIRCATOR (VIRtual CATHode OscillatoR/Oscillateur à cathode virtuelle) présentant l'avantage d'être parmi les tubes les plus simples et les moins coûteux.

En 2001, une équipe de l'institut des forts courants (IHCE) de Tomsk en Russie a présenté un VIRCATOR [25] dont la fréquence est accordable dans la bande S<sup>2</sup> entre 2.7 GHz et 2.55 GHz. Cet ajustement est obtenu grâce à un mécanisme permettant de modifier la géométrie de la cavité de modulation. La puissance crête mesurée à 2.65 GHz en sortie de l'antenne cornet est de 300 MW. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion est de 50ns.

<sup>2</sup>Bande 2-4 GHz.

En 2007, cette même équipe détaille les travaux sur un BWO (Backward Wave Oscillator/Oscillateur à onde régressive) aussi connu sous le nom commercial de Carcinotron [26]. Ces tubes sont des oscillateurs à guide d'onde avec la propriété d'être accordable sur une grande plage de fréquence. Celui présenté couvre une bande de 9% autour de 3.6 GHz. La puissance crête en sortie est de 2.5 GW avec des impulsions de 20 ns. La fréquence de récurrence est de 50 Hz en rafale de 1 s.

Le système le plus abouti est certainement celui du projet américain "Active Denial System" (ADS). Dévoilé au public en 2001, il s'agit d'une source mobile à bande ultra étroite fonctionnant à 95 GHz. l'objectif recherché est de focaliser ce rayonnement millimétrique sur un individu ou une foule d'émeutiers afin de provoquer l'échauffement (environ 55°C) des parties superficielles de la peau sans causer de dommages profonds. La portée serait de plus de 500 m. Le tube employé est un gyrotron de 100 kW développé par la firme californienne CPI (Communications and Power Industries). Raytheon, qui est l'intégrateur du système, le décline en différente version jusqu'à quelques MW de puissance maximum. Les premières unités de l'armée américaine auraient été équipées de l'ADS en janvier 2007 (figure 1.18).

Dans [20], D. Giri présente un système "rustique" à émission continue mono fréquence. Le terme de "rustique" est habituellement associé aux réalisations employant des composants domestiques ou industrielles standards détournés de leurs usages habituels. On parle également de technologies proliférantes. Ces systèmes peuvent être construits par quasiment n'importe qui pour un budget n'excédant pas 300 euros. La figure 1.19 présente une de ces sources [27].

Le système décrit par D. Giri utilise un magnétron en bande S (2.45 GHz) équipant la majorité des fours micro-onde domestiques. Ce composant disponible à très bas prix représente une source idéale dans un système improvisé. Le magnétron est connecté à un guide d'onde WR-340 de section rectangulaire (8.636 cm x 4.318 cm). A 2.45 GHz ce guide ne conduit que le mode TE<sub>10</sub> avec une impédance de 534.5Ω. La puissance efficace en sortie de guide est d'environ 1.2 kW correspondant à un champ électrique maximum de 26.22 kV/m. Le champ électrique rayonné a été mesuré pour différentes antennes connectées au guide :

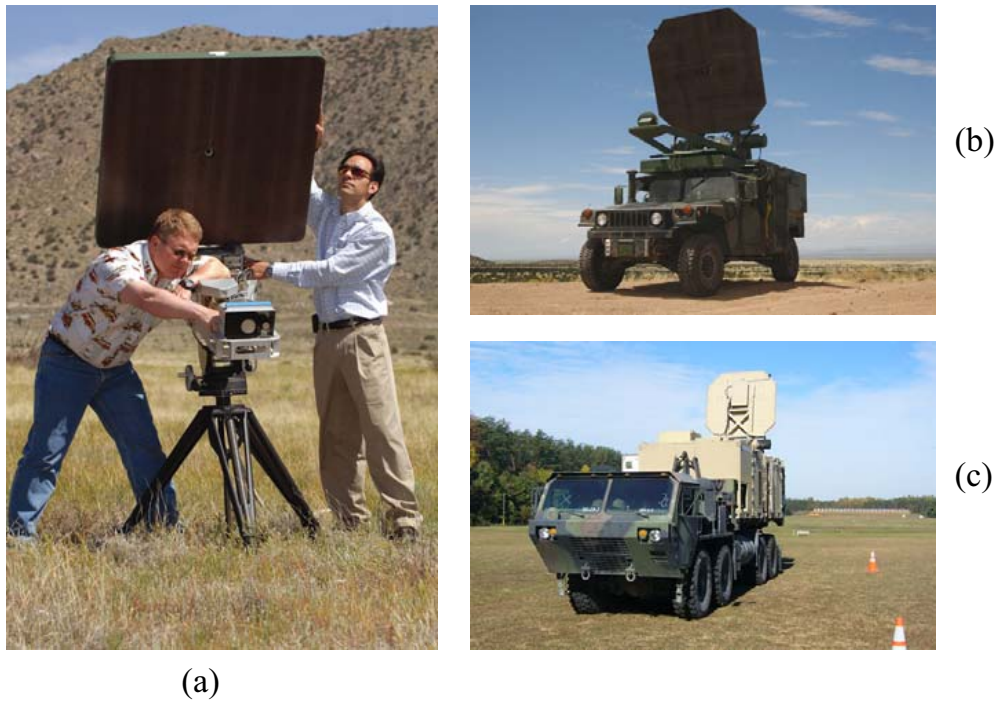


Figure 1.18 – Trois version du système ADS : (a) déployable (prototype), (b) mobile sur un Humvee hybride et (c) intégré dans un conteneur blindé.

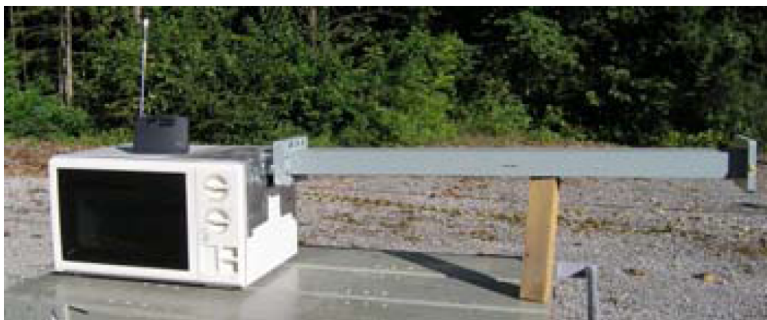


Figure 1.19 – Exemple de source rustique.

- le guide WR-340 ouvert ;
- une antenne cornet de  $0.230 \text{ m}^2$  d'ouverture ;
- un réflecteur parabolique de 1.4 m de diamètre et de 0.371 m de focal.

Le tableau 1.1 présente la valeur de champ électrique efficace mesurée à une distance de 2 m et 6 m dans l'axe des antennes [20].

Malgré l'apparente simplicité et la faible puissance rayonnée, les systèmes improvisés délivrent des énergies très importantes du fait de l'émission continue. Ils peuvent être

| Distance<br>(m) | WR-40 ouvert<br>(V/m) | Cornet<br>(V/m) | Réflecteur parabolique<br>(V/m) |
|-----------------|-----------------------|-----------------|---------------------------------|
| 2               | 252-275               | 1014            | NC                              |
| 6               | 79                    | 337             | 780                             |

Tableau 1.1 – Champ électrique mesuré à 2 m et 6 m dans l’axe du système "rustique".

redoutables à faible portée contre des systèmes électroniques civils tels des distributeurs de billets, des serrures codées, l’ouverture centralisée des véhicules ...

### 1.2.3 Impulsions large bande (LB) et ultra large bande (ULB)

Les sources BE délivrent, par définition, leur énergie dans une bande spectrale très étroite. Par conséquent, si la cible est parfaitement immunisée autour de la fréquence centrale de l’agression, alors il n’y aura aucun effet. Malheureusement il n’existe pas de source BE accordable sur une très grande bande pour couvrir les failles de toute les cibles mais seulement celles qui sont bien identifiées sur certains types de systèmes. Quand ces failles ne sont a priori pas connues la seule solution est de couvrir tout le spectre avec une seule impulsion. C’est l’avantage des impulsions ULB.

#### 1.2.3.1 Définition

A l’image de l’impulsion de Dirac, les signaux LB/ULB répartissent toute leur énergie sur une plage spectrale d’autant plus étendue que leur durée est courte. Il existe différentes classifications de ces signaux en fonction de leur largeur spectrale. Elles utilisent toutes certains critères. Les plus significatifs sont le rapport de bande ( $br$ ) et la largeur de bande réduite ( $fbw$ ) :

$$br = \frac{f_h}{f_b}; \quad (1.4)$$

$$fbw = \frac{2(f_h - f_b)}{f_b + f_h}. \quad (1.5)$$

$f_b$  et  $f_h$  sont respectivement la fréquence de coupure basse et la fréquence de coupure haute prises à -10 dB du maximum. Dans certains cas, la coupure est considérée à -20 dB

du maximum.

En 1990, la DARPA (Defense Advanced Research Project Agency) a distingué les signaux à bande dite "modérée" des signaux à bande ultra-large de la façon suivante [28] :

| Dénomination      | $fbw$               | $br$                   |
|-------------------|---------------------|------------------------|
| Bande modérée     | $1 < fbw \leq 25\%$ | $1.01 < br \leq 1.285$ |
| Bande ultra-large | $fbw > 25\%$        | $br > 1.285$           |

Tableau 1.2 – Classification des signaux LB et ULB de la DARPA.

En 2002 la commission fédérale des communications américaine (FCC) a défini une classification de signaux LB/ULB en qualifiant d'ultra-large bande tous ceux dont la largeur de bande réduite est supérieure à 25 % ou dont la largeur de bande à -3 dB est de 500 MHz quelque soit la fréquence centrale.

Finalement en 2004, D.V. Giri [20] [29] propose une classification encore plus précise (Tableau 1.3).

| Dénomination   | $fbw$                      | $br$                |
|----------------|----------------------------|---------------------|
| Mesobande      | $1\% < fbw \leq 100\%$     | $br < 1.010$        |
| Sub-Hyperbande | $100\% < fbw \leq 163.4\%$ | $1.010 < br \leq 3$ |
| Hyperbande     | $163.4\% < fbw \leq 200\%$ | $br \leq 10$        |

Tableau 1.3 – Classification des signaux BL/BUL d'après Giri.

D.V. Giri précise qu'il est parfois impossible de déterminer la fréquence de coupure basse du spectre notamment pour les signaux guidés à valeur moyenne non nulle. Il convient alors de définir la largeur de bande comme étant la plus petite bande de fréquence contenant 90% de l'énergie totale. Ce critère s'exprime par l'équation suivante

$$\frac{\int_{fb}^{fh} |V(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^{\infty} |V(j\omega)|^2 d\omega} = 0.9. \quad (1.6)$$

### 1.2.3.2 Génération d'impulsions ULB

Les impulsions à spectre larges possèdent des durées plus brèves que les IEMN. Toutefois les sources électriques utilisées pour simuler l'IEMN peuvent être employées

en association avec un étage de mise en forme d'impulsion en sortie de générateur. Le schéma de principe d'une source ULB de haute puissance est présenté sur la figure 1.20.

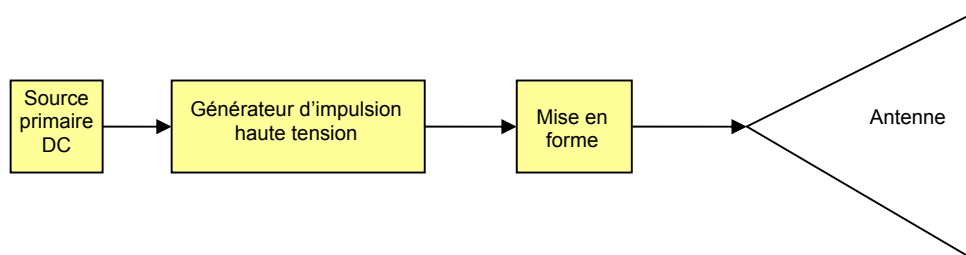


Figure 1.20 – Schéma de principe d'une source d'impulsion ULB de haute puissance.

La génération d'impulsions de haute tension est classiquement assurée par un transformateur de Tesla ou un générateur de Marx. La mise en forme fait souvent appel à des dispositifs à éclateur et des lignes de transmission. Cet étage permet d'enrichir le spectre vers le domaine des hautes fréquences en raidissant les fronts de montée et en raccourcissant la durée des impulsions.

### 1.2.3.3 Exemples de sources de rayonnement ULB

Entre 1990 et 2005, dans la littérature scientifique traitant des systèmes de fortes puissances pulsées, les travaux des équipes russes de l'institut des forts courants (IHCE) de Tomsk et de l'institut d'électro-physique à Ekaterinbourg sont incontournables. Un certain nombre de publications permettent de mesurer l'expertise extrêmement importante de ces équipes dans le domaine des sources ULB de forte puissance.

Le laboratoire d'électronique et micro-onde du IHCE a travaillé sur un système compact développé pour l'institut des technologies de Shenyang en Chine [30]. Le système détaillé sur la figure 1.21, comporte un transformateur de Tesla 150 kV de type Sinus-160 délivrant une impulsion monopolaire de 4.5 ns sur 50  $\Omega$ . Celle-ci est mise en forme via un dispositif de conditionnement d'impulsion basé sur l'utilisation d'un éclateur de raidissement et d'un éclateur de coupure en synchronisme avec une ligne Blumlein coaxiale agissant comme un convertisseur d'impulsion monopolaire/bipolaire statique.

Un champ électrique de 36 kV/m à 4 m a été mesuré dans l'axe de l'antenne.

Une version plus perfectionnée disposant d'un réseau de 16 antennes en sortie a été



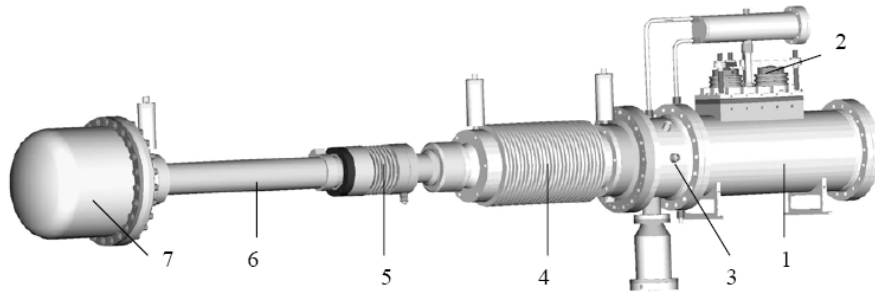


Figure 1.21 – Vue externe du système développé au IHCE : (1) Transformateur de Tesla, (2) Thyristor de commande, (3) éclateur de transfert, (4) ligne de transmission, (5) mise en forme d'impulsion, (6) ligne de transmission, (7) antenne large bande.

présenté en 2004 [31]. Ce système rayonne une impulsion de 2 ns de durée avec une amplitude maximum de 185 kV/m mesuré à 9 m dans l'axe du réseau. Finalement, une version encore améliorée est détaillée dans [32] (c.f. figure 1.22) . Le signal généré est un monocycle de 500 ps de durée avec une amplitude de -160/+200 kV. La cadence de fonctionnement de 100 Hz peut être maintenue pendant une heure si le dispositif est refroidi par eau. Le champ rayonné à 10 m dans l'axe de l'antenne est de 260 kV/m et peut être porté à 690 kV/m avec un réseau de 16 éléments.

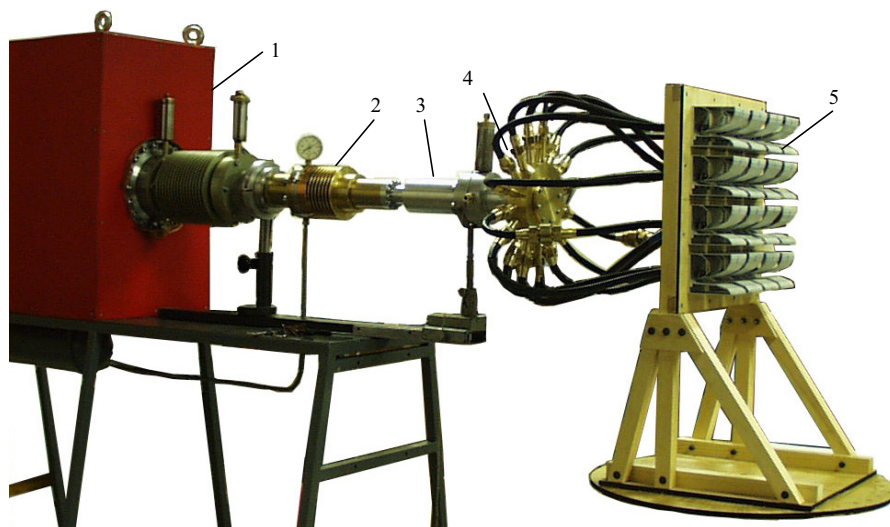


Figure 1.22 – Vue externe du système avec le réseau de 16 antennes : (1) Transformateur de Tesla, (2) mise en forme d'impulsion bipolaire, (3) Transformateur d'impédance, (4) répartiteur 1 vers 16, (5) réseau d'antennes ULB.

Une autre approche a été adoptée par V.I. Yankelevich et son équipe du "Propulsion

Physics Laboratory" (Soreq NRC) à Yavne en Israël. La source présentée dans [33] utilise un transformateur de Tesla pour charger un dispositif de mise en forme à deux étages. Le premier est un simple éclateur de raidissement du front de montée et le second est une mise en forme d'impulsion bipolaire par ligne à onde gelée. Le schéma équivalent et le prototype sont respectivement détaillés sur la figure 1.23 et 1.24 [33].

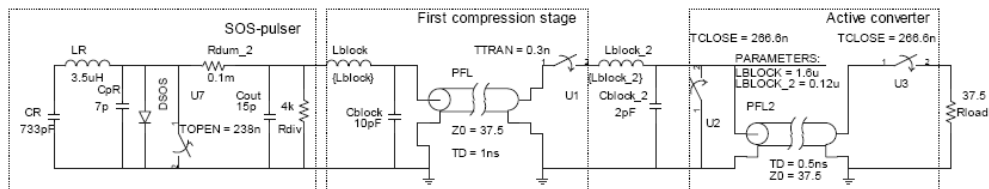


Figure 1.23 – Schéma électrique équivalent de la source développée par le Propulsion Physics Laboratory, Soreq NRC en Israël.

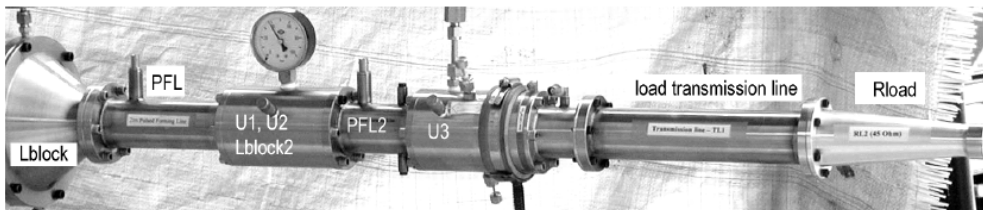


Figure 1.24 – Source large bande développée par le Propulsion Physics Laboratory, Soreq NRC en Israël.

Les essais de rayonnement menés avec une antenne cornet de 1.3 m de long et de  $0.175 \text{ m}^2$  d'ouverture on permit de produire un champ électrique maximum mesuré de 91 kV/m à 10 m.

Le système américain JOLT est la source ULB la plus puissante présentée jusqu'à maintenant. Il a été conçu à l'Air Force Research Laboratory (AFRL) sur la base Kirtland d'Albuquerque au nouveau Mexique entre 1997 et 1999. Il s'agit d'un dispositif transportable construit autour d'un transformateur résonant délivrant une impulsion de 1 MV d'amplitude à une fréquence de récurrence de 600 Hz. Cette impulsion est transmise à une demi antenne IRA (HIRA : Half Impulse Radiating Antenna) de  $85 \Omega$  par l'intermédiaire d'un éclateur de transfert puis d'un éclateur raidissant le front de l'impulsion. Un flux d'huile à 3.1 L/s permet le fonctionnement de celui-ci sous 800 kV à

200 Hz pendant 2000 tirs. De nombreux détails de la conception sont disponibles dans [20] et [34]



Figure 1.25 – Le système américain JOLT.

Le film plastique translucide visible sur la figure 1.25, permet de maintenir du SF<sub>6</sub> autour de l'antenne et des lignes d'alimentation pour éviter les claquages.

Le champ électrique rayonné par JOLT possède un spectre quasiment constant dans la bande 50 MHz à 2 GHz. La durée totale de l'impulsion est de 500 ps. L'amplitude maximum dans l'axe est de 62 kV/m à 85 m.

Tous les systèmes présentés ci dessus se classent dans la catégorie des sources ULB. Il existe cependant des systèmes exploitant les structures résonnantes produisant alors, un rayonnement large bande pseudo harmonique ou sinusoïdale amorti (figure 1.26).

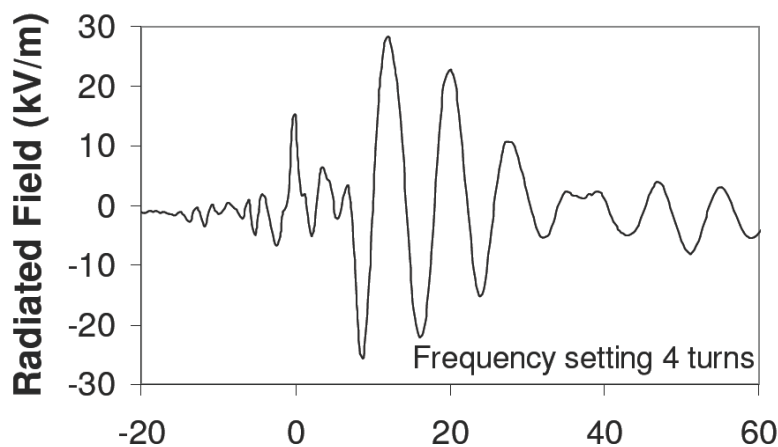


Figure 1.26 – Forme typique des systèmes résonnants large bande (source DIEHL).

La société Allemande DIEHL propose à son catalogue, un système du volume d'une grosse valise (610 x 490 x 220 mm<sup>3</sup>) intégrant une source accordable entre 100 MHz et 300 MHz (1.27). Le champ rayonné à 2 m est de l'ordre de 50 kV/m pic à pic pour une tension théorique en pied d'antenne de 600 kV.

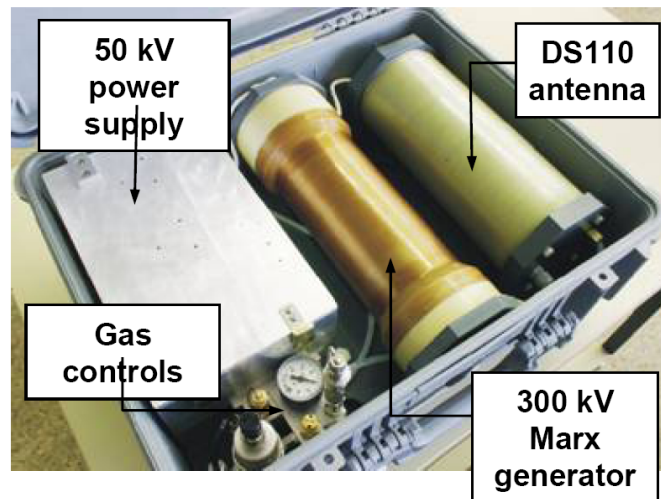


Figure 1.27 – Système DS-110 de la firme DIEHL (source DIEHL).

### 1.3 Eléments de vulnérabilité et susceptibilité

L'étude des vulnérabilités et de la susceptibilité des systèmes face aux agressions de fortes puissances est une branche très particulière de la compatibilité électromagnétique avec une méthodologie propre [35]. Peu d'éléments chiffrés sont disponibles. En effet, dans la mesure où ces résultats renseignent sur les points faibles d'un équipement ils sont généralement protégés par les fabricants. Dans le domaine militaire, ces informations sont bien évidemment classifiées. Il existe néanmoins certaines publications concernant la susceptibilité d'équipements civils.

Une synthèse des effets observés sur des ordinateurs grand public est détaillée dans [36]. Cette article présente les seuils de susceptibilité de 7 systèmes cadencés entre 75 MHz et 800 MHz soumis aux 3 types d'agressions électromagnétiques du tableau 1.4.

Un quatrième type de signal est utilisé dans l'étude mais ne présente qu'un faible

| Dénomination    | Amplitude max. | fréquence<br>temps de montée | durée     | taux de répétition |
|-----------------|----------------|------------------------------|-----------|--------------------|
| ULB (UWB)       | 10 kV/m        | 90 ps                        | 2.5 ns    | 100 Hz             |
| IEMN (NEMP) 1/7 | 200 kV/m       | 1/7 ns                       | 25/150 ns | mono-coup          |
| BE (MFP)        | 18 kV/m        | 1050-1440 MHz                | 1-350 ns  | mono-coup          |

Tableau 1.4 – Agressions électromagnétiques.

intérêt dans notre contexte.

Pour les essais, les PC ont été installés dans des bâtis en bois. L'alimentation électrique était fournie via un câble de distribution blindé.

Trois niveaux de gravité qualifient les pannes observées :

1. Arrêt du programme : le programme arrête de s'exécuter.
2. Redémarrage intempestif du système : l'ordinateur se réinitialise seul.
3. Blocage complet : l'intervention d'un utilisateur est nécessaire pour éteindre ou relancer le système.

Quelque soit le PC, l'IEM avec un front rapide est plus efficace (entre 23% et 53%) pour provoquer une des pannes listées précédemment. Pour un ordinateur Pentium III cadencé à 800 MHz, le seuil minimum produisant un arrêt du programme de test est de 15 kV/m. Il est en moyenne autour de 13 kV pour l'ensemble des systèmes testés. Le niveau requis est plus faible en utilisant l'impulsion ULB. En effet, les quatre PC le plus récent <sup>3</sup> montrent des défaillances à partir de 4 kV/m. Quand l'agression est produite à une cadence de 100 Hz ce seuil tombe à 3 kV/m d'après les auteurs. Aucune panne n'a été observé sur les ordinateurs les plus anciens (cadencé à 75 MHz) le seuil de susceptibilité se trouve donc au dessus de 10 kV/m en ULB. En bande étroite, les effets dépendent de la fréquence, surtout contre les machines anciennes. Pour les systèmes récents, le seuil est d'environ 7 kV/m.

Il est important de souligner que les périphériques étaient branchés au moment des tests augmentant ainsi les surfaces de couplage.

Une étude assez similaire est décrite dans [37]. Elle concerne la comparaison de susceptibilité de différents circuits :

<sup>3</sup>AMD K6/2 300 MHz, PII MMX 300 MHz, PII MMX 400 MHz et PIII 800 MHz

- Circuits logiques (TTL et CMOS) : NAND, inverseurs, registres à décalage.
- Microcontrôleurs : Architecture RISC, technologie CMOS rapide, 32 x 8 registres.
- Cartes mères : SSC 5 x 86 AMD 1300 MHz et Rocky-518 HV Pentium/MMX 233 MHz.
- PC : 386-25, 486-33 et 486-66.
- Réseau local en différents câbles standard (RG223, RG58, S-UTP..) et pour différents débits (10-100 MBps).

Les résultats montrent qu'un réseau local entre PC devient vulnérable entre 200 V/m et 5 kV/m en ULB. Les pannes sévères nécessitant l'intervention d'un opérateur apparaissent entre 6 kV/m et 12 kV/m. En ce qui concerne les circuits à microcontrôleurs, le seuil au delà duquel des effets apparaissent est de 7.5 kV/m en ULB. Il est nettement plus élevé (42 kV/m) pour l'IEMN. Cet écart est également présent dans la susceptibilité des cartes mères. En effet, les auteurs donnent un seuil de 4 kV/m en ULB et de 25 kV/m pour l'IEMN. Enfin, Le champ nécessaire à une perturbation des circuits logiques testés est de 25 kV/m en ULB (75 kV/m pour circuit TTL) et 120 kV/m pour l'IEMN.

Le blindage des systèmes électroniques comporte des faiblesses autour de certaines fréquences. En couvrant un large spectre, les impulsions ULB peuvent profiter de plusieurs 'fenêtres' dans la protection électromagnétique afin d'interagir avec les circuits dans le but de les perturber. C'est un avantage par rapport à un rayonnement micro-onde BE. En effet, si la fréquence de l'onde incidente ne correspond pas à une vulnérabilité du blindage, aucune énergie ne pénétrera celui-ci et l'agression restera sans effet. En contrepartie de cet avantage, l'ULB souffre de diluer l'énergie sur une grande plage de fréquence. Seule une faible partie de celle-ci pourra être couplée dans la cible. Par conséquent, les pannes induites par une agression ULB sont essentiellement liées à des effets spécifiques plutôt qu'à des effets thermiques. En ce sens l'augmentation du taux de répétition en ULB correspond à une augmentation de la probabilité de provoquer une panne fonctionnelle dans la cible. Dans le cas de la BE le taux de récurrence augmente la quantité d'énergie couplée dans les circuits favorisant une destruction physique des composants.

## CHAPITRE 2

### LE PROJET GIMLI

#### 2.1 Objectifs du projet

La section précédente montre que l'ULB s'emble bien adapter dans les cas où les vulnérabilités des cibles ne sont pas connues. Une source ULB de forte puissance possède ainsi l'avantage d'être à usage générale contrairement à une source BE non accordable.

En 2005, a démarré à l'ISL un projet d'étude de source compacte dans le domaine ultra large bande. Les trois objectifs sont :

- d'étudier la faisabilité d'un système compact ULB de forte puissance et d'identifier les solutions technologiques adaptées afin d'en dimensionner les briques élémentaires ;
- de développer l'expertise de l'ISL dans le domaine des fortes puissances pulsées (antenne pour les fortes puissances, mise en forme d'impulsion, métrologie des champs rayonnés...);
- de réaliser un démonstrateur pour anticiper le besoin des tutelles dans le domaine de l'ULB de forte puissance.

En 2006, le système a été baptisé GIMLI pour Générateur d'Impulsion Modulée en Largeur et en Intensité. Les travaux menés dans le cadre de cette thèse de doctorat sont une contribution au projet GIMLI notamment sur la fonction "mise en forme d'impulsion".

#### 2.2 Spécifications

Les spécifications du système ont été établies afin de prendre en compte des contraintes essentielles pour une utilisation "sur le terrain" :

- une forte compacité en prévision de l'intégration dans un véhicule léger ;
- un minimum de rayonnement "arrière" ;
- une couverture spectrale étendue au moins dans la bande 100 MHz - 1 GHz ;

- un facteur de mérite (produit champ-distance) de l'ordre de 1 MV ;

Les générateurs de Marx de l'ISL ont été choisis pour répondre au besoin de source primaire d'impulsion. Cette option permet d'utiliser des composants déjà existants et de concentrer l'effort de recherche et développement sur les fonctions "mise en forme d'impulsion" et "rayonnement".

### 2.3 Objectif de la thèse

L'objectif de ce travail de thèse est dans un premier temps d'identifier une structure de mise en forme d'impulsion remplissant les critères suivants :

- Compatible avec les niveaux de tension de sortie des générateurs de Marx ISL.
- Encombrement réduit ( $<5L$ ) nécessitant le moins de servitude possible.
- La marge d'évolution des performances doit être quantifiable.

Une fois la structure identifiée, la seconde étape de l'étude est de dimensionner un étage de mise en forme pour le prototype ISL de source ULB avec les performances visées suivantes :

- Tension de sortie  $> 100$  kV (sur  $50 \Omega$ ).
- Couverture spectrale de l'impulsion de sortie entre 100 MHz et 1GHz (à -10 dB du maximum).
- Sortie coaxiale  $50 \Omega$  dans du liquide de constante diélectrique 2.1.

Même si le prototype de source est basé sur un générateur de Marx mono-coup, l'étage de mise en forme doit pouvoir fonctionner en rafale d'au moins 50 Hz pendant 1 s.

Enfin la dernière phase de l'étude concerne la réalisation et la caractérisation de la mise en forme ainsi que l'évaluation des performances de la source intégrant ce dispositif.



## **Deuxième partie**

# **Technologies et concepts pour l'ULB de forte puissance**

## CHAPITRE 3

### LE GÉNÉRATEUR DE MARX COMPACT

#### 3.1 Principe et technologie

Les générateurs de Marx appartiennent à la famille des sources d'impulsions de haute tension à stockage d'énergie sous forme capacitive. Inventé en 1923 par Erwin Marx [38], son principe fondamental consiste à charger des condensateurs en parallèle, puis à les décharger en série. Idéalement, l'amplitude de l'impulsion de sortie est égale au produit du nombre d'étage par la tension de charge.

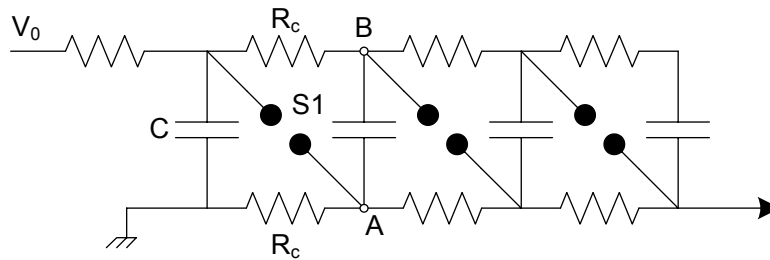


Figure 3.1 – Schéma électrique d'un générateur de Marx.

La figure 3.1 décrit le schéma électrique d'un générateur de Marx. Les condensateurs  $C$  sont chargés à travers les résistances  $R_c$  jusqu'à la tension  $V_0$ . Quand le premier commutateur ( $S_1$ ) se ferme, le potentiel au point A est porté à  $V_0$ . Par conséquent, celui du point B passe de  $V_0$  à  $2V_0$ . A cet instant, le commutateur suivant est soumis à une tension de  $2V_0$  et doit alors se fermer afin de poursuivre le processus de multiplication de la tension d'étage en étage jusqu'à la sortie.

#### 3.2 Performances et limitations

La tension de sortie théorique d'un générateur de Marx suppose le système idéal et sans perte, sur une impédance de charge infinie. Il convient d'introduire certains paramètres supplémentaires afin de mettre en évidence quelques limitations de ce type de source d'impulsions.

### 3.2.1 Impédance interne et transfert d'énergie

En notant  $C$ , la capacité d'un étage,  $C_m$  celle d'un générateur de  $n$  étages est donnée par  $C/n$ . L'inductance totale  $L_m$  est quand à elle, constituée de la somme des inductances parasites des condensateurs  $L_c$  et de celles des commutateurs  $L_s$ , d'où  $L_m = n(L_c + L_s)$ . Enfin, pour compléter la description, il faut introduire  $R_s$  la résistance parasite série des étages et donc  $R_m$  la résistance équivalente série totale du générateur, avec  $R_m = nR_s$ . Dans la plupart des cas, un générateur de Marx délivre son énergie à une charge dont l'impédance est essentiellement capacitive. La figure 3.2 résume le circuit équivalent simplifié d'un générateur sur une charge  $C_s$ .

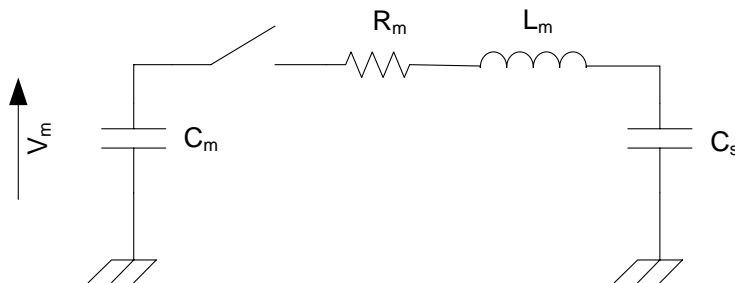


Figure 3.2 – Schéma équivalent d'un générateur de Marx sur une charge capacitive  $C_s$ .

En appliquant la loi des mailles nous obtenons l'égalité suivante

$$V_m + L_m \frac{dI}{dt} + R_m I - V_s = 0. \quad (3.1)$$

Cette égalité peut s'écrire sous la forme suivante

$$\frac{Q_m}{C_m} + L_m \frac{dI}{dt} + R_m I + \frac{Q_s}{C_s} = 0. \quad (3.2)$$

La dérivation de cette expression donne l'équation différentielle du courant circulant dans le système :

$$L_m \frac{d^2 I}{dt^2} + R_m \frac{dI}{dt} + \frac{C_m + C_s}{C_m C_s} I = 0. \quad (3.3)$$

En adoptant les notations suivantes

$$\tau = \frac{L_m}{R_m}; \quad (3.4)$$

$$C_e = \frac{C_m C_s}{C_m + C_s}; \quad (3.5)$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}; \quad (3.6)$$

$$\omega^2 = \left| \frac{1}{L_m C_e} - \frac{1}{(2\tau)^2} \right|; \quad (3.7)$$

nous pouvons réécrire l'expression 3.3 sous la forme suivante

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{1}{\tau} \frac{dI}{dt} + \omega_0^2 I = 0. \quad (3.8)$$

Nous obtenons une équation différentielle du second ordre classique. Seules les solutions pseudo harmoniques ( $\omega_0 \tau > 1/2$ ) sont intéressantes pour l'étude. Dans ce cas, le courant délivré à la charge est donné par <sup>1</sup>

$$I = -\frac{V_m}{\omega} \frac{C_m}{C_m + C_s} e^{-t/2\tau} \left[ \omega^2 + \frac{1}{4\tau^2} \right] \sin \omega t \quad (3.9)$$

La tension aux bornes de la charge s'écrit alors

$$V_s = \frac{\int_0^t I(u) du}{C_s} = V_m \frac{C_m}{C_m + C_s} \left[ 1 - e^{-t/2\tau} \left( \cos \omega t - \frac{1}{2\omega\tau} \sin \omega t \right) \right]. \quad (3.10)$$

La valeur maximal  $V_{smax}$  de cette tension est donnée par

$$V_{smax} = V_m \frac{C_m}{C_m + C_s} \left[ 1 + e^{-\pi/2\omega\tau} \right]. \quad (3.11)$$

Introduisons la grandeur  $\eta$  représentant le taux de transfert entre le générateur et la charge défini par le rapport entre l'énergie  $E_0$  disponible et  $E_c$ , celle délivrée à la

---

<sup>1</sup>Les conditions initiales sont  $I(0) = 0$  et  $\frac{dI}{dt}(0) = \frac{V_m}{L_m}$

charge :

$$\eta = \frac{E_c}{E_0} = \frac{0.5C_s V_{smax}^2}{0.5C_m V_0^2}. \quad (3.12)$$

En combinant les équations 3.11 et 3.12 nous obtenons

$$\eta = \frac{C_m C_s}{(C_m + C_s)^2} \frac{1}{V_m^2} \left[ 1 + e^{-\pi/2\omega\tau} \right]^2. \quad (3.13)$$

Le transfert d'énergie est optimal pour  $C_s = C_m$  et, dans ce cas peut être très proche de 100% si  $R_m$  est faible. La figure 3.3 illustre l'évolution du taux de transfert et de la tension maximum délivrée à la charge capacitive en fonction du rapport  $C_s/C_m$ .

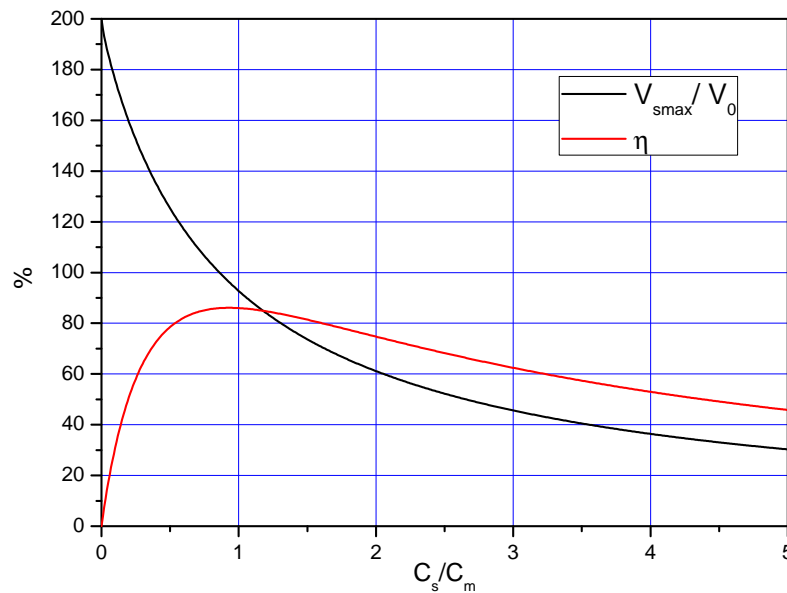


Figure 3.3 – Taux de transfert d'énergie ( $\eta$ ) et tension de sortie réduite ( $V_{smax}/V_0$ ) en fonction du rapport  $C_s/C_m$ .

Pour exploiter pleinement les sur-oscillations de tension en sortie du générateur, il est judicieux d'ajouter un éclateur, dit de peaking, en aval du générateur. En se fermant au moment du maximum  $V_{smax}$ , celui-ci "transfert" la tension du générateur quasiment sans pertes ce qui fait l'avantage de ce type de configuration.

<sup>2</sup> $R_m = 10\Omega, L_m = 5\mu H, C_m = 1nF$

Dans le cas où le circuit fonctionne dans un régime critique ou amorti, il n'y a plus d'oscillations et le transfert d'énergie ne peut pas dépasser 25 %.

Dans la mesure où  $L_m$ ,  $R_m$  et  $C_m$  dépendent du nombre d'étages, l'efficacité en tension  $V_{smax}/V_0$  est aussi fonction de  $n$ . La figure 3.4 montre la décroissance asymptotique vers 0 de l'efficacité en fonction du nombre d'étage.

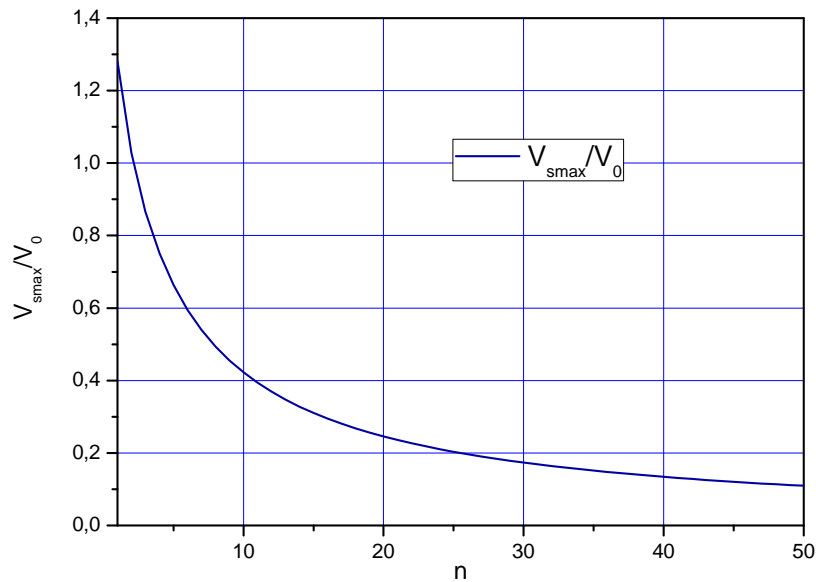


Figure 3.4 – Influence du nombre d'étage sur l'efficacité ( $V_{smax}/V_0$ ) du générateur de Marx.

### 3.2.2 Capacités parasites

Les points précédemment traités négligent l'effet des capacités parasites dans les étages. Celles-ci jouent cependant un rôle très important dans le fonctionnement du générateur. La figure 3.5 présente le schéma équivalent du générateur de Marx enrichi des capacités parasites :

- $C_s$  : capacité parasite entre les condensateurs et la masse ;
- $C_g$  : capacité parasite entre les étages.

Supposons que tous les étages soit chargés sous une tension  $V_0$ . A l'instant initial, l'éclateur  $S_1$  est déclenché. La capacité parasite au point D tente de maintenir le potentiel

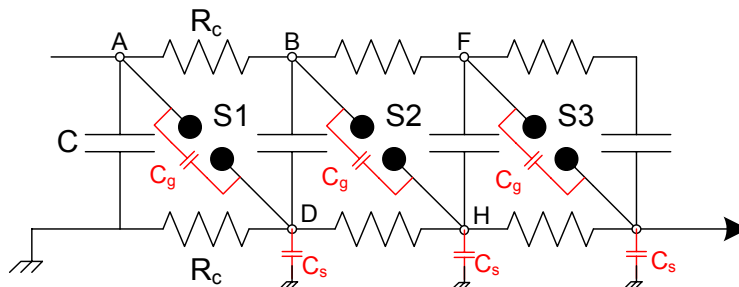


Figure 3.5 – Générateur de Marx avec les capacités parasites entre étages et vers la masse.

à la masse. Cependant, comme  $C$  est généralement très supérieure à  $C_s$ , cette dernière se charge rapidement à une tension proche de  $V_0$ . Le point B passe alors rapidement de  $V_0$  à  $2V_0$ . La capacité  $C_g$  de l'éclateur  $S_2$  et  $C_s$  au point H forment un diviseur capacitif de tension. La différence de  $\Delta V$  aux bornes de  $S_2$  est alors donnée par

$$\Delta V = \frac{2V_0}{1 + C_g/C_s}. \quad (3.14)$$

Il est primordial de maintenir un rapport  $C_g/C_s$  le plus faible possible pour conserver une surtension suffisante sur  $S_2$  pour lui permettre de claquer. La capacité parasite distribuée entre les condensateurs et l'enveloppe métallique du générateur peut participer à l'augmentation de  $C_s$ . Cependant, même en diminuant le rapport des capacités, la surtension ne peut se maintenir. En effet, à mesure que le noeud D se charge à  $V_0$ , le noeud F se charge également via la résistance placée entre les deux points. Parallèlement à ce processus, le noeud F se charge aussi à travers la résistance qui le relie au point B. En supposant que  $C_s$  est négligeable devant  $C$ , alors le potentiel en F va tendre vers  $V_0$  avec une constante de temps de  $0.5R_cC_s$ . La tension au borne de  $S_2$  peut diminuer rapidement pour atteindre  $V_0$  ce qui empêcherait le claquage de l'éclateur qui doit être prévu pour tenir à cette tension. La condition pour que le processus de multiplication se poursuive est que  $S_2$  soit conçu pour claquer à une tension inférieure à  $\Delta V$  dans un délai de  $0.5R_cC_s$ .

### 3.2.3 Répétitivité

La répétitivité est définie comme la cadence maximale de fonctionnement du générateur. Deux facteurs limitant pénalisent la montée en fréquence de récurrence :

- le temps de rétablissement du milieu diélectrique dans les éclateurs ;
- le temps de charge des condensateurs de stockage.

Des solutions technologiques existent pour réduire le premier en jouant sur la nature du diélectrique utilisé et sur le conditionnement des éclateurs (géométrie, flux de gaz ...). Le second dépend du nombre d'étages et des paramètres du générateur.

Généralement, les condensateurs sont chargés par un courant constant grâce à une alimentation haute tension. Cependant, comme les résistances sont toutes en série, chaque étage est chargé à une allure plus lente que celui qui le précède. L'expression empirique de la constante de temps de charge  $T_n$  du  $n^{ième}$  étage est la suivante [39]

$$T_n \propto R_c C n^2 + a(R_c C)n + b(R_c C). \quad (3.15)$$

Dans cette expression a et b sont des fonctions linéaire de  $R_c C$ .

L'augmentation du nombre d'étage pénalise énormément le temps de charge donc la répétitivité maximale.

Cette analyse montre qu'il est préférable de concevoir un générateur avec peu d'étages mais de relativement grande capacité afin d'optimiser l'efficacité de la multiplication de tension et la répétitivité. De plus, la décharge résonante permet d'assurer un bon transfert d'énergie vers la charge.

### 3.3 Panorama des générateurs de Marx compacts

La littérature scientifique est riche d'exemples de générateurs de Marx compacts. Le tableau 3.1 dresse un panorama de quelques réalisations publiées.

L'ISL possède une expérience de 40 ans dans l'étude, la conception et la réalisation de générateurs de Marx miniatures haute énergie. Initialement, de tels générateurs ont été développés pour les besoins propres de l'institut dans le domaine de la métrologie rapide. Ainsi, les premiers générateurs de Marx ont été conçus pour des systèmes de



| Référence | Nombre d'étage | $C_{\text{étage}}$<br>(F) | Volume<br>$m^3$ | $V_{\text{charge}}$<br>(kV) | Impédance<br>$\Omega$ | $V_{\text{sortie}}$<br>(kV) | Cadence<br>(Hz) |
|-----------|----------------|---------------------------|-----------------|-----------------------------|-----------------------|-----------------------------|-----------------|
| [40]      | 8              | 480 n                     | 0.44            | 100                         | 5-10                  | 500                         |                 |
| [41]      | 20             | 44n                       | 0.54            | 50                          | 30                    | 450                         | 10              |
| [42]      | 25             | 8.4 n                     | 0.42            | 10                          |                       | 240                         | 10              |
| [43]      | 25             | 100 n                     | 0.05            | 21                          |                       | 500                         | 10              |
| [44]      | 13             | 5.2 n                     | 0.16            | 40                          | 63                    | 350                         | 111             |
| [45]      | 27             | 11 n                      | 0.05            | 50                          | 50                    | 470                         | 1               |

Tableau 3.1 – Quelques exemples de générateurs de Marx compact.

radiographie-éclair par rayons X. Depuis 1999, l'ISL à pour objectif de perfectionner ce générateur en vue d'une application embarquée pour un dispositif de rayonnement électromagnétique de forte puissance tel le système GIMLI.

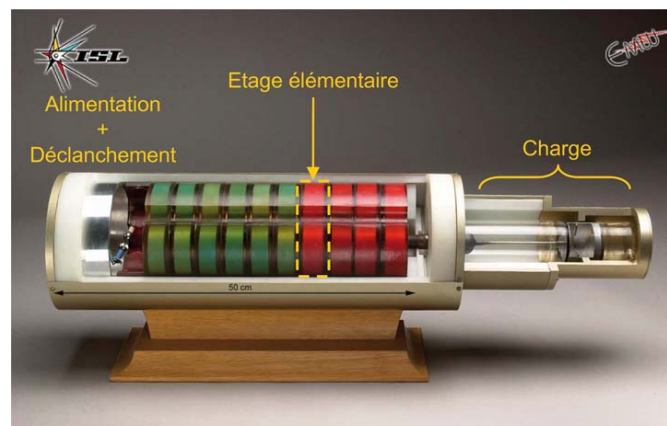


Figure 3.6 – Maquette d'un générateur de Marx ISL.

Le concept ISL est celui d'un générateur coaxial à encombrement limité et structure modulaire (c.f. figure 3.6). Il est composé d'étages élémentaires appelés "galettes". Chaque étage comporte 8 condensateurs sectorisés en titanate de strontium d'une capacité unitaire de 1.1 nF. Ils sont assemblés en parallèle entre deux supports en fibre de verre métallisée. Deux résistances en carbone de 30 k $\Omega$  sont intégrées dans une galette. Les commutateurs sont des éclateurs sphériques de 12 mm de diamètre en acier chromé. Chaque étage comporte deux demi éclateurs de chaque côté des condensateurs. L'ensemble est coulé dans une résine isolante rouge. Les galettes sont empilées dans un fut en acier chemisé d'un tube isolant en polypropylène (figure 3.7).

La dernière évolution des générateurs ISL apporte une modularité accrue en inté-

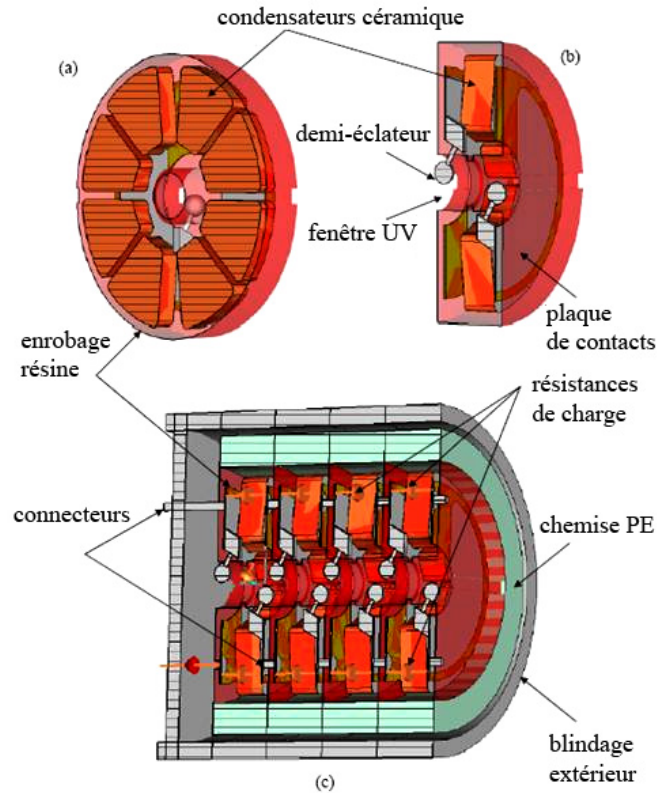


Figure 3.7 – Vue 3D d’une galette (a),(b) et d’un assemblage de 4 étages (c).

grant les condensateurs et les éclateurs dans un boîtier en fibre de verre complètement démontable. Le nombre de condensateur peut ainsi être adapté en fonction des besoins.

Les générateurs de Marx ISL sont uniquement mono-coup ou faiblement répétitifs (environ 2 Hz). Les plus gros embarquent jusqu’à 27 étages chargés sous 50 kV. Les versions compactes utilisées dans cette étude comportent entre 6 et 12 étages chargés jusqu’à 35 kV et leur volume est de moins de 50 litres.

## CHAPITRE 4

### LA COMMUTATION PAR ÉCLATEUR

#### 4.1 Introduction

Les commutateurs sont les éléments communs à tous les systèmes de forte puissance pulsée. Le temps de montée, la forme et l'amplitude de l'impulsion issue d'une source dépendent fortement de leurs performances.

Les éclateurs font partie de la famille des commutateurs à fermeture associés aux générateurs à stockage d'énergie capacitive. La rupture (ou claquage) rapide d'un milieu diélectrique séparant les électrodes est à la base de leur fonctionnement. Malheureusement, le claquage est un phénomène statistique pour lequel il n'est parfois possible de donner qu'une grossière estimation de la probabilité de déclenchement pour des conditions de champ électrique données.

D'un point de vue microscopique, le claquage repose sur une réaction en chaîne : l'avalanche. La présence de particules chargées ayant acquis une énergie suffisante entre deux collisions produit l'ionisation par impact initiant cette réaction. Dans la plupart des cas, les particules dominantes dans ce processus sont des électrons possédant une mobilité nettement plus importante que les ions. Ces électrons tirent leur énergie de l'accélération due au champ électrique inter-électrode. La quantité d'énergie dépend de l'amplitude du champ, de l'état d'excitation initial mais également du libre parcours moyen entre deux collisions. Ce dernier facteur est directement lié à la densité du matériau diélectrique utilisé. Pour cette raison, le seuil de champ électrique conduisant aux claquages est plus élevé dans les solides que dans les gaz. Cependant, les gaz possèdent l'avantage de revenir naturellement à leur condition initiale alors que les solides sont localement détruits après un claquage.

## 4.2 Claquage statique

### 4.2.1 Avalanche électronique

La rigidité diélectrique d'un gaz peut être déterminée par l'analyse des collisions ionisantes. Pour cela, il convient de définir la section efficace de réaction et plus spécialement la section efficace d'ionisation. Ce concept suppose que l'interaction entre un électron et les autres particules n'intervient que si celui-ci passe à travers une certaine surface centrée sur la cible.

Pour une couche de gaz d'épaisseur  $dx$  contenant  $n$  atomes par unité de volume avec une section efficace  $\sigma$ , il y a  $nAdx$  cibles dans le volume  $Adx$  recouvrant une surface  $nAdx\sigma = \Sigma Adx$ . La probabilité qu'une particule provoque une interaction dans cette couche est donc  $\Sigma dx$ . Supposons que  $N_0$  électrons entrent dans la couche, la quantité de ceux qui la traversent sans causer d'interaction est réduite de  $dN = -\Sigma N_0 dx$ . L'intégration de cette équation sur une épaisseur  $x$  donne le nombre d'électrons ayant traversés la couche d'épaisseur  $x$  sans causer d'interactions :

$$N(x) = N_0 \exp(-\Sigma x). \quad (4.1)$$

Le libre parcours moyen  $\lambda$  que peut parcourir un électron sans interaction est donné par l'expression suivante

$$\lambda = \int_0^\infty \frac{x \Sigma N(x)}{N_0} dx = \frac{1}{\Sigma}. \quad (4.2)$$

En considérant un électron circulant dans un champ électrique  $E$  [V/m], l'augmentation moyenne de son énergie entre deux collisions est donnée par

$$eE\lambda = \frac{1}{2} mu^2. \quad (4.3)$$

$e$  et  $m$  sont respectivement la charge [Coulomb] et la masse [kg] de l'électron.  $u$  représente l'augmentation de vitesse entre deux collisions et est donnée par

$$u = \sqrt{\frac{2eE\lambda}{m}}. \quad (4.4)$$

Si  $u$  est très supérieure à l'agitation thermique, une distribution de vitesse  $g(u)du$  s'établit, différente d'une distribution de Maxwell-Boltzmann. La forme de celle-ci dépend du champ électrique ( $E$ ) et de la densité du gaz ( $n$ ).

Pour un nuage de  $N_e$  électrons dans un champ statique uniforme, le temps de parcours moyen entre deux collisions ionisantes correspondant au libre parcours  $\lambda_i$  est donné par

$$t_i = \lambda_i u. \quad (4.5)$$

Le taux d'ionisation est calculé en combinant les équations 4.5 et 4.2 :

$$\frac{1}{t_i} = \Sigma u_i. \quad (4.6)$$

L'augmentation du nombre d'électrons dans le nuage est alors donnée par l'équation suivante [46]

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e \int_0^\infty \Sigma_i u g(u) du. \quad (4.7)$$

Supposons que l'extension du nuage soit essentiellement dépendante du déplacement et non du temps :

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{\delta N_e}{\delta t} + u \frac{\delta N_e}{\delta x} = u \frac{dN_e}{dx}. \quad (4.8)$$

En combinant les équations 4.7 et 4.9 puis en introduisant le coefficient d'ionisation  $\alpha$  et la vitesse moyenne du nuage  $\langle u \rangle$  [m/s] :

$$\alpha = \frac{\int_0^\infty \Sigma_i(u) u g(u) du}{\langle u \rangle}, \quad (4.9)$$

la variation du nombre d'électrons dans le nuage est donnée par l'expression suivante

$$dN_e = N_e \alpha dx. \quad (4.10)$$

L'intégration de l'expression 4.10 donne le nombre d'électrons dans une avalanche sous l'influence d'un champ électrique constant :

$$N_e(x) = N_0 \exp(\alpha x). \quad (4.11)$$

$N_0$  est le nombre d'électrons libres présents au début de l'avalanche.

#### 4.2.2 Critere de Townsend

L'ionisation par impact dans le gaz n'est pas la seule source d'électrons. En effet, une émission secondaire peut se produire quand des ions arrivent sur la cathode (ou les électrons sur l'anode). De plus, l'énergie libérée par la désexcitation de certains atomes peut conduire à une émission secondaire par photo-ionisation.

Supposons que pour n'importe quel électron de l'avalanche parcourant la distance  $dx$ , le nombre d'électrons produit au niveau de la cathode est  $\omega dx$ .

Pour un écartement cathode-anode  $d$ , le nombre d'électrons  $N(d)$ , qui atteignent l'anode si  $N_e(0)$  sont émis par la cathode est donné par

$$N_e(d) = N_e(0) \exp(\alpha d). \quad (4.12)$$

Dans ce cas, la quantité d'électrons quittant la cathode est

$$N_e(0) = N_0 + \omega \int_0^d N_e(x) dx. \quad (4.13)$$

$N_0$  correspond au nombre d'électrons émis par la cathode par une pré-ionisation externe. En remplaçant  $N_e(x)$  par l'expression 4.11,  $N_e(0)$  s'écrit alors sous la forme de l'équation différentielle suivante

$$N_e(0) = N_0 + \frac{\omega}{\alpha} N_e(0) (e^{\alpha d} - 1). \quad (4.14)$$

En intégrant l'équation 4.14 et en combinant le résultat avec l'expression 4.12 nous obtenons la formule suivante

$$N_e(d) = \frac{N_0 e^{\alpha d}}{1 - (\omega/\alpha)(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (4.15)$$

Cette équation permet de définir les conditions pour l'apparition d'un claquage. En effet si le critère suivant est atteint :

$$\frac{\omega}{\alpha}(e^{\alpha d} - 1) = 1, \quad (4.16)$$

alors le nombre d'électrons de l'avalanche  $N_e(d)$  tend vers l'infini. Dans ces conditions, il se produit une décharge autonome : le claquage. L'égalité 4.16 est appelée critère de Townsend [47].

### 4.2.3 Loi de Paschen

Les rapports  $\frac{\alpha}{p}$  et  $\frac{\omega}{p}$  sont uniquement des fonctions de  $\frac{E}{p}$  [48] ou  $p$  est la pression du gaz :

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right); \quad (4.17)$$

$$\frac{\omega}{p} = F\left(\frac{E}{p}\right). \quad (4.18)$$

Le critère de Townsend s'écrit alors sous la forme suivante

$$\frac{F\left(\frac{E}{p}\right)}{f\left(\frac{E}{p}\right)} \cdot \left(e^{f\left(\frac{E}{p}\right)pd} - 1\right) = 1. \quad (4.19)$$

Si  $U$  est la différence de potentiel entre les électrodes, le champ électrique uniforme s'écrit  $E = U/d$ . En remplaçant  $E$  par son expression dans le critère de Townsend 4.21 et en isolant  $U$ , nous obtenons une fonction unique liant la tension de claquage ( $U_c$ ) et le produit  $pd$  pour un gaz et un matériau d'électrode donné. Cette relation est appelée loi de Paschen [49].

La relation 4.17 peut être approximée par

$$f\left(\frac{E}{p}\right) = Ae^{-\frac{Bp}{E}}. \quad (4.20)$$

A [ $\text{mm}^{-1} \text{bar}^{-1}$ ] et B [ $\text{kV mm}^{-1} \text{bar}^{-1}$ ] sont des constantes du gaz. En introduisant cette expression dans l'équation 4.21 en en prenant le logarithme pour isoler  $U_c$ , nous obtenons l'expression de la tension de claquage suivante

$$U_c = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln[\ln((1 + \gamma)/\gamma)]}. \quad (4.21)$$

Cette expression n'est valable que si les variations de  $\gamma(pd)$  sont négligeables.

Les courbes de la figure 4.1 comparent la loi de Paschen avec les mesures expérimentales de la tension de claquage [50].

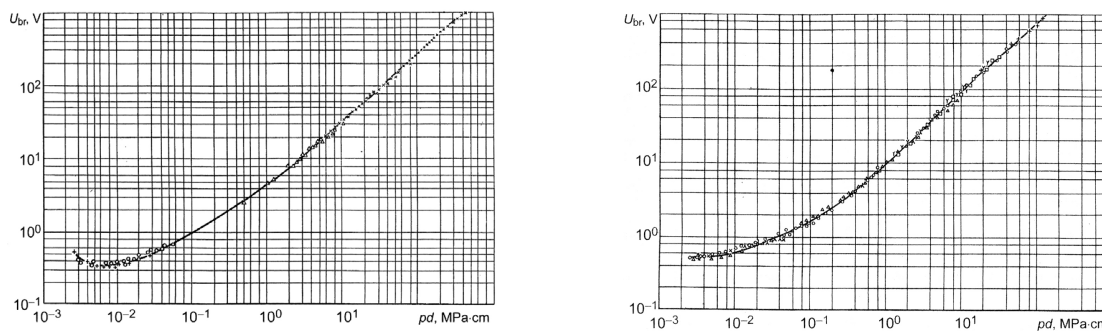


Figure 4.1 – Comparaison entre les courbes de Paschen mesurées et calculées pour de l'azote (gauche) et du  $\text{SF}_6$  (droite).

Le tableau 7.3 donne les valeurs de A et B pour différents gaz.

| Gaz           | A<br>( $\text{mm}^{-1} \text{bar}^{-1}$ ) | B<br>( $\text{kV mm}^{-1} \text{bar}^{-1}$ ) | Domaine de validité ( $E/p$ )<br>$\text{kV mm}^{-1} \text{bar}^{-1}$ |
|---------------|---|--|--|
| Air           | 1130                                      | 27.4   | 11-45  |
| $\text{N}_2$  | 977                                       | 25.5   | 8-45   |
| $\text{H}_2$  | 376                                       | 9.8  | 11-30  |
| Ar            | 1020                                      | 13.5   | 8-45   |
| $\text{CO}_2$ | 1500                                      | 34.9   | 37-75  |

Tableau 4.1 – Valeurs mesurées des paramètres A et B pour quelques gaz.

Pour les gaz électronégatifs ( $\text{SF}_6$ ,  $\text{O}_2$ , F, Cl ...), caractérisés par une forte capacité à capturer des électrons pour former des ions négatifs, il est nécessaire de prendre en



compte le coefficient d'attachement  $\eta$ . Ce coefficient correspond à la probabilité qu'un électron libre d'être capturé sur une unité de longueur. Comme pour  $\frac{\alpha}{p}$ ,  $\frac{\eta}{p}$  dépend uniquement de  $\frac{E}{p}$ . Le coefficient d'ionisation effectif  $\alpha_e$  est alors donné par l'expression suivante

$$\alpha_e = \alpha - \eta = pf\left(\frac{E}{p}\right). \quad (4.22)$$

L'expression simplifiée de la tension de claquage statique en champ homogène, tenant compte de l'attachement, est donnée dans [46] :

$$U_c = \left(\frac{E}{p}\right)_0 pd + c\sqrt{pd}. \quad (4.23)$$

Les constantes  $\left(\frac{E}{p}\right)_0$  et  $c$  dépendent du gaz électronégatif utilisé. Les valeurs sont données dans le tableau 4.2 pour des gaz usuels [46].

| Gaz             | $\left(\frac{E}{p}\right)_0$<br>(kV mm <sup>-1</sup> bar <sup>-1</sup> ) | $c$<br>(kV mm <sup>-1/2</sup> bar <sup>-1/2</sup> ) |
|-----------------|--|---|
| CO <sub>2</sub> | 3.21   | 5.88  |
| Air             | 2.44   | 2.12  |
| N <sub>2</sub>  | 2.44   | 4.85  |
| H <sub>2</sub>  | 1.01   | 2.42  |

Tableau 4.2 – Valeurs mesurées des paramètres  $\left(\frac{E}{p}\right)_0$  et  $c$  pour quelques gaz usuels.

#### 4.2.4 Streamer

Dans une avalanche, la différence de mobilité entre les électrons et les cations entraîne l'apparition d'une charge d'espace qui provoque la distorsion du champ électrique à son voisinage. Le module du champ se trouve renforcé à l'avant et à l'arrière de la charge d'espace (4.2) et dans ces zones, des avalanches secondaires vont pouvoir s'amorcer.

Si le champ de charge d'espace est suffisant, les avalanches secondaires se développeront vers la tête et la queue de l'avalanche principale. Les charges secondaires vont

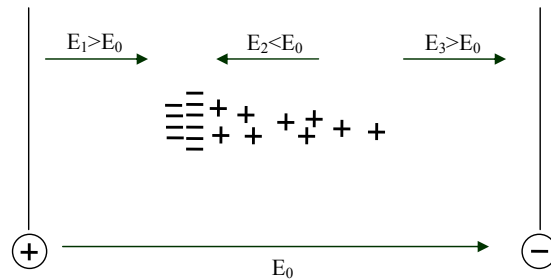


Figure 4.2 – Renforcement du champ lié à la charge d'espace.

neutraliser, en totalité ou en partie la charge d'espace initiale et en abandonner une nouvelle plus en avant vers les électrodes. Le processus se répète tant que le champ de la charge d'espace est suffisant pour initier des avalanches secondaires. Cette charge d'espace s'est alors virtuellement déplacée à une vitesse, dite de streamer de l'ordre de  $10^8 - 10^9$  cm/s. Celle-ci est supérieure d'un ordre de grandeur à la vitesse de dérive des charges dans le champ [47]. Pour la charge d'espace négative se déplaçant vers l'anode on parle de streamer négatif alors que pour celle transitant vers la cathode on parle de streamer positif. Le processus de développement des streamers est illustré sur la figures 4.3 [51]. Lorsqu'ils atteignent les électrodes, l'intervalle est court-circuité. Il y a donc claquage par mode streamer.

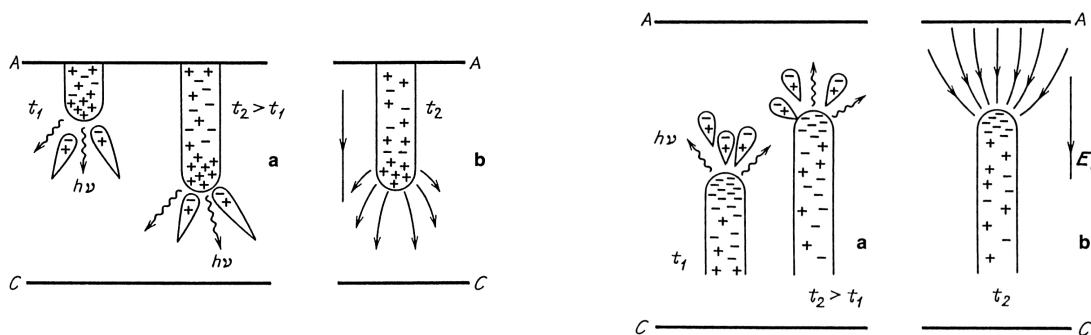


Figure 4.3 – Développement d'un streamer positif (à gauche) et d'un streamer négatif (à droite).

En champ non uniforme, la polarité des électrodes joue un rôle très important dans le développement des streamers. En effet, dans un champ divergeant, comme par exemple autour d'une pointe portée à la haute tension positive, les électrons sont de plus en plus accélérés à mesure qu'il se rapproche de l'anode. Dans le cas contraire d'un champ

convergeant (pointe portée à la haute tension négative) les électrons sont de moins en moins accélérés et le développement de streamer négatif est donc moins favorisé.

### 4.3 Claquage en régime pulsé

Les processus conduisant au claquage se déroulent en un temps non nul. Si la tension appliquée entre les électrodes augmente rapidement (plus vite que le temps de formation de la décharge) il est possible de dépasser le seuil de claquage statique. On parle alors de fonctionnement dynamique ou pulsé.

Un claquage peut être divisé en trois étapes auxquelles il faut associer un certain délai. Quand la tension de claquage statique est atteinte, l'apparition d'un électron capable de provoquer une avalanche se produit après une durée aléatoire  $t_s$ . Suit une phase  $t_a$ , pendant laquelle l'avalanche se développe jusqu'à ce qu'un streamer relie l'anode et la cathode. La dernière phase d'une durée  $t_{arc}$ , correspond au développement du canal conducteur entre les électrodes. La figure 4.4 résume ces différentes phases

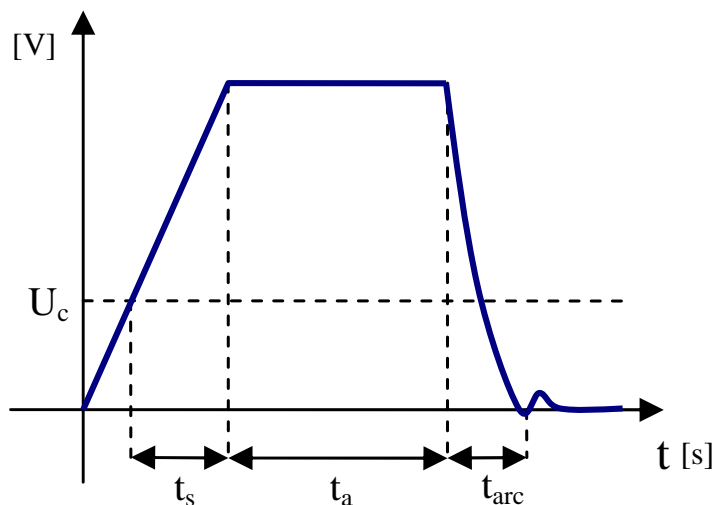


Figure 4.4 – Les trois phases d'un claquage en régime pulsé : pré-avalanche, avalanche et conduction.

### 4.3.1 Phase pré-avalanche

La présence d'une source d'ionisation extérieure (flash UV, rayons X ou  $\gamma$ , laser haute puissance ...) participe à la génération d'électrons libres dans l'espace inter-électrode. D'autre part, une cathode soumise à un champ électrique élevé (100 kV/cm) peut émettre des charges par effet tunnel [48] [52] contribuant également à la génération d'électrons libres favorisant l'initiation des avalanches. Tout ces processus sont probabilistes d'où l'existence d'une phase aléatoire  $t_s$  avant l'initiation d'une décharge.

Un électron possède une probabilité de  $1 - \eta/\alpha$  de provoquer une avalanche. Par ailleurs, le taux de génération d'électrons susceptibles de participer à une avalanche est  $\frac{dN_a}{dt}$ . Alors la probabilité qu'une décharge se soit produite avant le temps  $\tau$  est donnée par [46]

$$F(\tau) = 1 - e^{-\int_0^\tau \frac{dN_a}{dt} dt}. \quad (4.24)$$

Par dérivation de l'équation précédente, nous obtenons la densité de probabilité  $f(t)$  :

$$f(t) = \frac{dN_a}{dt} e^{-\int_0^t \frac{dN_a}{dt} dt}. \quad (4.25)$$

Le calcul de la probabilité  $F(\tau)$  requiert la connaissance du taux  $\frac{dN_a}{dt}$  qui dépend de la nature des processus générant les électrons germes.

Dans le cas où l'émission par effet de champ (effet tunnel) d'électrons par la cathode est prédominante sur d'autres sources, la densité de courant  $j$  [ $A\ cm^{-2}$ ] générée par cette émission est donnée par la relation de Fowler-Nordheim [48] [46] :

$$j = 1.55 \cdot 10^{-6} \frac{\beta^2 E^2}{\varphi} \exp \left[ -\frac{6.85 \cdot 10^{-7} \varphi^{3/2}}{\beta E} \Theta \left( \frac{3.62 \cdot 10^{-4} \sqrt{\beta E}}{\varphi} \right) \right]. \quad (4.26)$$

E et  $\varphi$  sont respectivement le champ électrique [ $V\ cm^{-1}$ ] et la fonction de travail de la cathode [eV]. Le coefficient  $\beta$  correspondant au facteur de renforcement de certaines zones émissives de la cathode (inclusion de diélectrique, aspérité, rupture de la structure

crystalline...). La fonction  $\Theta(y)$  vaut  $0.956 - 1.06y^2$ . Le taux  $\frac{dN_a}{dt}$  peut être obtenu en intégrant la grandeur  $\frac{j}{e}$ .  $e$  est la charge élémentaire [Coul]. En utilisant le même type de relation, Bluhm [46] calcule que pour un écartement de 1 cm sous 1 bar d'azote ( $U_c = 31kV$ ) soumis à une rampe de tension de 6 MV/s, le délai moyen pour l'initiation d'une avalanche est de 25 ms. Le champ à cet instant est de 152 kV/cm soit un facteur de surtension de 4.9.

En présence d'une illumination U.V. intense ou d'un fort rayonnement X le délai  $t_s$  peut être considéré nul [48].

### 4.3.2 Phase d'avalanche

Une fois que l'avalanche s'amorce elle peut se développer de plusieurs façons.

Dans le cas des décharges de Townsend, le temps moyen  $\bar{t}_a$  de formation d'une avalanche est donné par la formule de Legler [53] :

$$\bar{t}_a = \frac{\ln(e^C N_{crit} (\gamma(e^{\alpha d} - 1) - 1))}{\ln(\gamma(e^{\alpha d} - 1))} \frac{d}{\mu_e E}. \quad (4.27)$$

$\mu_e$  correspond à la mobilité des électrons.  $C$  est la constante d'Euler (0.577). Le nombre  $N_{crit}$  est le nombre critique d'électrons produits dans les avalanches successives.

Pour les décharges avec streamer, le nombre critique d'électrons ( $10^8$  à pression atmosphérique) [47] est obtenue en une seule avalanche. D'après [46], c'est le cas pour des surtensions d'environ 15-20%. Il existe une méthode pour estimer le délai de formation de l'avalanche dans le cas d'une décharge avec streamer pour laquelle  $t_s$  est court comparé à  $t_a$ . Cette méthode utilise une relation tension-temps [8] :

$$\int_0^d \frac{dx}{K(x)} = \int_{t_0+t_s}^{t_0+t_s+t_a} [U(\tau) - U_c] d\tau = F. \quad (4.28)$$

$U_c$  et  $U(t)$  correspondent respectivement au seuil de claquage statique [V] et à la forme de l'impulsion appliquée à l'éclateur [V].  $K(x)$  est déterminé par la géométrie de l'éclateur. La formule 4.28 signifie que pour une géométrie donnée, seule l'intégrale de la tension au dessus du seuil de claquage statique détermine le temps de formation de l'avalanche. Si la constante  $F$  a été évaluée pour une forme particulière de tension

d'excitation, alors le temps  $t_a$  pourra être déterminé pour n'importe quel autre signal. Ainsi pour des éclateurs subissant une importante surtension (excitation très rapide <10 ns) le temps  $t_a$  est nettement réduit.

### 4.3.3 Phase de conduction

Au moment où l'anode et la cathode sont reliées par un streamer, un courant important (qui dépend de l'impédance de la source) commence à s'écouler dans ce canal faiblement conducteur. L'ionisation et l'échauffement intense provoquent une augmentation rapide de la conductivité associée à un transfert radiatif important. Plusieurs descriptions de la transition entre streamer et arc électrique existent [54].

La loi empirique de Toepler [55] (équation 4.29) est une des plus utilisées pour modéliser l'évolution de la résistance de l'arc ( $R(t)$ ) [ $\Omega$ ] :

$$R(t) = \frac{d}{\alpha \mu_e \int_0^t I(\tau) d\tau}. \quad (4.29)$$

Toepler a supposé que la densité de courant est homogène dans tout le canal et que le rayon de l'arc n'évolue pas. Ces hypothèses fortes limitent la validité du modèle aux premiers instants du développement de l'arc (10 ns dans l'air à pression atmosphérique [46]).

Rompe et Weizel [56] ont proposé une autre formule (équation 4.30) basée sur les mêmes suppositions que Toepler mais en faisant apparaître le paramètre de pression  $p$  [atm] :

$$R(t) = \frac{d}{\sqrt{\int_0^t 2 \frac{a}{p} I(\tau)^2 d\tau}}. \quad (4.30)$$

$a$  est une constante [ $\text{atm cm}^2 \text{ V}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]. La formule de Rompe et Weizel est très proche de celle de Toepler puisqu'elle repose sur les mêmes hypothèses simplificatrices.

En 1958, une approche différente est proposée par Braginskii [57]. Celle-ci prend en compte l'expansion de l'arc due à l'échauffement. Il suppose cependant que la conductivité du plasma est indépendante du temps. L'équation résultante est la suivante

$$R(t) = \frac{d}{\pi \sigma b^2 \int_0^t 2I(\tau)^{2/3} d\tau}. \quad (4.31)$$

$b$  est une constante dépendant de la densité, de la conductivité et des propriétés thermodynamiques du plasma.  $\sigma$  représente la conductivité moyenne du canal plasma. Le tableau 4.3 donne quelques valeurs du produit  $\sigma b^2$  pour des gaz usuels [46].

| Gaz             | $\sigma b^2$                          |
|-----------------|---------------------------------------|
|                 | $(10^4 \cdot A^{1/3} cmV^{-1}s^{-1})$ |
| N <sub>2</sub>  | 3.5                                   |
| CO <sub>2</sub> | 3                                     |
| Ar              | 10                                    |

Tableau 4.3 – Valeurs du produit  $\sigma b^2$  pour quelques gaz usuels.

En 1972, le suédois Vlastos [54] publia une étude rigoureuse basée sur les travaux de Spitzer [58]. Vlastos donne une loi d'évolution de la conductivité  $\sigma$  d'un plasma complètement ionisé. Cette loi est la suivante

$$\sigma = \frac{1.53 \cdot 10^{-21} T^{3/4}}{\ln \left( 1.27 \cdot 10^7 \frac{T^2}{n} \right)}. \quad (4.32)$$

Dans cette équation,  $T$  et  $n$  représentent respectivement la température et la densité électronique. En considérant que le dénominateur est constant à cause du logarithme, et que l'expansion du canal est négligeable, Vlastos arrive à l'expression suivante

$$R(t) = \frac{d}{A \int_0^t I(\tau)^{2/3} d\tau}. \quad (4.33)$$

$A$  est une constante empirique.

S'il est possible d'utiliser ces modèles pour estimer la durée de la phase résistive d'un éclateur ( $\tau_r$ ), c'est la formule de J.C. Martin [59] qui est généralement préférée :

$$\tau_r = \frac{88}{Z_0^{1/3} E_0^{4/3}} \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}}. \quad (4.34)$$

$Z_0$  et  $E_0$  sont respectivement l'impédance de la source [ $\Omega$ ] et le champs électrique au

début de la décharge [ $10^4 \text{ V cm}^{-1}$ ]. Le paramètre  $\rho$  représente la densité du gaz et  $\rho_0$  est celle de l'air dans les conditions normales de température et de pression.

J.C. Martin a également proposé une formule empirique donnant le champ électrique disruptif moyen [ $\text{kV cm}^{-1}$ ] pour une configuration pointe-plan pilotée par une rampe de tension :

$$E_{bm}^{\pm} \cdot t_{eff}^{1/6} \cdot d^{1/6} = K^{\pm} \left( \frac{p}{p_0} \right)^n. \quad (4.35)$$

Les signes + et - dénotent la polarité de l'électrode pointe.  $d$  est la distance entre les électrodes [cm].  $K$  et  $n$  sont des constantes d'ajustement données dans le tableau 4.4 [46].  $t_{eff}$  correspond au temps avant la rupture [ $\mu\text{s}$ ].  $p$  et  $p_0$  sont respectivement la pression dans l'éclateur et la pression atmosphérique. Cette formule est valable dans le domaine suivant :  $10^5 \text{ Pa} < p < 5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ .

| Gaz             | $K^+$ | $K^-$ | $n$ |
|-----------------|-------|-------|-----|
| Air             | 22    | 22    | 0.6 |
| Fréon           | 36    | 60    | 0.4 |
| SF <sub>6</sub> | 44    | 72    | 0.4 |

Tableau 4.4 – Paramètres empiriques pour une configuration pointe-plan.

#### 4.3.4 Effets inductifs

D'un point de vue pratique, les équations 4.35 et 4.34 donnent une estimation de la durée de la phase résistive qui est la contribution majeure du temps de montée du commutateur. Néanmoins, pour compléter la description, il est important de prendre en compte une phase inductive liée à la self inductance équivalente de l'arc.

La décroissance de la tension aux bornes d'une inductance ( $L$ ) reliée à un générateur de tension avec une impédance  $Z$  est déterminée par la constante de temps  $\tau_L = \frac{L}{Z}$ . Dans la plupart des cas, la valeur de  $L$  peut être approximée en considérant l'inductance linéique d'un guide coaxial. L'expression de  $L$  est alors la suivante

$$L = d \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left( \frac{r_c}{r_a} \right). \quad (4.36)$$



$d$ ,  $r_a$  et  $r_c$  sont respectivement la longueur de l'arc, son rayon et celui du conducteur extérieur du guide.

### 4.3.5 Influence des impédances amont et aval

Dans tous les systèmes de forte puissance pulsée, la commutation se résume à un transfert d'énergie d'une capacité équivalente en amont vers une charge en aval. A l'échelle d'un éclateur rapide, si les inductances parasites sont négligées, la charge est généralement constituée d'une capacité distribuée. La figure 4.5 schématise un éclateur à gaz avec les capacités linéiques distribuées en amont ( $C'_{amont}$ ) et en aval ( $C'_{aval}$ ) juste avant le claquage.

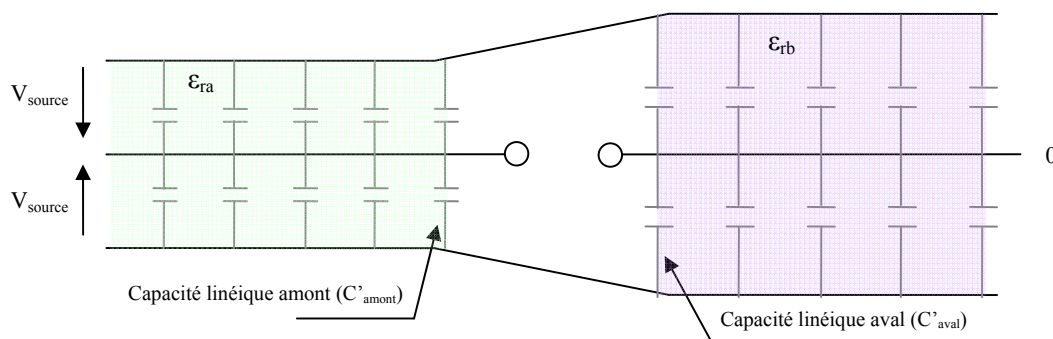


Figure 4.5 – Schéma équivalent d'un éclateur avec les capacités distribuées en amont et en aval dans une structure coaxiale.

Si  $\tau_{tot}$  est le temps de montée de l'éclateur alors les capacités totales équivalentes de chaque côté du commutateur sont données par les expressions suivantes

$$C_{amont} = C'_{amont} \cdot c \cdot \tau_{tot} \epsilon_{ra}; \quad (4.37)$$

$$C_{aval} = C'_{aval} \cdot c \cdot \tau_{tot} \epsilon_{rb}. \quad (4.38)$$

$c$  représente la vitesse de la lumière dans le vide.  $\epsilon_{ra}$  et  $\epsilon_{rb}$  sont respectivement la permittivité relative en aval et en amont

La tension maximum en aval ( $V_{out}$ ) au moment de la commutation est donnée par la relation du diviseur de tension capacitive suivante

$$V_{out} = V_{source} \frac{1}{1 + \frac{C_{aval}}{C_{amont}}}. \quad (4.39)$$

$V_{source}$  est la tension de charge en amont.

Plus la capacité  $C_{amont}$  est grande devant  $C_{aval}$ , plus la tension de sortie  $V_{out}$  se rapproche de  $V_{source}$ . Il est tentant d'augmenter  $C'_{amont}$  cependant, il faut veiller à ne pas la surdimensionner puisque l'expression 4.34 montre que le temps de montée d'un éclateur est proportionnel à l'inverse de l'impédance de la source (donc proportionnel à  $C'_{amont}$ ).

### 4.3.6 Claquage multi-canal

En multipliant le nombre de canaux de décharges simultanées, il est possible de réduire l'inductance du commutateur et diminuer la durée de la phase résistive. On parle dans ce cas de claquage multicanaux. La simultanité des phénomènes requise pour initier de telles décharges est une des difficultés rendant les claquages multicanaux assez incertains.

Dans [46], Bluhm suppose que l'augmentation de la durée de la phase de conduction ( $t_{arc}$ ) augmente la probabilité d'apparition de décharges multiples. Cette approche n'est pas satisfaisante car elle signifie que pour réduire le temps de montée du commutateur il faudrait rallonger la durée de la phase résistive ce qui implique un temps de montée plus lent !

En supposant que le temps de transit de l'information ( $\Delta t$ ) entre les différents sites de claquage est plus important que la durée  $t_s + t_a$ <sup>1</sup>, le déclenchement simultané de multiples avalanches autour de l'électrode devient possible. Chaque décharge entre ensuite en compétition avec ses voisins pour drainer le plus de charges disponibles.

Les méthodes empiriques proposées dans ce travail de thèse pour favoriser les décharges multicanaux sont les suivantes :

- Avec des électrodes dont le diamètre est très supérieur à l'écartement anode-cathode le temps de transit entre les sites de claquage est rallongé. De plus le rapport  $\frac{\Delta t}{t_s + t_a}$  peut être considérablement augmenté si une importante pré-ionisation

---

<sup>1</sup>respectivement le temps de préionisation et celui d'avalanche

par U.V. est couplée à un signal de charge de l'éclateur très rapide.

- L'utilisation d'une cathode annulaire disposée autour de l'anode et comportant des zones où le champ électrique serait renforcé permettrait de répartir les décharges de façon homogène tout en maîtrisant leur nombre.

#### 4.3.7 Conclusion

Pour résumer, l'ensemble de ces développements montrent que la gigue temporelle d'un éclateur à gaz est la conséquence du délai statistique avant l'apparition d'une avalanche et du temps de formation de celle-ci. Quand au temps de montée du signal, il est essentiellement limité par l'évolution de la conductivité dans l'arc et son inductance équivalente.

Afin d'optimiser tous ces paramètres, la réduction de la distance cathode anode est impérative. Par conséquent, pour conserver une tension de claquage élevée, il est nécessaire d'augmenter la pression du gaz. Une prés-ionisation par U.V. associée à un signal d'excitation très rapide (<10 ns) garantit une gigue minimum.

La plupart des modèles sont valables pour des distances de l'ordre du centimètre des pressions modérées et des signaux d'excitation quasi-continus. Dans le cas de la commutation sub-nanoseconde, les modèles simples ne sont plus suffisamment précis. Ils donnent une tendance mais ne peuvent pas servir à l'élaboration de règles générales de conceptions. Le concepteur doit faire au mieux en combinant les contraintes pour faire les compromis les moins pénalisants. L'expérience est ensuite nécessaire pour valider ou non les choix et le dimensionnement.

#### 4.4 Temps de rétablissement après un claquage

Le taux de répétition d'un éclateur à gaz est limité par le temps nécessaire au milieu pour retrouver son état d'équilibre initial. Même après que le courant se soit arrêté de circuler dans l'arc, le canal reste une colonne fortement ionisée dans laquelle la diffusion et la recombinaison réduisent progressivement la conductivité.

Si une tension importante est appliquée avant que le canal ne soit complètement

rétabli, une décharge incontrôlable risque de se produire à un seuil inférieur à celui ayant provoqué le premier claquage.

#### 4.4.1 Mélange de gaz

Les propriétés thermodynamiques du gaz conditionnent le temps de rétablissement.

L'hydrogène possède une excellente capacité à revenir rapidement à l'équilibre après un claquage. Sous certaines conditions, ce délai est 25 fois plus faible dans l'hydrogène que dans l'azote [60]. La pression n'influence que très faiblement le phénomène. Par contre, le mélange de certain gaz permet de l'accélérer. Le temps de récupération peut être divisé par deux en ajoutant 0.1% d'hydrogène dans l'argon. Un effet similaire est aussi obtenu par un ajout d'oxygène. Un ajout de 1% d'hydrogène dans de l'azote permet de rétablir 50% de la rigidité diélectrique du milieu en 3 fois moins de temps que dans l'azote pur. Un mélange azote-argon quand à lui, dégrade le temps de récupération.

#### 4.4.2 Flux gazeux

La solution la plus couramment utilisée pour améliorer le rétablissement, consiste tout simplement à remplacer rapidement le gaz "sale" par du gaz "propre" grâce à une circulation plus ou moins rapide entre les électrodes [61].

#### 4.4.3 Influence du SF<sub>6</sub>

D'excellentes propriétés thermodynamiques et électriques font du SF<sub>6</sub> un très bon milieu pour les éclateurs pressurisés en mode récurrent [62] [63]. Bien que sa conductivité thermique (0.0136 W m<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup>) reste inférieure à celle de l'air, son coefficient global de transfert de chaleur, tenant compte de la convection, est excellent, voisin de celui des gaz comme l'hydrogène ou l'hélium. De plus le refroidissement du canal après le claquage profite d'une propriété remarquable du SF<sub>6</sub> : le pic de conductivité thermique correspond à la température de dissociation de la molécule de SF<sub>6</sub> qui s'accompagne, lors de la reformation de la molécule à la périphérie de l'arc, d'une absorption importante de la chaleur favorisant les échanges rapides du milieu chaud vers le milieu froid.

La forte électronégativité du SF<sub>6</sub>, qui possède une tendance marquée à capturer les électrons libres pour former des ions lourds et peu mobiles, limite le déclenchement d'une avalanche électronique prématurée et joue donc un rôle très important pour le rétablissement et le maintien de la tension de charge.

Cependant l'action extrêmement corrosive de ses espèces ioniques, dissociées sous l'action de l'arc électrique, amplifie fortement l'érosion des électrodes. Les mélanges du SF<sub>6</sub> avec d'autres gaz comme l'air, l'azote ou le dioxyde de carbone, permettent de diluer les espèces corrosives et conservent généralement de bonnes propriétés électriques. De plus, il a été montré dans [64], que même une infime quantité (1%) de SF<sub>6</sub> dans l'air, améliore nettement le rétablissement en modifiant complètement le comportement électronégatif du gaz par rapport à l'air pur.

## CHAPITRE 5

### MISE EN FORME D'IMPULSIONS BIPOLAIRE

#### 5.1 Introduction

Les sections suivantes se concentrent sur la mise en forme d'impulsion ULB. Cette fonction essentielle permet d'enrichir le spectre du signal issu du générateur d'impulsion primaire avant de l'envoyer vers l'antenne. La difficulté majeure vient du fait que c'est à ce niveau du système que les contraintes liées à la haute tension rencontrent celles de la haute fréquence. Ainsi, dans une source compacte il est important de choisir la bonne méthode de mise en forme compatible avec ces contraintes.

Généralement, la mise en forme ULB comporte au moins une des étapes suivantes

- raidir les fronts montants et/ou descendants ;
- réduire la durée d'impulsion ;
- construire une forme d'impulsion adaptée à l'application finale.

Dans la majorité des cas, les méthodes reposent sur des configurations particulières de lignes de transmission commutées rapidement par des éclateurs. Quand la tension le permet, des composants à semi-conducteur remplacent les éclateurs. Il serait peu pertinent de décrire ici toutes les méthodes de mise en forme d'impulsions tant ils en existes [65] [66] [67] [68] [69]. Deux de ces méthodes de génération d'impulsions bipolaires sont détaillées dans la suite du chapitre. Celles-ci ont été sélectionnées pour l'intérêt qu'elles présentent dans le projet GIMLI.

#### 5.2 Ligne à ondes gelées

La figure 5.1 présente le schéma de principe d'une mise en forme d'impulsion bipolaire par ligne à ondes gelées. Ce circuit comporte deux commutateurs S1 et S2 séparés par une ligne de transmission T1. La ligne est caractérisée par une impédance  $Z$  et un temps de propagation  $\tau$ . La ligne de sortie T2 est adaptée à T1 et se termine par une charge également adaptée.

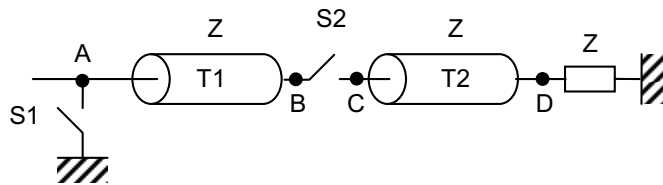


Figure 5.1 – Mise en forme par ligne à onde gelée.

Voyons en détail le fonctionnement de ce circuit.

$$t = T_0^-$$

La ligne T1 est chargée sous une tension statique d'amplitude  $V_0$ . Dans ce cas, l'expression des potentiels aux points A et B est la suivante

$$V_A = V_B = V_0. \quad (5.1)$$

La ligne T2 est au potentiel de la masse :

$$V_C = V_D = 0. \quad (5.2)$$

$$t = T_0^+$$

A cet instant, S1 et S2 se ferment. Il se déroule deux processus simultanés liés à la fermeture des commutateurs. Traitons ces deux processus indépendamment selon le principe de superposition.

A la fermeture de S1, une onde de tension  $V_{A \rightarrow B1}$  commence à se propager de A vers B. Comme le potentiel en A est forcé à la masse par la fermeture de S1, l'expression de l'amplitude de  $V_{A \rightarrow B1}$  est la suivante

$$V_{A \rightarrow B1} = -V_0. \quad (5.3)$$

La fermeture du commutateur S2 provoque la propagation d'une seconde onde de tension  $V_{B \rightarrow A1}$  circulant de B vers A. Une troisième impulsion  $V_{C \rightarrow D1}$  est transmise à la charge via T2. Nous pouvons déterminer les amplitudes de ces ondes en analysant le

circuit électrique équivalent formé par les impédances des lignes T1 et T2 (figure 5.2).

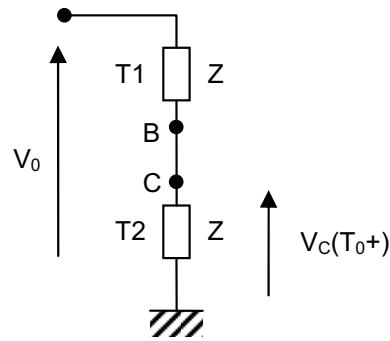


Figure 5.2 – Circuit équivalent à  $t = T_{0+}$ .

Les impédances de T1 et T2 étant identiques, nous sommes en présence d'un diviseur de tension avec un rapport de 1/2. L'expression du potentiel en B (et en C) est la suivante

$$V_C(T_{0+}) = V_B(T_{0+}) = V_0 \cdot \frac{Z}{2Z} = \frac{V_0}{2}. \quad (5.4)$$

d'où l'expression des amplitudes de  $V_{C \rightarrow D1}$  et  $V_{B \rightarrow A1}$  :

$$\begin{cases} V_{B \rightarrow A1} = V_B(T_{0+}) - V_B(T_{0-}) = V_C(T_{0+}) - V_0 = -\frac{V_0}{2}; \\ V_{C \rightarrow D1} = V_C(T_{0+}) - V_C(T_{0-}) = V_C(T_{0+}) - 0 = \frac{V_0}{2} \end{cases} \quad (5.5)$$

$t = T_0 + \tau$

A cet instant, l'onde  $V_{B \rightarrow A1}$  arrive au point A. La réflexion de  $V_{B \rightarrow A1}$  sur le court circuit parfait de S1 se propage vers B sous la forme d'une onde  $V_{A \rightarrow B2}$  de même amplitude et de même signe. D'où l'expression suivante

$$V_{A \rightarrow B2} = V_{B \rightarrow A1} = \frac{V_0}{2}. \quad (5.6)$$

Simultanément, l'onde  $V_{A \rightarrow B1}$  arrive au point B (et C). L'adaptation d'impédance entre T1 et T2 étant parfaite, la transmission est totale vers T2 et l'onde  $V_{C \rightarrow D2}$  transmise vers le point D est identique à  $V_{A \rightarrow B1}$ .



Ainsi le potentiel au point C (et B) est donné par la somme suivante

$$V_C(T_0 + \tau) = V_C(T_{0+}) + V_{C \rightarrow D2} = \frac{V_0}{2} - V_0 = -\frac{V_0}{2}. \quad (5.7)$$

$$t = T_0 + 2\tau$$

L'onde  $V_{A \rightarrow B2}$  arrive au point B (et C). De la même façon que précédemment, elle est totalement transmise dans T2 vers le point D. L'impulsion  $V_{C \rightarrow D3}$  circulant dans T2 est égale à  $V_{A \rightarrow B2}$ . Nous avons donc

$$V_{C \rightarrow D3} = V_{A \rightarrow B2} = \frac{V_0}{2}. \quad (5.8)$$

La valeur du potentiel au point C (et D) est donné par le calcul suivant

$$V_C(T_0 + 2\tau) = V_C(T_0 + \tau) + V_{C \rightarrow D3} = -\frac{V_0}{2} + \frac{V_0}{2} = 0. \quad (5.9)$$

Le processus est alors terminé. L'impulsion bipolaire a été générée en sortie du système. Le chronogramme de la figure 5.3 résume les résultats de la description analytique précédente.

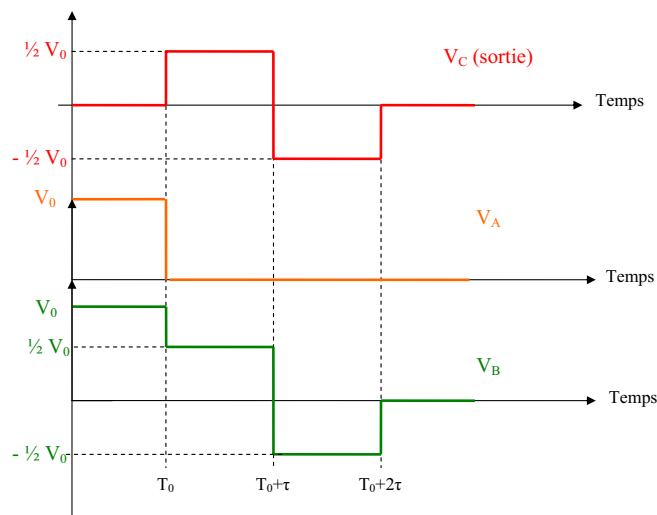


Figure 5.3 – Chronogramme de la mise en forme bipolaire par ligne à ondes gelées.

### 5.3 Convertisseur à ligne Blumlein

Une autre méthode pour générer une impulsion bipolaire consiste à exploiter les propriétés des lignes Blumlein pour convertir un signal monopolaire en un monocycle.

La ligne Blumlein peut être assimilée à un convertisseur transformant un front de montée en impulsion monopolaire. Ainsi, un signal monopolaire comportant deux fronts sera transformé en une impulsion composée de deux impulsions successives de signe opposé formant un monocycle. La figure 5.4 illustre ce concept.

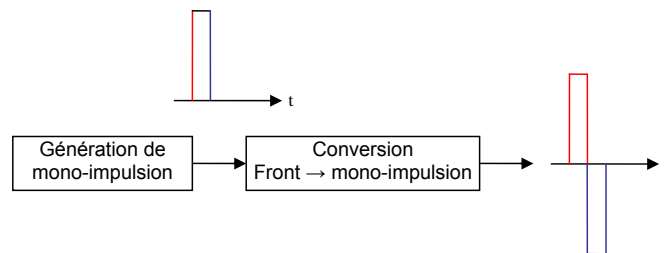


Figure 5.4 – Principe de la mise en forme bipolaire à convertisseur.

Le schéma électrique équivalent de la figure 5.5 détaille la structure d'un étage de mise en forme à ligne Blumlein. S1 et S2 sont deux commutateurs partageant un point commun en C. Ils composent l'étage de génération de mono-impulsion quand aux lignes T1, T2 et T3 forment la ligne Blumlein.

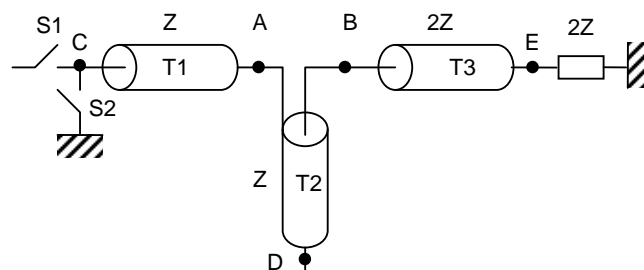


Figure 5.5 – Schéma électrique équivalent d'une mise en forme bipolaire à ligne Blumlein.

T1 et T2 possèdent la même impédance caractéristique  $Z$  et un temps de propagation  $\tau$  idéalement identique. L'extrémité de T2 est terminée au point D par un circuit ouvert parfait. La ligne de sortie T3 est caractérisée par une impédance double de celle de T1 et T2. Elle est connectée à une charge parfaitement adaptée.

Détaillons le fonctionnement de ce circuit.

$$t = T_0^-$$

Toutes les lignes sont déchargées. Les potentiels aux différents points sont

$$V_A = V_B = V_D = V_C = V_E = 0. \quad (5.10)$$

$$t = T_0^+$$

S1 se ferme. L'impulsion  $V_{C \rightarrow A1}$  se propage dans T1 de C vers A. L'amplitude de cette onde de tension dépend du circuit d'alimentation. Supposons que l'amplitude soit  $V_0/2$ .

$$t = T_0 + \tau$$

L'onde  $V_{C \rightarrow A1}$  arrive au niveau du point A. La ligne T1 est terminée par une impédance  $3Z$  dans le plan de la jonction entre T1, T2 et T3. Ainsi le coefficient de réflexion  $\Gamma$ , vaut  $1/2$ . Nous pouvons calculer l'amplitude  $\Delta V_A(T_0 + \tau)$ , de l'impulsion transmise de manière suivante

$$\Delta V_A(T_0 + \tau) = V_{C \rightarrow A1} \cdot (1 + \Gamma) = \frac{3}{4} V_0. \quad (5.11)$$

L'analyse du circuit équivalent suivant permet de calculer la répartition de cette onde dans les lignes T2 et T3.

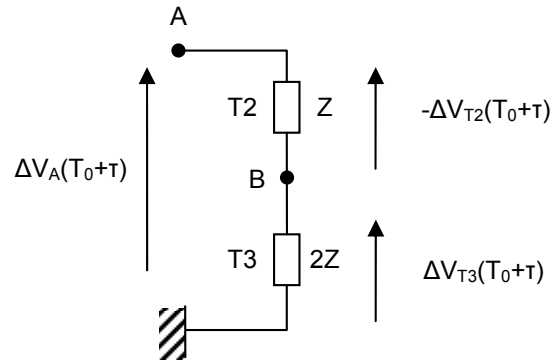
Nous avons donc l'expression suivante

$$-\Delta V_{T2}(T_0 + \tau) = \frac{Z}{3Z} \cdot \Delta V_A(T_0 + \tau) = \frac{1}{3} \cdot \frac{3}{2} V_0 = \frac{V_0}{4}, \quad (5.12)$$

et

$$\Delta V_{T3}(T_0 + \tau) = \frac{2Z}{3Z} \cdot \Delta V_A(T_0 + \tau) = \frac{2}{3} \cdot \frac{3}{2} V_0 = \frac{V_0}{2}. \quad (5.13)$$

Des équations 5.10, 5.11 et 5.13 nous déduisons les valeurs des potentiels en A et B :

Figure 5.6 – Circuit équivalent à  $t = T_0 + \tau$ .

$$\begin{cases} V_A(T_0 + \tau) = \frac{3}{4}V_0; \\ V_B(T_0 + \tau) = \frac{V_0}{2}. \end{cases} \quad (5.14)$$

L'onde  $V_{A \rightarrow C1}$  réfléchié dans T1 et  $V_{B \rightarrow D1}$  transmise dans T2 sont déterminées grâce aux calculs suivants

$$\begin{cases} V_{A \rightarrow C1} = V_{C \rightarrow A1} \cdot \Gamma = \frac{1}{2} \cdot \frac{V_0}{2} = \frac{V_0}{4}; \\ V_{B \rightarrow D1} = \Delta V_{T2}(T_0 + \tau) = -\frac{V_0}{4}. \end{cases} \quad (5.15)$$

$t = T_0 + 2\tau$

$V_{A \rightarrow C1}$  arrive au point C. A cet instant S2 se ferme. L'onde générée par la fermeture de S2 (d'amplitude  $-V_0/2$ ) et l'onde réfléchié sur le court-circuit se propagent de C vers A. Pour respecter les notations utilisées depuis le début de ce calcul, nous noterons ce signal  $V_{C \rightarrow A2}$ . La composante liée à la réflexion dans  $V_{C \rightarrow A2}$  possède la même amplitude que  $V_{A \rightarrow C1}$  mais un signe opposé du fait de la réflexion sur le court circuit.

L'expression de  $V_{C \rightarrow A2}$  est donc

$$V_{C \rightarrow A2} = -V_{A \rightarrow C1} - \frac{V_0}{2} = -\frac{3}{4}V_0. \quad (5.16)$$

Au même instant l'onde de tension se propageant dans T2 arrive sur le circuit ouvert du point D. Le coefficient de réflexion en ce point est de 1. L'onde réfléchié  $V_{D \rightarrow B1}$  est donc de même signe et de même amplitude que l'onde incidente  $V_{B \rightarrow D1}$ . Nous avons

ainsi l'égalité suivante

$$V_{D \rightarrow B1} = V_{B \rightarrow D1} = -\frac{V_0}{4}. \quad (5.17)$$

$$t = T_0 + 3\tau$$

Les ondes  $V_{C \rightarrow A2}$  et  $V_{D \rightarrow B1}$  arrivent simultanément dans la jonction centrale du dispositif. Il convient de calculer les différentes contributions des réflexions et transmissions grâce au principe de superposition.

Quand  $V_{C \rightarrow A2}$  arrive en A il y a transmission d'une onde d'amplitude  $\Delta V_{A1}(T_0 + 3\tau)$ . En utilisant l'équation 5.16 nous déduisons l'amplitude de cette onde donnée par l'expression suivante

$$\Delta V_{A1}(T_0 + 3\tau) = V_{C \rightarrow A2} \cdot (1 + \Gamma) = -\frac{3}{2} \cdot \frac{3}{4} V_0 = -\frac{9}{8} V_0. \quad (5.18)$$

La répartition dans T2 et T3 est calculable en résolvant le circuit équivalent de la figure 5.7.

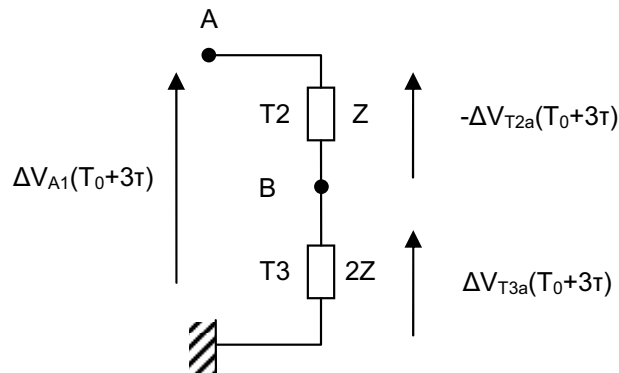


Figure 5.7 – circuit équivalent en sortie de T1 à  $t = T_0 + 3\tau$ .

En appliquant la relation du diviseur de tension au circuit précédant nous obtenons

$$-\Delta V_{T2a}(T_0 + 3\tau) = \frac{Z}{3Z} \cdot \Delta V_{A1}(T_0 + 3\tau) = -\frac{1}{3} \cdot \frac{9}{8} V_0 = -\frac{3}{8} V_0 \quad (5.19)$$

et

$$-\Delta V_{T3a}(T_0 + 3\tau) = \frac{2Z}{3Z} \cdot \Delta V_{A1}(T_0 + 3\tau) = -\frac{2}{3} \cdot \frac{9}{8} V_0 = -\frac{3}{4} V_0. \quad (5.20)$$

Quand  $V_{D \rightarrow B1}$  arrive en B, elle rencontre une désadaptation identique à celle terminant T1 en A. Le coefficient de réflexion caractérisant cette rupture d'impédance est donc identique à  $\Gamma$ . l'amplitude de l'onde transmise  $\Delta V_{BA1}(T_0 + 3\tau)$  est donnée par

$$\Delta V_{BA1}(T_0 + 3\tau) = V_{D \rightarrow B2} \cdot (1 + \Gamma) = -\frac{3}{2} \cdot \frac{V_0}{4} = -\frac{3}{8} V_0. \quad (5.21)$$

En utilisant le circuit équivalent de la figure 5.8 nous pouvons déterminer la répartition de cette onde transmise dans T1 et T3.

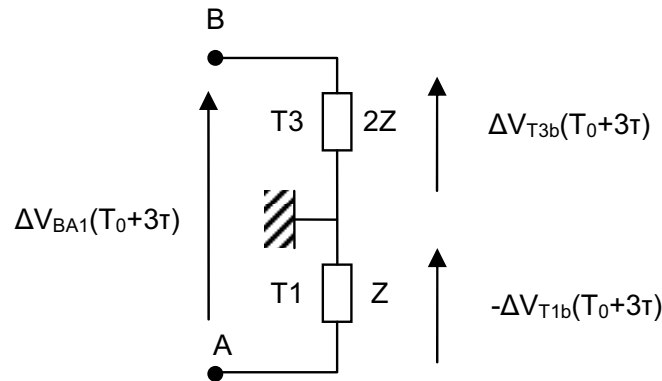


Figure 5.8 – Circuit équivalent en sortie de T2 à  $t = T_0 + 3\tau$ .

Nous déduisons l'expression suivante

$$\Delta V_{T3b}(T_0 + 3\tau) = \frac{2Z}{3Z} \cdot \Delta V_{BA1}(T_0 + 3\tau) = -\frac{2}{3} \cdot \frac{3}{8} V_0 = -\frac{1}{4} V_0 \quad (5.22)$$

et

$$-\Delta V_{T1b}(T_0 + 3\tau) = \frac{Z}{3Z} \cdot \Delta V_{BA1}(T_0 + 3\tau) = -\frac{1}{3} \cdot \frac{3}{8} V_0 = -\frac{1}{8} V_0. \quad (5.23)$$

Les amplitudes des ondes transmises dans les lignes sont les sommes de toutes les contributions calculées précédemment. En combinant les équations 5.16, 5.23, ainsi que

les équations 5.17 et 5.19 nous obtenons

$$\begin{cases} V_{A \rightarrow C2} = V_{C \rightarrow A2} \cdot \Gamma + \Delta V_{T1b}(T_0 + 3\tau) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{4}V_0 + \frac{1}{8}V_0 = -\frac{1}{4}V_0; \\ V_{B \rightarrow D2} = V_{D \rightarrow B1} \cdot \Gamma + \Delta V_{T2a}(T_0 + 3\tau) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4}V_0 + \frac{3}{8}V_0 = \frac{1}{4}V_0. \end{cases} \quad (5.24)$$

De plus, en combinant les équations 5.20 et 5.22 nous déduisons l'expression de l'impulsion transmise à la charge

$$V_{T3}(T_0 + 3\tau) = \Delta V_{T3a}(T_0 + 3\tau) + \Delta V_{T3b}(T_0 + 3\tau) = \frac{1}{4}V_0 - \frac{3}{4}V_0 = -V_0. \quad (5.25)$$

Nous disposons de toutes les contributions permettant le calcul des potentiels aux points A et B :

$$\begin{aligned} V_A(T_0 + 3\tau) &= V_A(T_0 + \tau) + \Delta V_{A1}(T_0 + 3\tau) + \Delta V_{T1b}(T_0 + 3\tau) \\ &= \frac{3}{4}V_0 - \frac{9}{8}V_0 + \frac{1}{8}V_0 \\ &= -\frac{1}{4}V_0 \end{aligned} \quad (5.26)$$

et

$$\begin{aligned} V_B(T_0 + 3\tau) &= V_B(T_0 + \tau) + V_{T3}(T_0 + 3\tau) \\ &= \frac{1}{2}V_0 - V_0 \\ &= -\frac{1}{2}V_0. \end{aligned} \quad (5.27)$$

$$t = T_0 + 4\tau$$

De la même façon qu'à  $t = T_0 + 2\tau$ , l'onde circulant dans T2 se réfléchit totalement sur le circuit ouvert au point D, l'onde de retour  $V_{D \rightarrow B2}$  possède une amplitude identique à l'onde incidente qui se propage vers le point B. D'où l'égalité suivante

$$V_{D \rightarrow B2} = V_{B \rightarrow D2} = \frac{V_0}{4}. \quad (5.28)$$

Au même instant l'impulsion  $V_{A \rightarrow C2}$ , se réfléchit sur le court circuit en C, ce qui

implique que l'impulsion de retour  $V_{C \rightarrow A3}$  est de signe opposé à l'onde incidente :

$$V_{C \rightarrow A3} = -V_{A \rightarrow C2} = \frac{V_0}{4}. \quad (5.29)$$

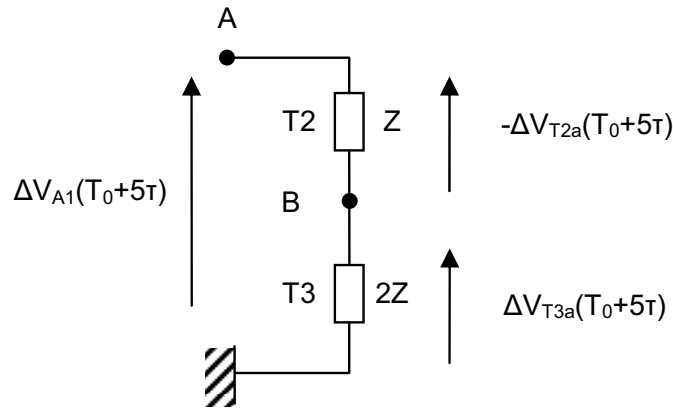
$$t = T_0 + 5\tau$$

$V_{C \rightarrow A3}$  et  $V_{D \rightarrow B3}$  arrivent respectivement aux points A et B. Il convient encore dans ce cas de procéder par étapes en calculant la contribution de chaque transmission et réflexion dans les signaux se propageant sur les trois lignes.

Traitons premièrement le point A. L'impulsion transmise par  $V_{C \rightarrow A3}$  est donnée par l'expression suivante

$$\Delta V_{A1}(T_0 + 5\tau) = V_{C \rightarrow A3} \cdot (1 + \Gamma) = \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{4} V_0 = \frac{3}{8} V_0. \quad (5.30)$$

Comme dans les cas précédant nous calculons la répartition dans T2 et T3 en résolvant le circuit équivalent suivant



La résolution de ce circuit nous donne les expressions suivantes

$$-\Delta V_{T2a}(T_0 + 5\tau) = \frac{Z}{3Z} \cdot \Delta V_{A1}(T_0 + 5\tau) = \frac{1}{3} \cdot \frac{3}{8} V_0 = \frac{1}{8} V_0 \quad (5.31)$$

et

$$\Delta V_{T3a}(T_0 + 5\tau) = \frac{2Z}{3Z} \cdot \Delta V_{A1}(T_0 + 5\tau) = \frac{2}{3} \cdot \frac{3}{8} V_0 = \frac{1}{4} V_0. \quad (5.32)$$

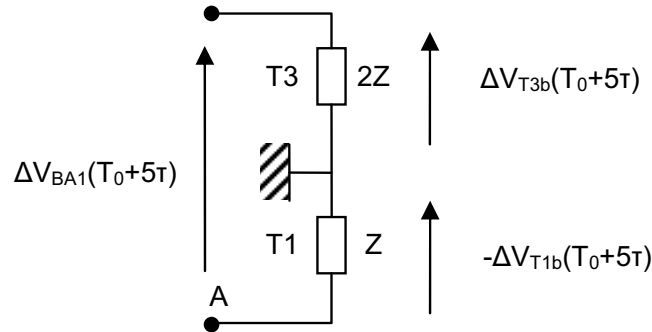
Avant de poursuivre, calculons l'amplitude de l'onde transmise entre A et B de la



manière suivante

$$\Delta V_{BA1}(T_0 + 5\tau) = V_{D \rightarrow B3} \cdot (1 + \Gamma) = \frac{3}{2} \cdot \frac{V_0}{4} = \frac{3}{8} V_0. \quad (5.33)$$

Pour calculer la répartition dans T1 et T3 nous procédons de façon identique avec le circuit suivant



Nous obtenons l'expression suivante

$$\Delta V_{T3b}(T_0 + 5\tau) = \frac{2Z}{3Z} \cdot \Delta V_{BA1}(T_0 + 5\tau) = \frac{2}{3} \cdot \frac{3}{8} V_0 = \frac{1}{4} V_0 \quad (5.34)$$

et

$$-\Delta V_{T1b}(T_0 + 5\tau) = \frac{Z}{3Z} \cdot \Delta V_{BA1}(T_0 + 5\tau) = \frac{1}{3} \cdot \frac{3}{8} V_0 = \frac{1}{8} V_0. \quad (5.35)$$

Des équations 5.32 et 5.34 nous déduisons l'expression de l'amplitude de l'onde  $V_{T3}(T_0 + 5\tau)$ , transmise dans T3 vers la charge :

$$V_{T3}(T_0 + 5\tau) = \Delta V_{T3a}(T_0 + 5\tau) + \Delta V_{T3b}(T_0 + 5\tau) = \frac{1}{4} V_0 + \frac{1}{4} V_0 = \frac{V_0}{2}. \quad (5.36)$$

Pour terminer, calculons  $V_{A \rightarrow C4}$ , l'amplitude de l'impulsion circulant dans T1 :

$$V_{A \rightarrow C4} = V_{C \rightarrow A3} \cdot \Gamma + \Delta V_{T1b}(T_0 + 5\tau) = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4} V_0 - \frac{1}{8} V_0 = 0. \quad (5.37)$$

De même pour  $V_{B \rightarrow D3}$ , circulant dans T2 :

$$V_{D \rightarrow B3} = V_{B \rightarrow D2} \cdot \Gamma + \Delta V_{T2a}(T_0 + 5\tau) = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4} V_0 - \frac{1}{8} V_0 = 0. \quad (5.38)$$

Les réflexions et les transmissions s'annulent mutuellement dans T1 et T2. Le processus de mise en forme est terminé.

Concluons cette analyse par le calcul des potentiels en A et B :

$$\begin{aligned}
 V_A(T_0 + 5\tau) &= V_A(T_0 + 3\tau) + \Delta V_{A1}(T_0 + 5\tau) + \Delta V_{T1b}(T_0 + 5\tau) \\
 &= \frac{1}{4}V_0 + \frac{3}{8}V_0 - \frac{1}{8}V_0 \\
 &= 0
 \end{aligned} \tag{5.39}$$

et

$$\begin{aligned}
 V_B(T_0 + 5\tau) &= V_B(T_0 + 3\tau) + \Delta V_{T3a}(T_0 + 5\tau) + \Delta V_{T3b}(T_0 + 5\tau) \\
 &= -\frac{1}{2}V_0 + \frac{1}{4}V_0 + \frac{1}{4}V_0 \\
 &= 0.
 \end{aligned} \tag{5.40}$$

Grâce aux calculs précédents, nous pouvons tracer les chronogrammes du processus de mise en forme de l'impulsion bipolaire au sein d'une ligne Blumlein.

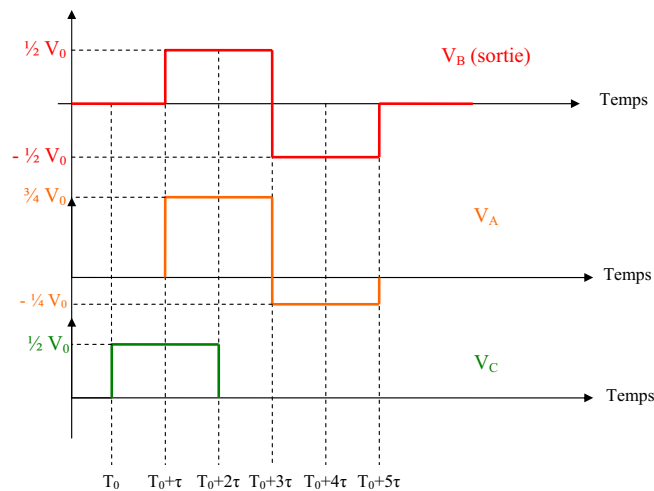


Figure 5.9 – Chronogramme de la mise en forme bipolaire par ligne Blumlein.

Une présentation plus détaillée des chronogrammes est disponible dans l'annexe I.

## CHAPITRE 6

### ANTENNES ULB

#### 6.1 Positionnement du problème

Par opposition aux antennes bande étroite, les antennes ULB se caractérisent par la très large plage de spectre sur laquelle elles sont capables de fonctionner. La quasi-totalité des antennes large bande disponibles sur le marché est prévue pour fonctionner en régime harmonique ou pseudo harmonique. Elles sont classiquement alimentées par des sinusoïdes de fréquences variables, mais comprises dans leur bande de travail. Ce genre de structure est habituellement utilisé pour des applications telles que les tests en compatibilité électromagnétique ou les mesures de surface équivalente radar. Dans ces domaines, disposer d'aériens large bande en remplacement de multiples antennes bande étroite permet de limiter les manipulations expérimentales.

Plusieurs types de structures rayonnantes peuvent répondre à ce besoin :

- les antennes dérivées d'antennes résonantes "classiques" :
  - antennes parasitées dans leur fonctionnement standard par un élément perturbateur élargissant leur bande de travail ;
  - antennes résonantes fonctionnant entre plusieurs modes éloignés ;
  - antennes constituées de l'association de plusieurs structures résonantes ;
- les antennes dont les dimensions de l'aérien sont suffisantes pour permettre un fonctionnement "à onde progressive" ;
- les antennes à ouvertures rayonnantes ;
- les réflecteurs associés avec une antenne large bande.

Les types d'antennes large bande les plus communément répandus comprennent entre autres les cornets ridgés, les antennes log-périodiques, les antennes Vivaldi, les antennes papillons, les antennes spirales, les bicônes... [70].

Dans le cadre de l'arme hyperfréquence en bande large, une contrainte supplémentaire existe cependant. Le fonctionnement des systèmes ne se fait plus en régime pseudo

harmonique, mais à l'aide d'impulsions d'allure temporelle maîtrisée. La forme temporelle des signaux émis correspond à un type d'agression susceptible de favoriser certains effets sur les cibles. Il convient donc de préserver au maximum les signaux utilisés en leur assurant des déformations minimales. Cette obligation est lourde de conséquences au niveau des antennes :

- leurs fonctions de transfert doivent être peu dispersives en fréquence, afin de garantir que l'impulsion rayonnée ou reçue ne soit ni déformée ni étalée ;
- les phénomènes de réflexions qui peuvent apparaître, notamment sur les bords ou sur les extrémités des aériens, doivent être minimisés au maximum. En effet, des échos parasites non maîtrisés contribuent à réduire l'amplitude des impulsions rayonnées en allongeant leur durée totale et en déformant leur spectre.

A ces contraintes s'ajoute le fait que compte tenu des niveaux très élevés de puissance qui sont en jeu, les antennes doivent supporter des tensions de plusieurs centaines de kilovolt.

## **6.2 Panorama des antennes ULB**

### **6.2.1 Les antennes log périodiques**

Antennes constituées par l'association de multiples dipôles élémentaires montés en parallèle, les antennes log périodiques se déclinent sur une large bande de fréquence. Une ligne de transmission alimente ceux-ci de telle façon que deux dipôles successifs soient en opposition de phase ; chaque brin rayonne avec un maximum d'efficacité lorsque la demi-longueur d'onde d'alimentation est égale à sa propre longueur. La fréquence haute de l'antenne est limitée par la dimension du plus petit brin et la fréquence basse par celle du plus grand (figure 6.1).

L'adaptation de l'antenne est réalisable sur  $50 \Omega$  et sur une large bande de fréquence, sous réserve de ne pas avoir de contraintes dimensionnelles car les structures efficaces en basses fréquences sont naturellement encombrantes. Certains dispositifs associent au sein de la même antenne une partie log-périodique et une partie bicône afin de réaliser un meilleur compromis encombrement/bande passante. Ces antennes peuvent accepter



Figure 6.1 – Antenne log périodique.

des niveaux de puissance de l'ordre du kilowatt en entrée.

### 6.2.2 Antennes à ondes progressives

Cette famille d'antennes se caractérise par son mode de fonctionnement particulier. Idéalement, l'élément rayonnant doit être de taille très importante devant la longueur d'onde du signal à transmettre. De cette façon, lorsqu'un courant d'excitation se propage le long de la structure, celui-ci est rayonné totalement avant d'en atteindre l'extrémité. Tout phénomène de résonance ou d'onde stationnaire est exclu. Dans la pratique, les dimensions des antennes restent de l'ordre de la plus grande longueur d'onde à émettre et le dessin de la structure vise à minimiser les réflexions indésirables. Des charges d'adaptation peuvent également être placées en bout de structure afin d'absorber les courants d'excitation, et empêcher leur réflexion vers le circuit d'alimentation. L'adaptation de ces antennes fluctue peu sur de larges plages de fréquences et il est possible de concevoir des antennes directives efficaces. Ces aériens sont parmi les plus utilisés dans les applications pulsées [71].

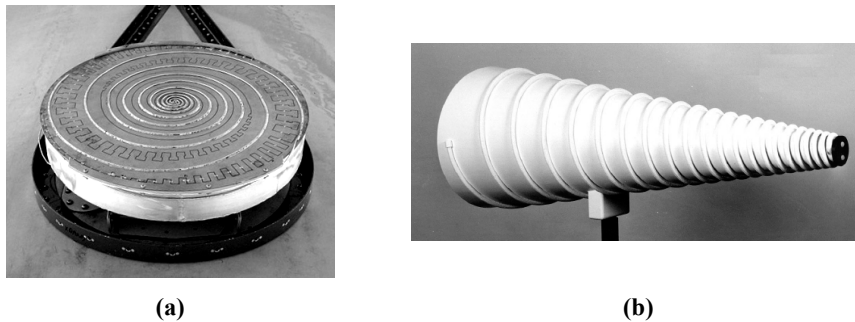


Figure 6.2 – antenne spirale planaire (a) - antenne log conique spirale (b).

### 6.2.2.1 Antennes spirales

Les antennes spirales entrent dans la catégorie des antennes définies par leurs angles. Des variantes 2D et 3D existent ainsi que présentées figure 6.2 [72]. Elles se présentent principalement sous deux formes, l'antenne spirale logarithmique et la spirale d'Archimède. Les antennes spirales peuvent être dessinées afin d'offrir une impédance d'entrée de  $50 \Omega$  sur leur bande de travail. Leur spectre d'amplitude est assez large et plat, mais elles présentent l'inconvénient d'avoir une polarisation tournante ainsi qu'un centre de phase se déplaçant selon la fréquence considérée.

### 6.2.2.2 Antennes monocône, bicône et discône

Les antennes coniques de grandes dimensions (figure 6.3) peuvent être vues comme des antennes à ondes progressives. Leur adaptation s'obtient en jouant sur le demi angle au sommet du cône, la plage de fréquence couverte pouvant être étendue vers le bas en arrondissant les extrémités des brins. Le diagramme de rayonnement obtenu est proche de celui des dipôles ; l'aérien est omnidirectionnel dans son plan H principal.

### 6.2.2.3 Antennes coplanaires à fente

Les antennes à fentes évasées ont été introduites à la fin des années 1950 dans les applications aéronautiques. Elles sont constituées d'une paire de conducteurs métalliques déposés sur un substrat diélectrique, séparés d'une distance croissante. La figure 6.4 présente trois géométries classiques d'antennes à fente. Ces structures présentent un rayon-

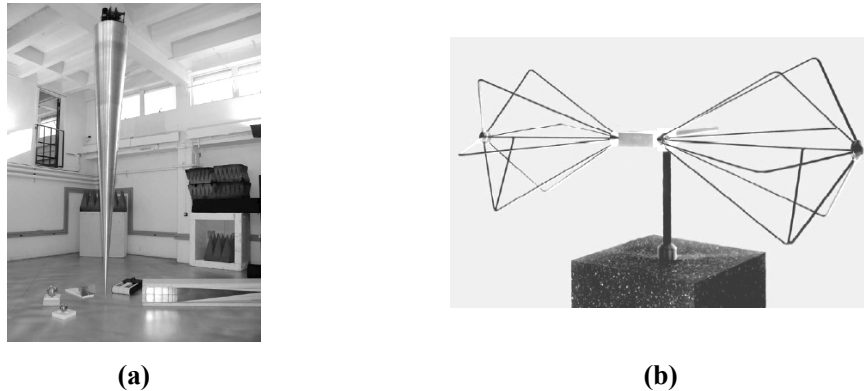


Figure 6.3 – antenne conique sur plan de masse (a) - antenne bi cône filaire (b).

nement directif très large bande. De faible épaisseur, elles sont facilement intégrables et robustes

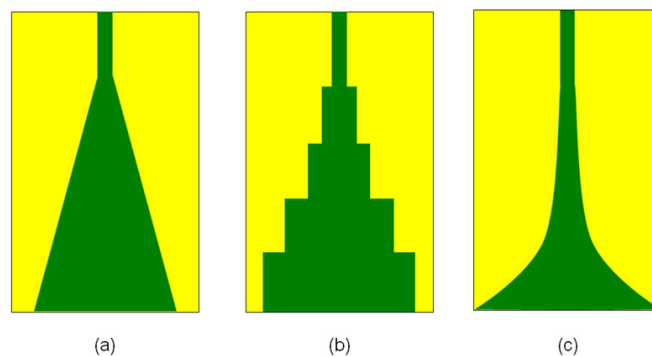


Figure 6.4 – Antenne coplanaire à fente linéaire (a) à discontinuités (b) exponentielle (c)

L'utilisation d'un profil exponentiel permet d'améliorer significativement le coefficient de réflexion de l'antenne en minimisant les discontinuités locales. Cette géométrie est à la base de l'antenne Vivaldi [73] [74].

#### 6.2.2.4 Ligne à Rubans Coplanaires Exponentiellement Evasés (LRCEE)

Aussi appelée ETSA (de l'anglais Exponential Tapered Slot Antenna), l'antenne présentée figure 6.5 est proposée par A.P. Defonzo et C.R. Lutz en 1987. Il s'agit d'une ligne à rubans coplanaires métalliques s'évasant de manière exponentielle pour former l'élément rayonnant. Le signal d'excitation rayonne son énergie dans l'évasement entre les brins. Les limites hautes et basses de la bande de travail dépendent directement des di-

mensions géométriques de l'antenne, chaque partie de celle-ci rayonnant efficacement une fréquence pour laquelle la distance entre les rubans correspond à  $\lambda/2$  [75].

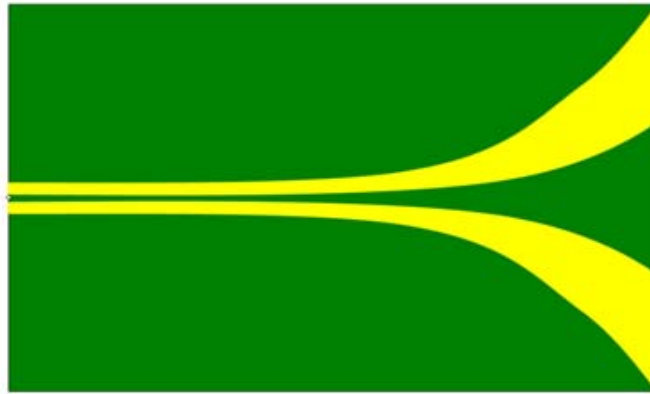


Figure 6.5 – antenne Vivaldi coplanaire.

### 6.2.2.5 Antennes strip-line filaires

Ces dispositifs sont constitués d'un faisceau de fils parfaitement conducteurs assemblés en nappes. Ceux-ci sont disposés de sorte à former une ouverture pyramidale comme le montre la figure 6.6. L'antenne est excitée directement par une ligne d'alimentation, le signal est alors guidé le long des fils puis propagé dans l'espace. La polarisation du champ électrique est principalement rectiligne verticale et la simple rotation de l'antenne de 90 degrés permet d'obtenir la polarisation rectiligne horizontale. Ce type de structure permet ainsi de rayonner une impulsion courte sans distorsions majeures [76].

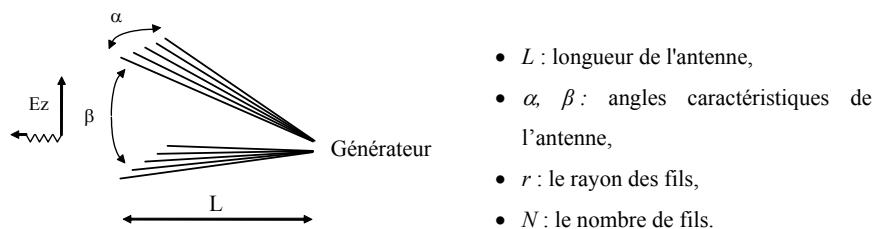


Figure 6.6 – Antenne filaire.

Les qualités électromagnétiques de l'antenne (impédance d'entrée, gain, diagramme de rayonnement, bande passante) dépendent des côtes géométriques telles que la longueur, la largeur et la hauteur du faisceau de brins conducteurs.



La fréquence de coupure basse d'un tel dispositif est principalement liée à sa longueur et à son ouverture maximale, les diagrammes de rayonnement dépendant des angles  $\alpha$  et  $\beta$ . L'antenne étant de dimensions finies, il convient de porter une attention particulière à l'adaptation des brins en leur extrémité. Afin de minimiser l'influence néfaste de la réflexion de bout d'antenne, une optimisation classique consiste à disposer des charges le long des brins métalliques. Cette technique permet d'améliorer le paramètre  $S_{11}$  et d'élargir la bande passante de l'aérien, ainsi que l'allure temporelle du champ émis. Elle permet également de diminuer les couplages parasites entre antennes. Plusieurs profils de charge permettent d'obtenir un courant purement incident. Le plus souvent, des éléments résistifs sont utilisés pour dissiper les composantes très basse fréquence de l'impulsion d'excitation, qui n'auraient pas été rayonnées par l'aérien (figure 6.7) [75].

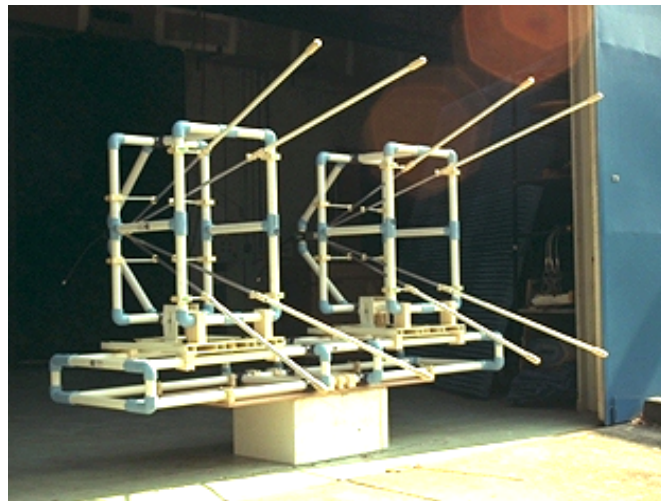


Figure 6.7 – Antenne filaire à 4 brins avec des charges d'extrémité.

L'antenne Ciseaux a été développée dans le cadre d'applications radar. Constituée de tubes de cuivre assemblés selon une géométrie particulière (Figure 68), elle a été conçue à l'IRCOM par Joël Andrieu en 1997 et a fait l'objet d'un brevet CNRS [77]. D'encombrement faible selon une dimension, elle possède une ouverture de 60 cm. Son impédance d'entrée est de  $200 \Omega$  et son  $S_{11}$  reste inférieur à -10 dB sur la bande 100 MHz - 1.2 GHz. Le gain mesuré varie de -8 dB à 5 dB dans cette bande de fréquence.

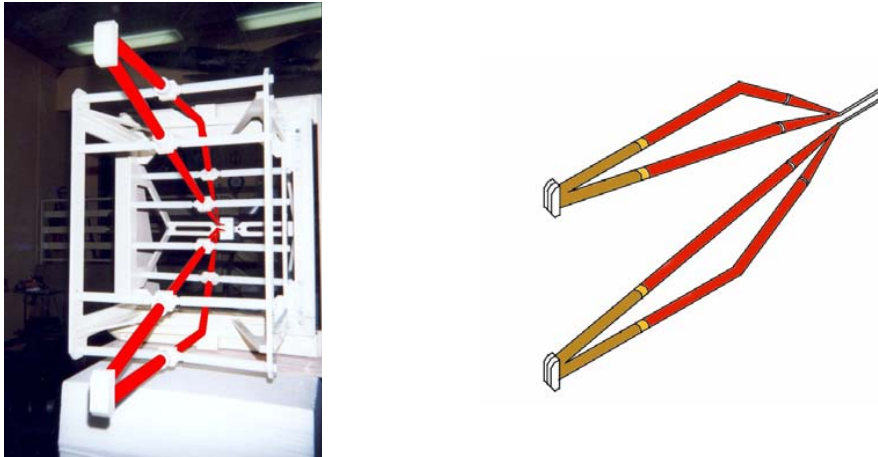


Figure 6.8 – Antenne Ciseaux.

### 6.2.3 Les antennes à ouverture rayonnante

#### 6.2.3.1 Antennes cornet TEM

La figure 6.9 montre schématiquement une antenne cornet TEM. Les deux pales de l'aérien sont connectées à un guide d'onde généralement bi-plaques. Dans le cas d'une alimentation coaxiale, une adaptation est nécessaire.

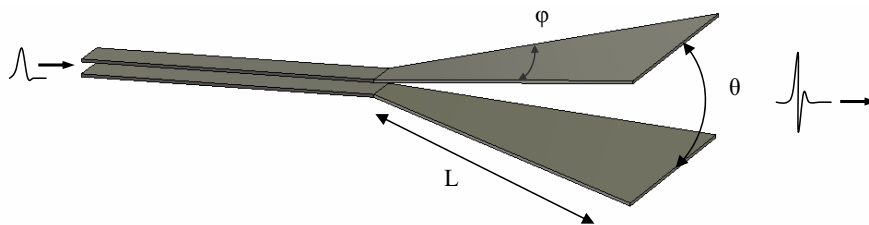


Figure 6.9 – Schéma d'un cornet TEM.

Les angles  $\varphi$  et  $\theta$  influencent directement le diagramme de rayonnement alors que la longueur  $L$  influence l'adaptation d'impédance entre le guide et l'espace libre. Plus  $L$  est grand par rapport à la longueur spatiale du signal, meilleure sera l'adaptation. Cependant dans le cas d'une excitation à valeur moyenne non nulle, la composante continue ne sera pas rayonnée et des absorbants (résistances) sont placés en extrémité de l'antenne pour limiter les retours vers la source.

Les cornets TEM sont assez largement utilisés dans les source ULB de forte puissance [78] [79] [80].

### 6.2.3.2 Le cornet ridgé

Cette antenne reprend la structure classique des cornets en lui ajoutant une paire d'arches formant une ouverture exponentielle (figure 6.10 [81]). Cette modification permet d'élargir la bande de fonctionnement tout en conservant des dimensions relativement modestes.

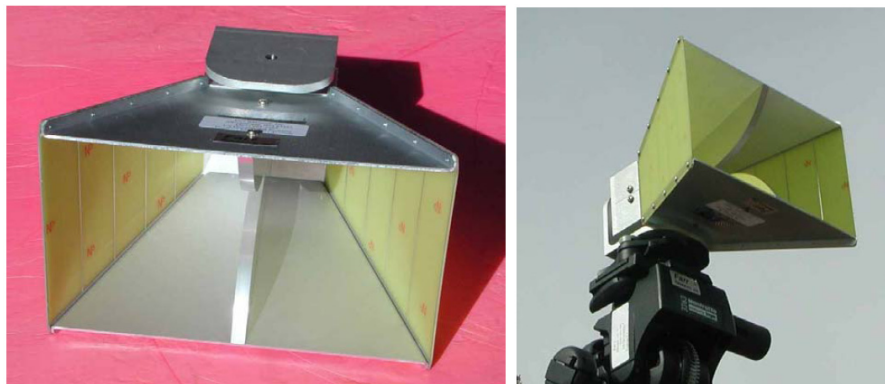


Figure 6.10 – Cornet à double ridge EMCO 3115.

### 6.2.4 Antennes IRA (Impulse Radiating Antenna) à réflecteur

Afin d'améliorer la directivité des antennes ULB classiques, des structures associant une source de rayonnement ULB (antennes filaires, cornets TEM...) et un réflecteur parabolique sont apparues. La plus célèbre de ces antennes est l'IRA et ses variantes (HIRA, CIRA ...). Le principe de l'antenne IRA consiste à éclairer un réflecteur parabolique avec une onde sphérique rayonnée à partir du point focale. Cette onde est émise par une ligne de transmission généralement constituée de lames plates (figure 6.11 [82]).

Le circuit d'alimentation de ces antennes peut s'avérer complexe à concevoir du fait de la difficulté d'amener le signal d'excitation au foyer de l'antenne sans dégrader d'une part l'impulsion et d'autre part le diagramme de rayonnement liée à la présence d'une structure dans l'axe de tir.

De nombreuses versions de l'antenne IRA existent et la littérature abonde de détails à ce sujet [82] [20].

Dans le cadre des applications ULB transitoires, disposer d'une antenne très directive

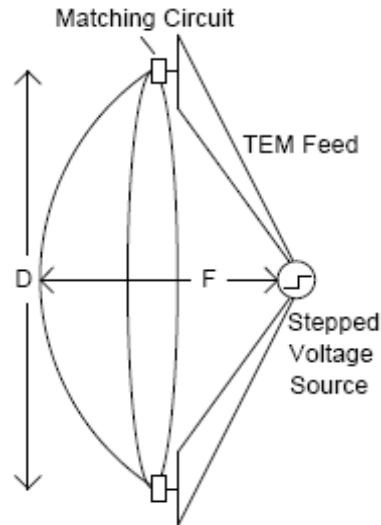
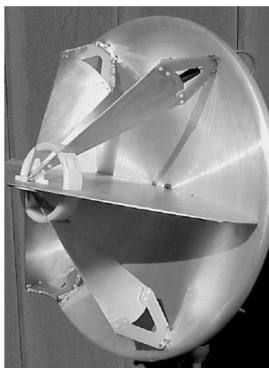


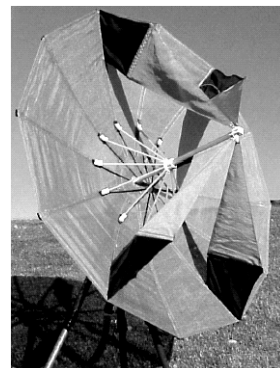
Figure 6.11 – Schéma de principe de l'antenne IRA comportant l'excitation électrique, les lignes plates et les terminaisons.

permet de gagner en portée sans nécessairement augmenter le niveau du générateur.

Ce type d'antenne connaît un fort développement aux Etats-Unis où plusieurs structures ont été étudiés [83] [84]. Celles-ci sont dérivées de l'antenne de C.Baum ; la FRI-IRA-3 fonctionne dans la bande 250 MHz - 20 GHz et la CIRA-2 dans la bande 150 MHz - 12 GHz. Ce sont deux antennes très directives avec un fort gain (26 dB) et un encombrement réduit : le diamètre de la FRI-IRA-3 est de 46 cm et celui de la CIRA-2 est de 1.22 m (figure 6.12 : antennes FRI-IRA-3 (a) et CIRA-2 (b)).



(a)



(b)

Figure 6.12 – Antennes FRI-IRA-3 (a) et CIRA-2 (b).

## **Troisième partie**

# **Conception, caractérisation et validation d'un étage de mise en forme d'impulsions bipolaires**

## CHAPITRE 7

### DIMENSIONNEMENT ET RÉALISATION

#### 7.1 Choix technologiques

##### 7.1.1 Choix de la forme du signal

Dans la famille des impulsions ultra large bande, il existe deux catégories de signaux : les monopolaires et les bipolaires. La figure 7.1 présente ces deux types de formes.

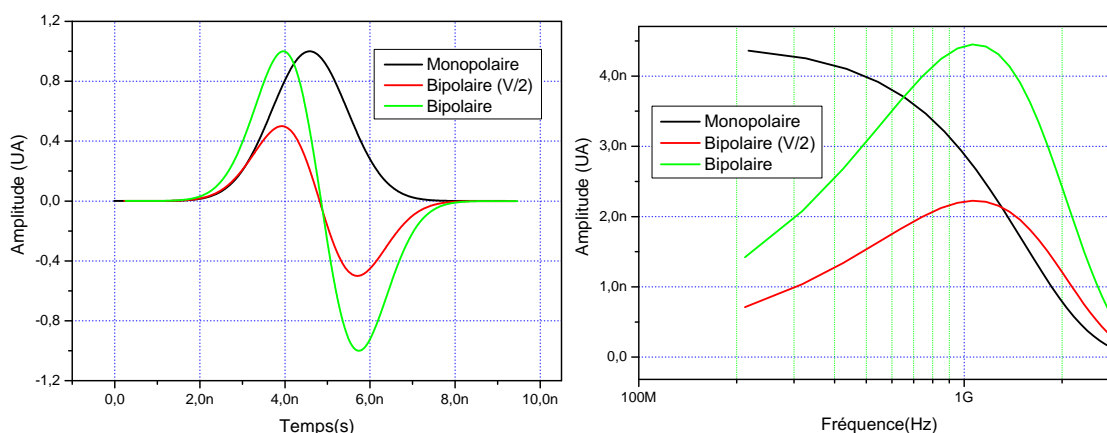


Figure 7.1 – Comparaison entre les impulsions de type monopolaire (noir) et bipolaire (rouge et vert) dans le domaine temporel (gauche) et fréquentiel (droite).

Les propriétés de la forme bipolaire possèdent de nombreux avantages dans le cadre de ce développement. En effet, les courbes de la figure 7.1 mettent en évidence deux points importants :

- La valeur moyenne du signal bipolaire est nulle.
- Pour une même durée d'impulsion, la répartition spectrale d'un signal bipolaire est plus riche en haute fréquence qu'un signal monopolaire.

Le premier point présente un double intérêt pour l'application étudiée. En effet, avec un signal monopolaire, la partie très basse fréquence du spectre ne peut pas être rayonnée : elle se réfléchit en bout d'antenne et retourne vers la source. Ce retour augmente le risque de claquage en entrée d'antenne et participe au rayonnement arrière du système.

Dans le cas d'un signal bipolaire, l'amplitude des retours est très faible puisque les composantes basses fréquences du spectre sont quasiment inexistantes. D'autre part, avec une antenne compacte, il n'est pas possible de focaliser efficacement l'énergie contenue dans les basses fréquences. Ce qui est rayonné l'est de façon quasi isotrope. Un signal bipolaire correctement choisi résout le problème car l'amplitude de ce rayonnement est fortement atténuée du fait de l'absence de composante basse fréquence.

Enfin, l'absence de valeur moyenne limite l'accumulation de charges résiduelles sur les pales de l'antenne après une série de tirs. Cette charge donne lieu à une tension statique dans le cas d'un signal monopolaire. Or, sur un système manipulable par des opérateurs il est essentiel de réduire les risques d'origine électrique. Les charges doivent être évacuées avant toute manipulation des antennes. Cependant avec une impulsion bipolaire, cette opération est inutile et l'antenne reste manipulable directement par un opérateur sans protection. Par ailleurs, l'efficacité d'une mise en forme utilisant des éclateurs peut être altérée si une tension résiduelle trop importante inhibe le claquage en réduisant la différence de potentiel entre anode et cathode.

Le deuxième point touche à l'efficacité générale du système. Afin de focaliser le champ électromagnétique qu'elle rayonne, une antenne doit posséder une ouverture de grande dimension devant les longueurs d'ondes équivalentes des signaux d'excitations. Une impulsion bipolaire, riche en hautes fréquences, permet d'optimiser les niveaux de champs rayonnés dans l'axe ainsi que la directivité générale du dispositif tout en conservant des dimensions plus réduites que celles nécessaires avec un signal monopolaire.

Les impulsions bipolaires possèdent des avantages importants en terme de sécurité et sont bien adaptées à la problématique du rayonnement par des antennes de taille réduite. C'est pour ces raisons que la forme bipolaire est retenue pour le système GIMLI.

### **7.1.2 Choix de la mise en forme d'impulsion**

Dans la section 5, deux méthodes de mise en forme bipolaires ont été détaillées. La ligne à onde gelée semble plus simple dans son principe et dans sa structure que la solution à ligne Blumlein. En effet, une seule ligne de transmission est nécessaire dans la partie 'conversion' du circuit. Par contre, ce type de mise en forme n'est efficace que

si les deux commutateurs se ferment exactement au même instant. En réalité un retard entre les deux fermetures est acceptable, tant que celui-ci reste très négligeable devant le temps de propagation de la ligne centrale. Cette dernière contrainte impose l'utilisation de commutateurs pilotés à très faible gigue. Or les deux commutateurs d'une ligne à onde gelée sont physiquement distants. Le circuit de pilotage doit être parfaitement étudié pour compenser cet éloignement. Aujourd'hui l'usage de commutateur électro-optique de haute performance est la seule solution technologique à ce problème. Malheureusement, les commutateurs à avalanche les plus performants ne peuvent commuter que des tensions de l'ordre de 100 kV [85]. Ce niveau de performance n'est pas suffisant dans le cas du système GIMLI. Il existe plusieurs difficultés dans la mise en oeuvre d'une mise en forme bipolaire par ligne Blumlein. Pour satisfaire les contraintes de compacité et de puissance commutée, des éclateurs à gaz peuvent être utilisés même si le fonctionnement de ces dispositifs comporte une grande part d'aléatoire. Néanmoins, la proximité entre les deux éclateurs favorise la pré-ionisation provoquée par le rayonnement UV au moment du premier claquage et profite au fonctionnement isochrone des commutateurs.

Dans une ligne Blumlein, les impédances terminant les trois lignes dans le plan de la jonction doivent être parfaitement définies. La géométrie de cette jonction doit être finement dimensionnée afin de respecter cette contrainte. La qualité du circuit ouvert et les temps de propagation identiques dans les lignes d'entrées sont deux autres points délicats dans la conception d'une telle ligne. C'est néanmoins la solution retenue pour l'étude de la mise en forme du système GIMLI.

## **7.2 Description et choix des matériaux**

La référence [31] présente un dispositif de mise en forme bipolaire basé sur le même principe que celui retenu pour l'étude. La disposition adoptée pour ce système permet de conserver une bonne compacité globale tout en respectant rigoureusement le schéma de principe. Cette architecture est utilisée comme base de départ pour la conception de la mise en forme du système GIMLI.

La figure 7.2 décrit la structure et indique les choix de matériaux retenus. L'ensemble



se présente sous la forme d'un tube métallique en laiton de 90 mm de diamètre intérieur et 10 mm d'épaisseur. Les éclateurs sont enfermés dans une enceinte pressurisée et un mécanisme de positionnement permet de régler l'écartement via une commande extérieur étanche, manipulable sous pression. La ligne Blumlein possède une structure coaxial classique ([86],[46]) cependant dans le cas de cette étude, l'éclateur de mise à la masse est placé sur la ligne extérieure au lieu d'être niché à l'intérieur du système.

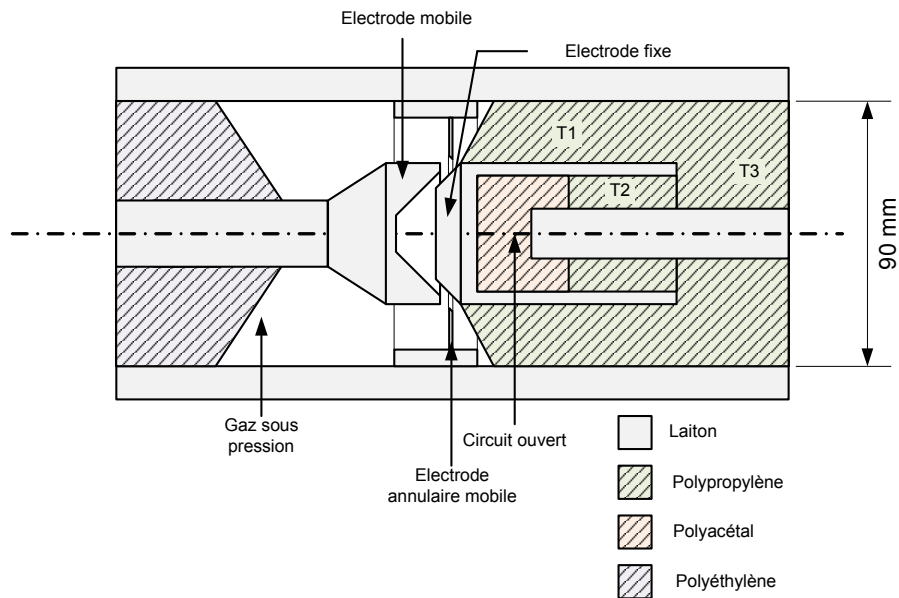


Figure 7.2 – Schéma simplifié en coupe de la mise en forme bipolaire.

Le choix du laiton s'impose étant donnée sa faible résistivité par rapport aux autres métaux classiques (Tableau 7.1).

| Laiton                     | Acier inox.               | Acier                     |
|----------------------------|---------------------------|---------------------------|
| $3.9 \mu\Omega \text{ cm}$ | $90 \mu\Omega \text{ cm}$ | $22 \mu\Omega \text{ cm}$ |

Tableau 7.1 – Résistivité de différents métaux (20°C).

En ce qui concerne les diélectriques solides employés, ils doivent posséder d'excellentes caractéristiques électriques et mécaniques. Il faut donc privilégier des plastiques avec une permittivité relative assez faible, un champ disruptif élevé et un module d'élasticité longitudinal important.

Le tableau 7.2 présente les propriétés de quelques un des plastiques courants. Le polypropylène (PP) et le polyacétal homopolymère (POMH) satisfont tous les critères

| Matériaux | Module d'élasticité<br>$N/mm^2$ | Point de fusion<br>$^{\circ}C$ | Champ disruptif<br>$kV/mm$ | Permittivité relative |
|-----------|---------------------------------|--------------------------------|----------------------------|-----------------------|
| PE-LD     | 250                             | 120                            | 40                         | 2.4                   |
| PP        | 1300                            | 165                            | 52                         | 2.3                   |
| POMH      | 3100                            | 175                            | 20                         | 3.7                   |
| PTFE      | 550                             | 327                            | 20                         | 2.1                   |

Tableau 7.2 – Propriétés des matières plastiques courantes source (Angst+Pfister).

mécaniques et électriques requis dans la conception de la mise en forme bipolaire.

### 7.3 Convertisseur monopolaire vers bipolaire

Les sections suivantes détaillent le dimensionnement des éléments de la mise en forme bipolaire dont le schéma électrique équivalent est rappelé sur la figure 7.3.

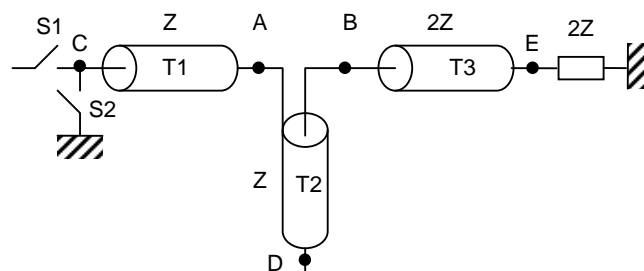


Figure 7.3 – Schéma électrique équivalent de la mise en forme bipolaire.

#### 7.3.1 Calculs des diamètres de T1, T2 et T3

T1 et T2 sont imbriquées l'une dans l'autre (figure 7.4). Ceci permet de localiser la jonction des trois lignes dans un plan bien défini.

Le polypropylène retenu pour les lignes possède une permittivité relative de 2.3. Le calcul du diamètre  $d_{T1}$  du conducteur interne s'effectue grâce à l'équation classique de l'impédance caractéristique des lignes coaxiales. Pour un diamètre extérieur de 90 mm et une impédance de  $25\Omega$ ,  $d_{T1}$  vaut

$$d_{T1} = 47.82mm.$$

Pour le diamètre interne  $d_{T3}$  de la ligne T3 d'impédance  $50\Omega$ , le calcul donne

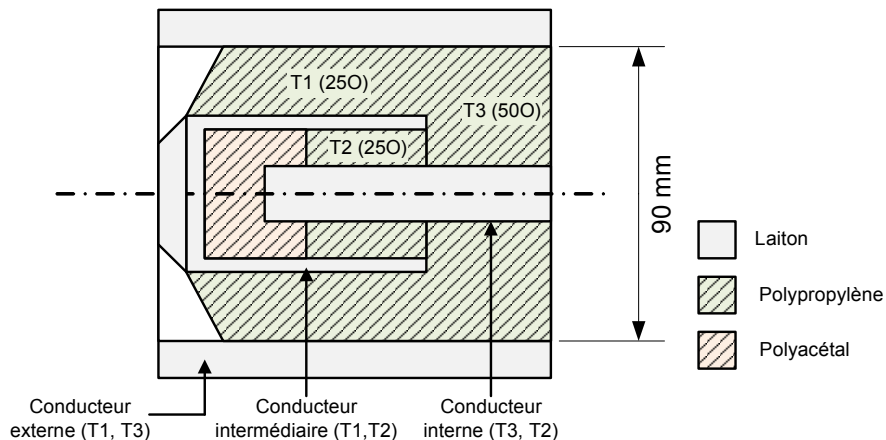


Figure 7.4 – Vue en coupe simplifiée de la ligne Blumlein.

$$d_{T3} = 25.41\text{mm}.$$

Idéalement le diamètre interne de T1 est égal au diamètre externe de T2. Cependant, le fourreau en laiton utilisé dans l'assemblage mécanique doit avoir une épaisseur suffisante pour supporter les efforts de pression. Par conséquent, le diamètre du conducteur interne de T2 est différent de celui de T3 afin de garantir les impédances respectives des lignes.

Pour une épaisseur du fourreau  $e_f = 2.9\text{mm}$ , le diamètre externe de T2 est

$$D_{T2} = d_{T1} - 2e_f = 42\text{mm}.$$

Le diamètre interne de T2 est calculé à partir de la relation classique des lignes coaxiales et vaut

$$d_{T2} = 22.31\text{mm}.$$

### 7.3.2 Calculs de la longueur de T1

Le calcul des diamètres des différentes lignes est une première étape dans le dimensionnement. Il est ensuite nécessaire de fixer la longueur de la ligne T1. La durée de l'impulsion spécifiée est de 2 ns. En prenant une marge de 100 ps, le temps de propaga-

tion dans T1 doit être au plus de 500 ps afin de respecter cette contrainte. La longueur de la ligne est calculée à partir de la relation suivante :

$$l_{T1} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot t_{dT1}. \quad (7.1)$$

$l_{T1}$  est la longueur physique de la ligne en mètre,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide [m/s] et  $t_{dT1}$  est le temps de propagation d'une extrémité à l'autre de la ligne [s]. L'application numérique pour la ligne L1 donne

$$l_{T1} = 79mm.$$

### 7.3.3 Dimensionnement du circuit ouvert et de la ligne T2

La ligne T2 étant à l'intérieur du conducteur interne de T1, ces deux lignes ne peuvent pas être de même longueur. Or, pour que la mise en forme s'opère correctement il est nécessaire que les temps de propagation dans ces lignes soient identiques. Afin d'ajuster les temps de propagations, une section de T2 est réalisée dans un matériau de plus forte permittivité. Ceci a pour conséquence de ralentir l'onde circulant dans la ligne. Le diélectrique utilisé est le polyacétal homopolymère (POM). Le changement de permittivité impose des adaptations de diamètre afin de conserver l'impédance de  $25\Omega$  dans T2.

L'extrémité de la ligne doit être terminée par un circuit ouvert ultra large bande. La figure 7.5 présente le schéma de la solution proposée pour le circuit ouvert, ainsi que pour le profil du conducteur interne de T2.

Le diamètre du conducteur interne de T2 dans la portion en POM se calcule aussi avec la formule de l'impédance d'une ligne coaxiale :

$$d_{T2(POM)} = 18.8mm.$$

Le dimensionnement complet de T2 s'effectue en deux étapes. Dans un premier temps, le circuit ouvert est conçu et les adaptations de diamètre sont calculées. Une fois cette étape terminée il faut ajuster les longueurs afin d'obtenir un temps de propagation

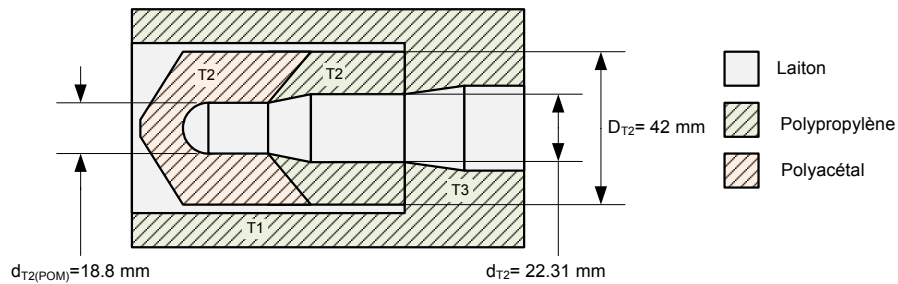


Figure 7.5 – Schéma de la solution étudiée pour la géométrie de T2 (les proportions ne sont pas respectées).

identique à celui de T1 (400ps). La simulation par éléments finis permet de faciliter la conception du circuit ouvert ainsi que son optimisation.

### 7.3.3.1 Conception et simulation du circuit ouvert

L'objectif de ces simulations est de trouver une géométrie efficace pour le circuit ouvert. La méthode consiste à partir de la forme de circuit ouvert présenté figure 7.6 puis à effectuer l'analyse de l'influence des différents paramètres avant de retenir la géométrie donnant le meilleur résultat.

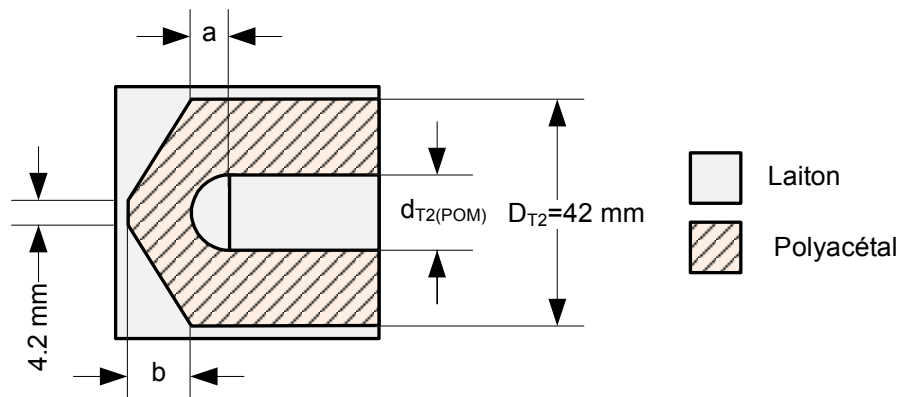


Figure 7.6 – géométrie de départ du circuit ouvert.

Le diélectrique en POM possède une terminaison tronc conique alors que le conducteur interne est terminé par une demi-sphère. Les deux paramètres à ajuster sont :

- a : La distance entre la base de la demi-sphère et la base du cône ;
- b : La hauteur du tronc de cône.

La largeur du sommet du tronc de cône est fixée à 4.2 mm.

Quatre valeurs sont arbitrairement choisies pour chacun des deux paramètres et les 16 simulations paramétriques sont exécutées sous CST Microwave Studio 5. Ces simulations consistent à injecter un signal gaussien<sup>1</sup> dans un guide coaxial terminé par le circuit ouvert à tester puis à analyser le signal réfléchi dans le domaine temporel. Le circuit ouvert doit retourner l'impulsion en conservant le profil le plus proche possible de celui de l'onde incidente gaussienne. La meilleure géométrie est celle qui conserve le mieux la forme du signal.

Les courbes de l'annexe II présentent les résultats des simulations.

Seules les simulations obtenues pour  $a=5$  permettent de conserver un profil gaussien. Pour les autres valeurs de  $a$ , les impulsions présentent un léger dépassement au moment du retour à zéro dans la traîne du signal. Ensuite, seul le cas  $b=15$  donne une réflexion très proche d'une gaussienne, c'est à dire sans dépassement. L'étalement de l'impulsion est de 8% à mi hauteur. Cependant, afin d'assurer une certaine rigidité mécanique, il est préférable de choisir une épaisseur légèrement supérieure à l'épaisseur résultant de la géométrie idéale. En réalisant un compromis entre la qualité du circuit ouvert et la résistance des matériaux, les paramètres retenus sont  $a = 7.5$  mm et  $b = 16.74$  mm.

La figure 7.7 compare la réponse du circuit ouvert avec le jeu de paramètres retenus, le jeu optimum et l'excitation gaussienne incidente. La qualité du circuit ouvert est suffisante avec les valeurs choisies.

La simulation 3D permet d'estimer le temps ( $t_{co}$ ) nécessaire à l'impulsion pour passer du plan d'entrée du circuit ouvert, se réfléchir et retourner dans ce plan. Cette valeur (211 ps) sera utile dans l'étape d'ajustement du temps de propagation de T2.

### 7.3.3.2 Simulation de l'interface POM/PP

Un changement de milieu diélectrique est nécessaire dans T2 afin de compenser l'écart de temps de propagation entre T1 et T2 dû à la différence de longueur des deux lignes. L'adaptation du diamètre du conducteur interne entre les deux milieux conserve l'impédance de  $25 \Omega$ . Avec une permittivité relative de 3.7, le polyacétal est le matériau

<sup>1</sup>La bande couverte par le signal est de 4 GHz pour une largeur à mi-hauteur de 180 ps

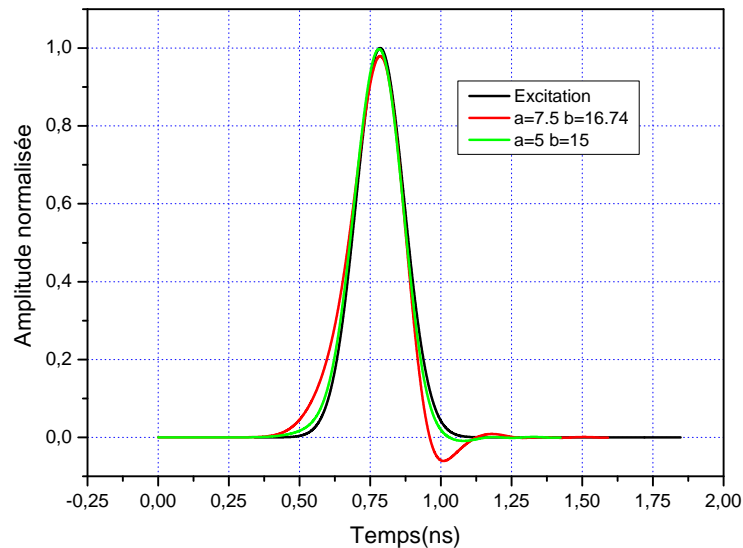


Figure 7.7 – Comparaison entre les paramètres choisis et les paramètres optimum.

retenu pour ralentir l'onde dans T2. La transition entre le POM et le PP ( $\epsilon_r = 2.3$ ) est schématisée sur la figure 7.8.

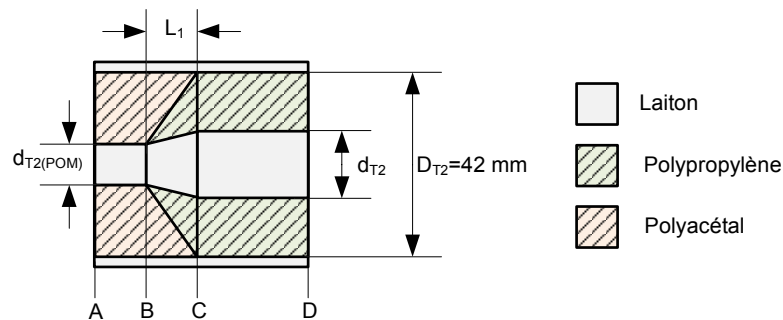


Figure 7.8 – Schéma de l'interface POM/PP avec conservation de l'impédance dans T2.

Afin d'éviter une modification trop brutale de la géométrie de la ligne, la transition entre les deux plastiques ne s'opère pas dans un plan vertical mais tout au long d'un cône de hauteur  $L_1$ . Parallèlement à ce changement de milieu, le diamètre de l'âme centrale est adapté pour permettre la conservation de l'impédance des deux cotés de la transition.

La figure 7.9 présente le résultat de la simulation avec CST Microwave Studio 2006 du signal transmis à travers l'interface. L'excitation gaussienne est injectée dans le plan d'entrée (D) coté polypropylène et le signal transmis est reçu coté polyacétal (plan A). La distance séparant les plans A et B ainsi que C et D est de 10 mm dans la simulation.

L1 est arbitrairement fixée à 25 mm.

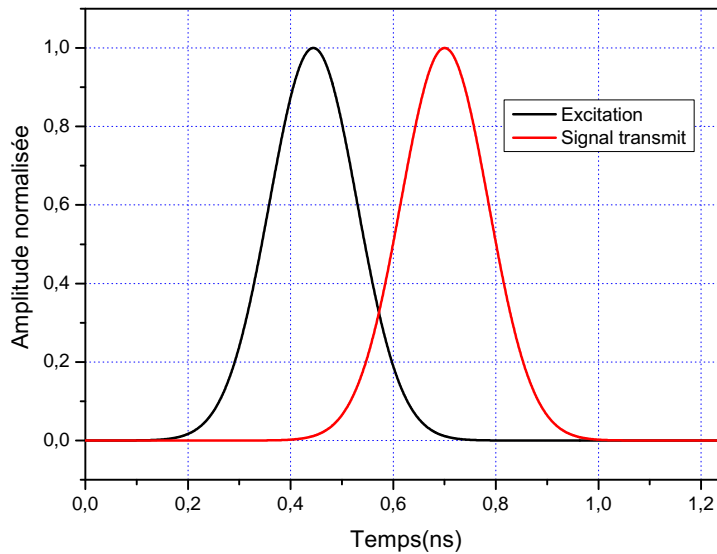


Figure 7.9 – Simulation du signal transmis à travers la transition PP-POMH pour L1 = 25 mm.

La transmission à travers l'interface est quasiment parfaite. L'adaptation est de -34 dB autour de 2.4 GHz ce qui est largement suffisant.

Cette simulation renseigne sur le temps de transit ( $t_{interface}$ ) entre les plans C et B. Ce temps est de 141 ps.

### 7.3.3.3 Ajustement du temps de propagation dans T2

Le temps de propagation dans la ligne T2 est la somme de plusieurs contributions (figure 7.10) :

- $t_{interface}$  : temps de traversée de l'interface PP/POMH (141 ps) ;
- $t_{co}$  : temps d'un aller-retour sur le circuit ouvert (211 ps) ;
- $t_{pom}$  : temps de propagation dans la partie POMH (hors circuit ouvert) ;
- $t_{pp}$  : temps de propagation dans la partie PP (hors interface).

Le temps de propagation dans T2 est donné par la formule suivante

$$t_{dT2} = t_{pp} + t_{interface} + t_{pom} + \frac{t_{co}}{2} = 400ps. \quad (7.2)$$

Or



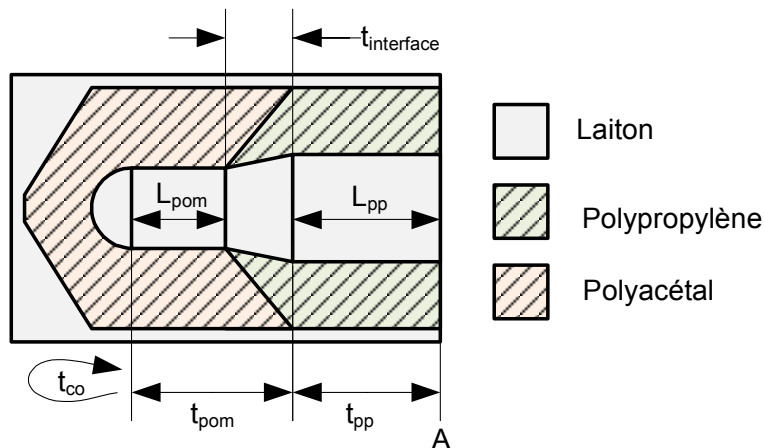


Figure 7.10 – Temps de propagation dans la ligne T2.

$$t_{interface} + \frac{t_{co}}{2} = 246.5ps.$$

D’ou

$$t_{pp} + t_{pom} = 153.5ps.$$

Deux options sont envisageables pour dimensionner les longueurs  $L_{pp}$  et  $L_{pom}$  (figure 7.10). La première consiste à partager arbitrairement les 153.5 ps sur  $t_{pp}$  et  $t_{pom}$  puis utiliser la formule 7.1 pour calculer les distances.

La seconde méthode est celle utilisée dans cette étude. Elle s’appuie sur la simulation paramétrique : La longueur  $L_{pp}$  est arbitrairement fixée à 20 mm.  $L_{pom}$  devient le seul degré de liberté possible pour ajuster le temps de propagation de T2. La limite du domaine d’étude du paramètre  $L_{pom}$  est fixée par la longueur totale de T2 qui ne peut dépasser celle de T1.

Un signal incident est injecté dans la ligne T2 et le temps de l’aller-retour est mesuré au moment où l’onde réfléchie revient dans le port d’entrée. L’optimisation s’arrête quand le critère de la formule 7.2 est atteint.

Le résultat des simulations paramétriques est

$$L_{pom} = 8.2mm.$$

La figure 7.11 présente le résultat de la simulation de la réponse de T2 à une excitation gaussienne permettant une analyse jusqu'à 4 GHz sous CST Microwave Studio 2006. Le temps de propagation aller-retour de 800ps est mis en évidence.

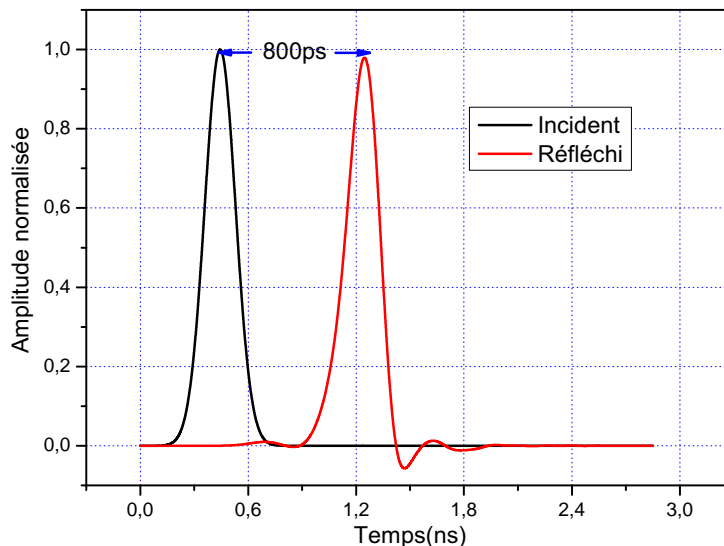


Figure 7.11 – Ajustement du temps de propagation de T2 : simulation pour  $L_{pp} = 20$  mm ;  $L_{pom} = 8.2$  mm.

#### 7.3.3.4 Résumé des dimensions

Le schéma en coupe de la ligne de mise en forme est présenté sur la figure 7.12. Le tableau résume les valeurs des paramètres pour le dispositif détaillé dans les sections précédentes ainsi que pour une seconde ligne accordée à une durée d'impulsion de 4 ns.

### 7.4 Conception des éclateurs

Le dimensionnement des éclateurs comporte deux étapes. La première consiste à dessiner la forme des électrodes en fonction des remarques faites dans la section 4.3.7. La seconde étape vise à dimensionner la ligne située en amont des commutateurs pour maximiser sa capacité équivalente par rapport à celle de l'aval (cf. section 4.3.5). La pression maximum dans la chambre d'éclateur est choisie à 60 bars de  $N_2$ , d'air ou d'un mélange  $SF_6/N_2$ .

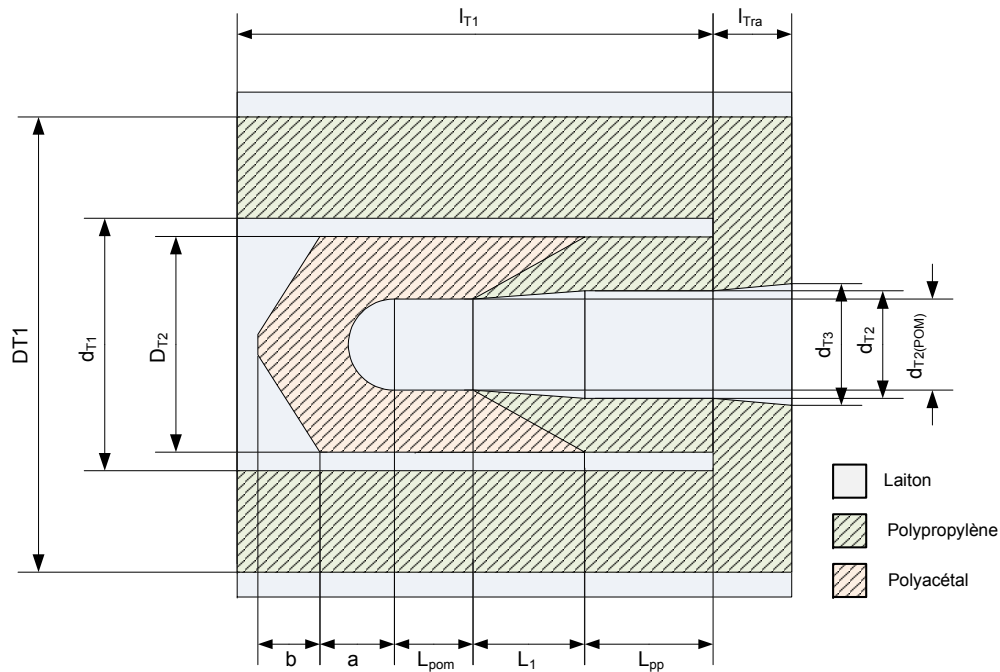


Figure 7.12 – Vue en coupe de la ligne Blumlein.

| Paramètre     | Ligne "2 ns"<br>(Courte) | Ligne "4 ns"<br>(Longue) |
|---------------|--------------------------|--------------------------|
| $D_{T1}$      | 90 mm                    | 90 mm                    |
| $D_{T2}$      | 42 mm                    | 42 mm                    |
| $d_{T1}$      | 47.82 mm                 | 47.82 mm                 |
| $d_{T2}$      | 22.31 mm                 | 22.31 mm                 |
| $d_{T2(POM)}$ | 18.8 mm                  | 18.8 mm                  |
| $d_{T3}$      | 25.41 mm                 | 25.41 mm                 |
| $a$           | 7.5 mm                   | 7.5 mm                   |
| $b$           | 16.74 mm                 | 16.75 mm                 |
| $L_{pom}$     | 8.2 mm                   | 8.2 mm                   |
| $L_1$         | 25 mm                    | 25 mm                    |
| $L_{pp}$      | 20 mm                    | 140 mm                   |
| $l_{T1}$      | 79 mm                    | 191 mm                   |
| $l_{tra}$     | 15 mm                    | 15 mm                    |

Tableau 7.3 – Paramètres géométriques des dispositifs Blumlein court (2 ns) et long (4 ns).

#### 7.4.1 Géométrie des électrodes

Les remarques des sections 4.3.6 et 4.3.7 donnent quelques pistes permettant de concevoir la géométrie des électrodes.

#### 7.4.1.1 Eclateur de raidissement : peaking

Les schémas de la figure 7.13 détaillent les formes retenues pour l'éclateur de raidissement, dit de peaking.

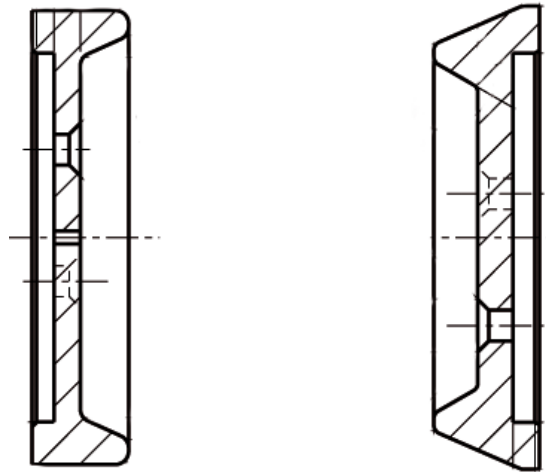


Figure 7.13 – Vue en coupe des électrodes de l'éclateur de peaking : cathode mobile (à gauche) et anode fixe (à droite).

La cathode coulissante sur l'axe horizontal, peut être approchée ou éloignée de l'anode pour ajuster l'écartement inter-électrode. L'évidement tronc-conique de la cathode est de même géométrie que l'anode. Les faces en regard restent parallèles quelque-soit la position longitudinale de la cathode.

Avec cette géométrie, les surfaces en regard sont plus importantes qu'avec des électrodes sphériques. De plus, les décharges successives peuvent se développer n'importe où avec la même probabilité. Dans ce cas, l'usure est mieux répartie que si l'arc se formait toujours au même endroit. Par ailleurs, dans la configuration choisie, le rayonnement U.V. du claquage n'est pas écranté par l'anode (figure 7.14). Il peut fournir la pré-ionisation de l'éclateur de coupure pour réduire la gigue et favoriser les claquages multicanaux.

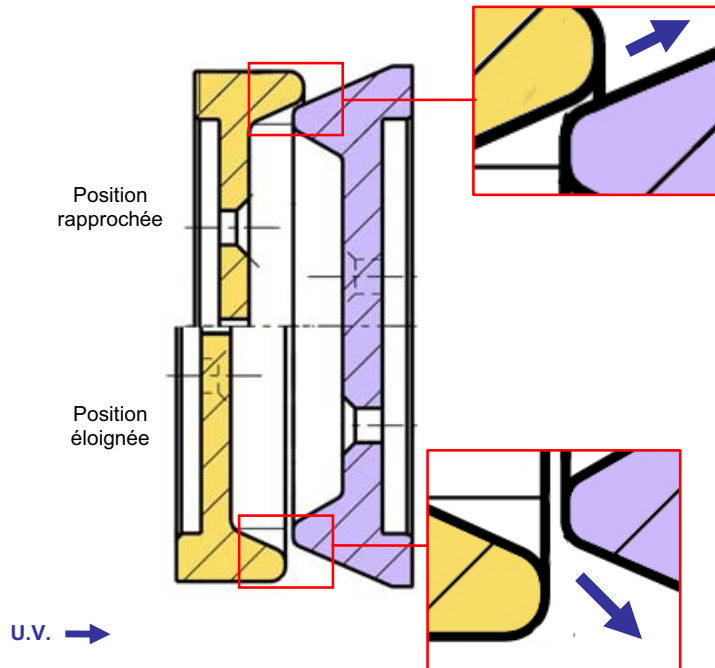


Figure 7.14 – Configurations des électrodes de l'éclateur de peaking.

#### 7.4.1.2 Eclateur de coupure : crowbar

L'électrode mobile de l'éclateur de coupure (ou crowbar) est détaillée sur la figure 7.15. La géométrie particulière de cette pièce permet de renforcer le champ électrique à 12 endroits régulièrement répartis sur la périphérie. En profitant de l'ionisation U.V. du claquage dans l'éclateur conique les 12 zones de renforcement provoquent 12 décharges simultanées. C'est un aspect qui n'est pas abordé dans la littérature et cette géométrie est une des innovations proposées dans l'étude.

Grace à un déplacement longitudinal de l'électrode mobile, la distance inter-électrode de l'éclateur de coupure peut être réglée avec une course de quelques millimètres (figure 7.16).

#### 7.4.2 Ligne amont

La figure 7.17 montre une vue du modèle 3D de l'amont de l'éclateur de peaking. Pour des raisons de conception mécanique liées à la présence d'une forte pression mais également par le mécanisme de réglage de la position des électrodes, cette partie du

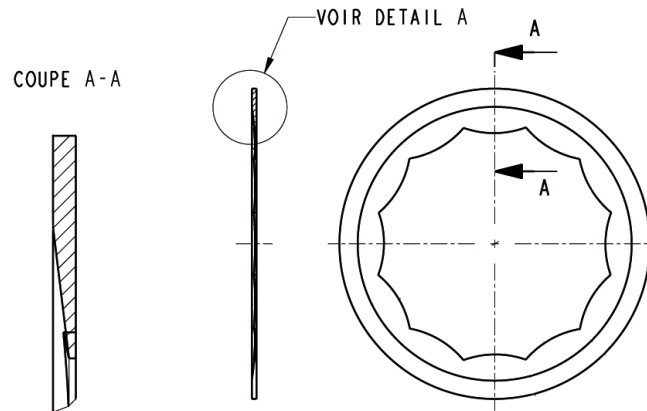


Figure 7.15 – Vue en coupe de l'électrode mobile de l'éclateur de coupure (crowbar).

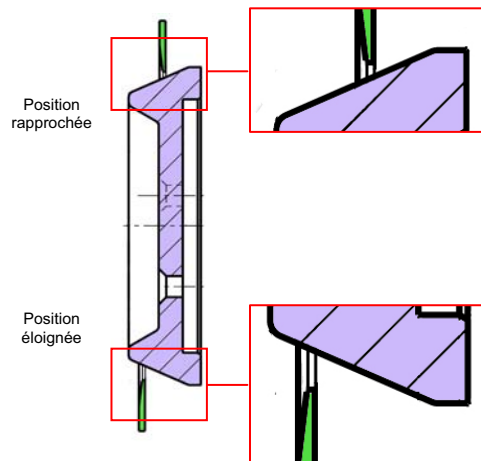


Figure 7.16 – Configuration des électrodes de l'éclateur de coupure.

système n'a pas une géométrie dont la capacité équivalente est facile à calculer avec les équations des lignes coaxiales.

La simulation électrostatique permet toutefois de l'estimer. En effet, l'outil CST EM est capable de donner une valeur de capacité équivalente totale entre deux potentiels. Pour la géométrie présentée sur la figure 7.17, cette capacité est de 13 pF.

La capacité parasite linéique équivalente  $C'$  d'une ligne coaxiale est donnée par la formule suivante

$$C' = \frac{2\pi \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0}{\ln\left(\frac{D}{d}\right)}. \quad (7.3)$$

D et d sont respectivement le diamètre externe et interne [m] de la ligne coaxiale.

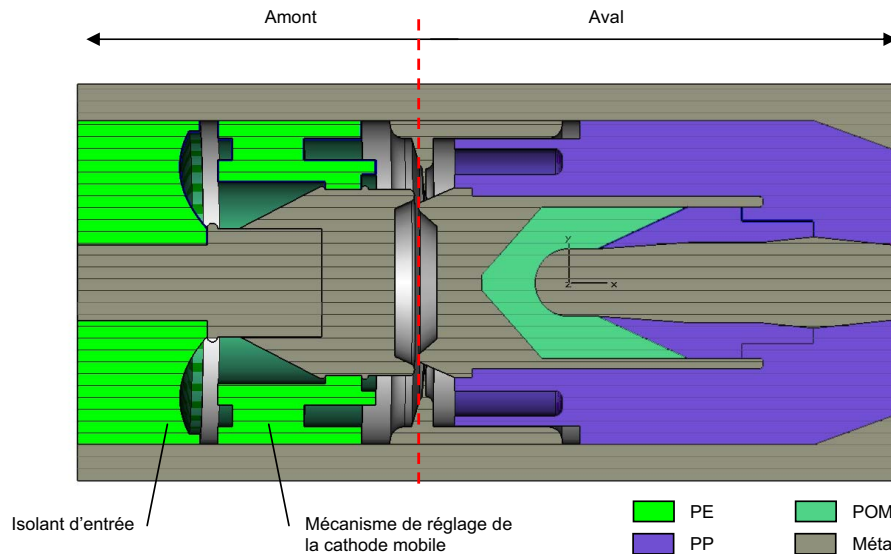


Figure 7.17 – Modèle 3D sous CST EM du système de mise en forme.

En appliquant la formule 7.3 avec les paramètres de la ligne T1 (tableau 7.3) la capacité parasite linéique est de 2 pF/cm.

En considérant un temps de montée de 250 ps pour l'éclateur de peaking, la capacité équivalente totale à charger pendant ce temps correspond à celle d'une longueur de 4.95 cm dans T1 (cf. equation 7.1) soit 10 pF.

Dans ce cas la capacité amont est 31% plus élevée que la capacité en aval.

## 7.5 Géométrie des interfaces

Le dessin des interfaces métal/isolant/gaz ou métal/isolant/isolant (figure 7.18) requiert une attention particulière afin de limiter les risques de claquages parasites sur les surfaces. La solution proposée consiste à prévoir des profils comportant des zones pour lesquelles la composante normale du champ électrique est dominante.

La simulation numérique permet de comparer les composantes normales et tangentielles du champ électrique en régime statique et d'estimer les renforcements locaux. Cette section présente les géométries des interfaces et les résultats des simulations électrostatiques. Chaque interface est numérotée de 1 à 6 comme indiqué sur la figure 7.18.

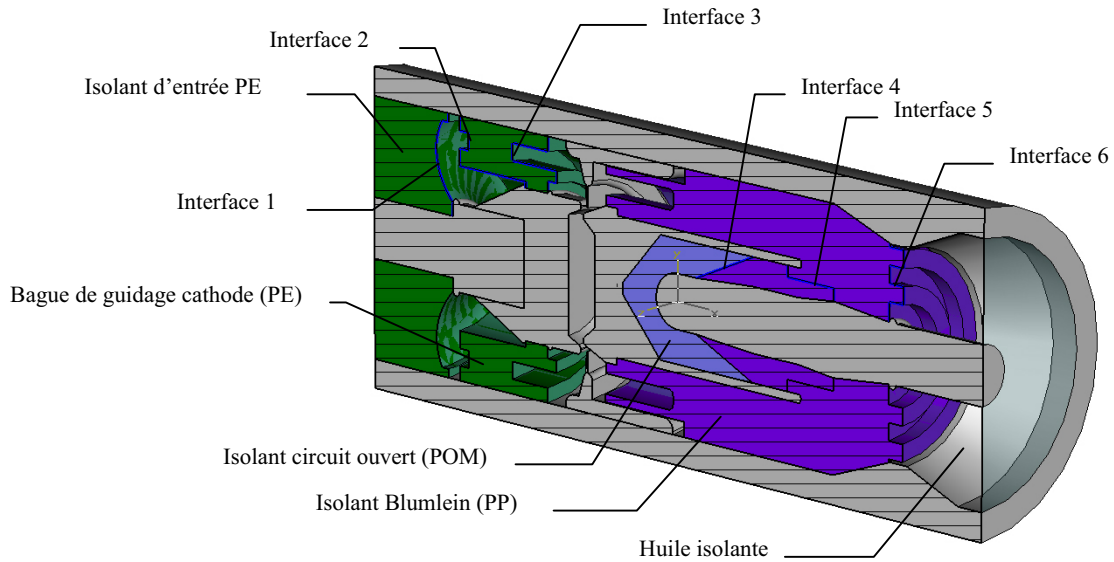


Figure 7.18 – Vue 3D en coupe de la mise en forme bipolaire.

### 7.5.1 Interface d'entrée

L'interface 1 est détaillée sur la vue en coupe de la figure 7.19. La pièce en polyéthylène assure le centrage de la ligne d'entrée et du porte-cathode. Elle supporte également l'effort de pression exercé par le gaz comprimé de la chambre de claquage.

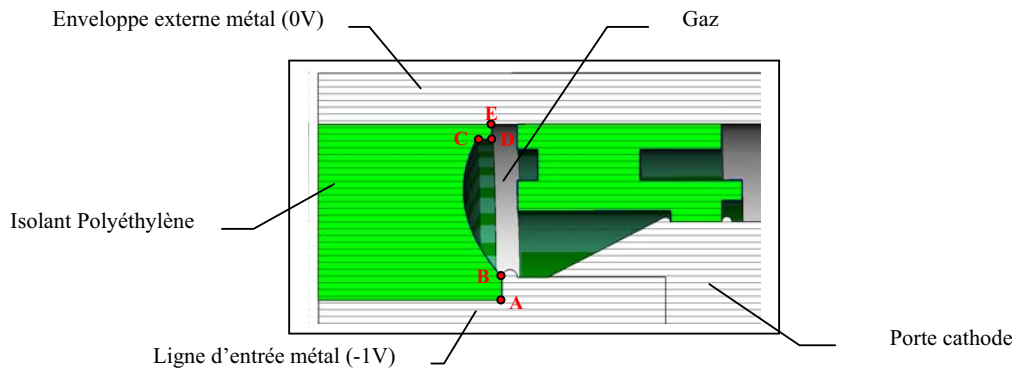


Figure 7.19 – Détail en coupe de l'interface 1.

Un bourrelet métallique, au point B, limite l'effet de pointe lié à une arrête vive. Localement, le module du champ électrique est de l'ordre de 75 V/m par volt sur la ligne d'entrée (figure 7.20).



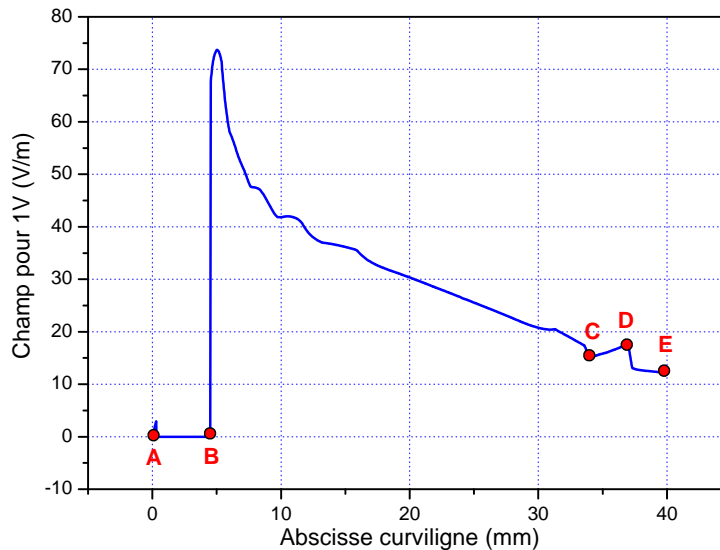


Figure 7.20 – Module du champ électrique le long de l'interface 1.

### 7.5.2 Bague de guidage de la cathode

La bague de guidage fait partie du mécanisme de réglage de la position longitudinale de la cathode mobile. Les profils des deux faces de cette pièce en polyéthylène sont représentés sur la vue en coupe figure 7.21.

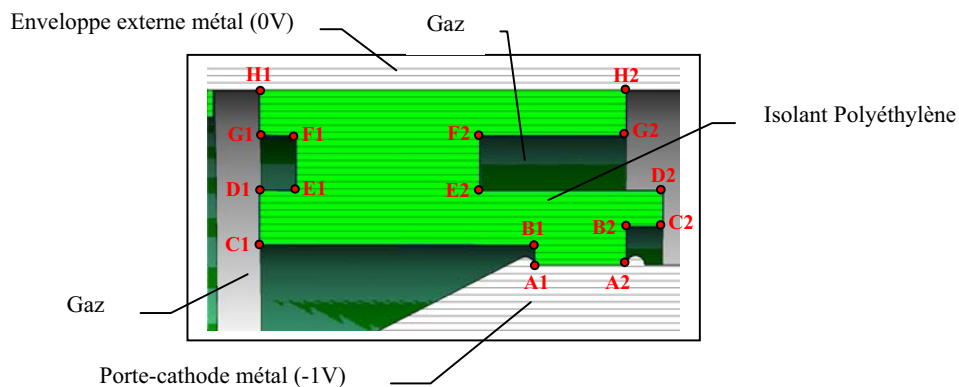


Figure 7.21 – Détail des interfaces 2 et 3.

Les bouchons présents au voisinage des points A1 et A2 remplissent deux fonctions. D'une part, ils permettent d'annuler le champ au points triples A1 et A2. D'autre part, ils agissent comme des mâchoires bloquant la bague de guidage afin de la maintenir solidaire du porte-cathode. Cette dernière fonction est purement mécanique et permet de transmettre l'effort de guidage sur le porte-cathode.

Les courbes de la figure 7.22 comparent la composante tangentielle du champ électrique et le module de la résultante le long des deux interfaces.

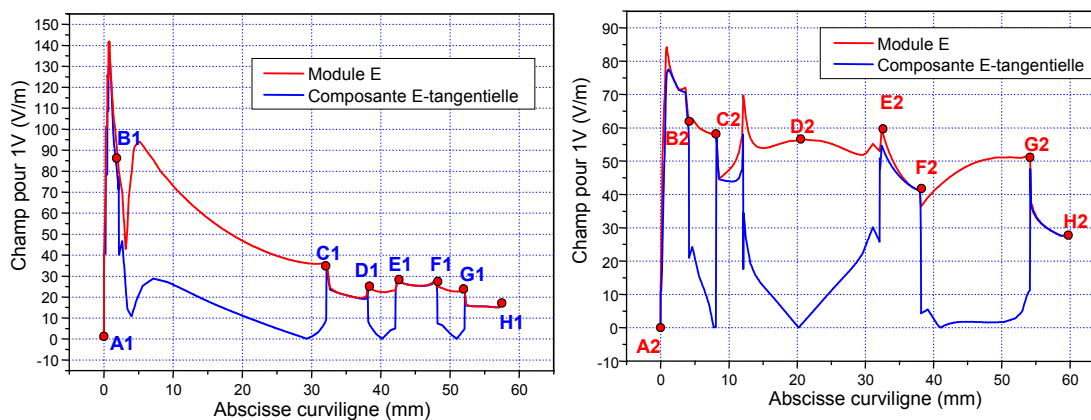


Figure 7.22 – Comparaisons entre la composante tangentielle et le module de la résultante pour les interfaces de la pièce de guidage : interface 2 (à gauche) et interface 3 (à droite).

Le champ électrique est normal sur l'essentiel du parcours. Pour l'interface 2, le maximum du module du champ est d'environ 140 V/m par volt sur la ligne d'entrée. Ce maximum se situe entre A1 et B1. Néanmoins, le point A1 est bien protégé par la courbure concave liée à la présence du bourrelet. Le long de l'interface 3, le champ est renforcé entre A2 et B2 avec un maximum autour de 85 V/m par volt.

### 7.5.3 Cône de terminaison du circuit ouvert

La géométrie de l'interface 4 (PE/PP) dans le cône du circuit ouvert de la ligne est détaillée sur la figure 7.23.

Le point A se trouve dans une zone où le champ électrique est affaibli par le changement de pente concave du profil du conducteur interne. Le résultat de la simulation électrostatique est présenté sur la figure 7.24.

La différence de permittivité entre le PP et le PE n'est pas assez importante pour provoquer une perturbation significative des lignes de champs à l'interface et la résultante reste donc radiale. Par conséquent, l'interface étant inclinée avec un angle inférieur à  $45^\circ$  par rapport à l'axe de la ligne ( $43.9^\circ$ ), la composante normale à la surface est légèrement plus importante que la composante tangentielle. Cette composante, qu'il faut minimi-

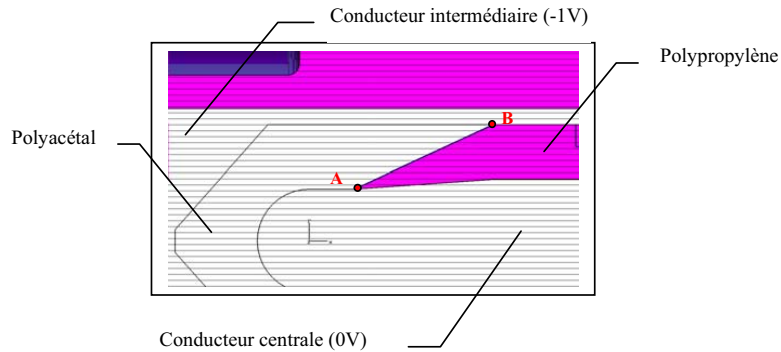


Figure 7.23 – Détail de l'interface 4 entre le cône en POM et l'isolant PP de la ligne T2.

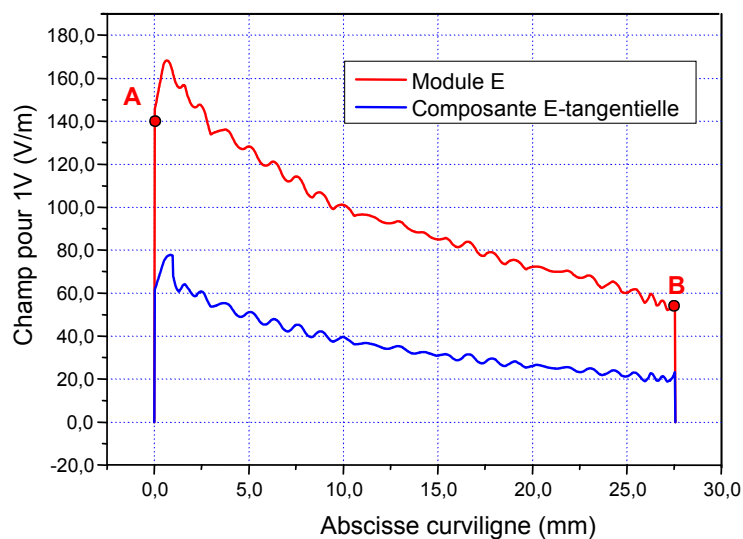


Figure 7.24 – Comparaison entre la composante tangentielle et le module de la résultante du champ électrique pour l'interface 4.

ser, est maximale à proximité de A avec une valeur inférieure à 80 V/m par volt entre le conducteur central et le cylindre intermédiaire. Les petites oscillations visibles sur les courbes de la figure 7.24 sont liées au maillage cubique de la structure.

#### 7.5.4 Jonction entre les trois lignes

Le montage mécanique (figure 7.25) des différentes pièces de la ligne Blumlein nécessite un assemblage en deux parties de l'isolant en polypropylène. Une interface existe donc entre les deux pièces en PP.

La position du point A n'est pas idéale (effet de pointe) mais les contraintes de

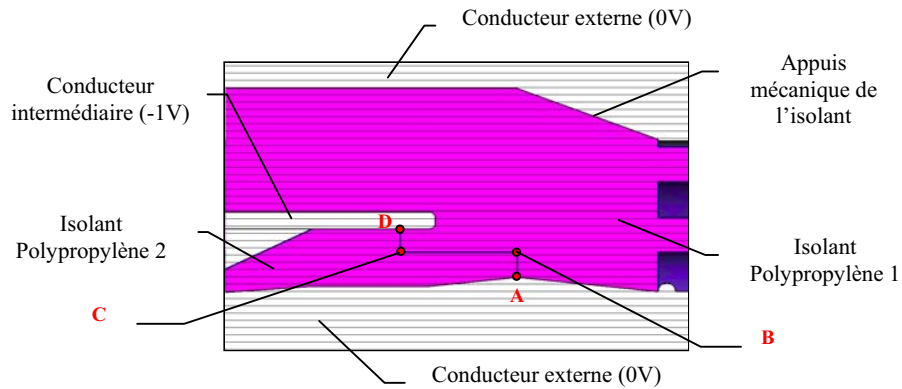


Figure 7.25 – Détail de la jonction centrale et de l'interface 5.

construction ne laissent pas de possibilité pour le placer à un autre endroit. Pour entraver le développement d'une éventuelle décharge initiée en A, l'interface possède un tronçon, entre B et C, pour lequel les lignes de champ sont essentiellement normales (7.26).

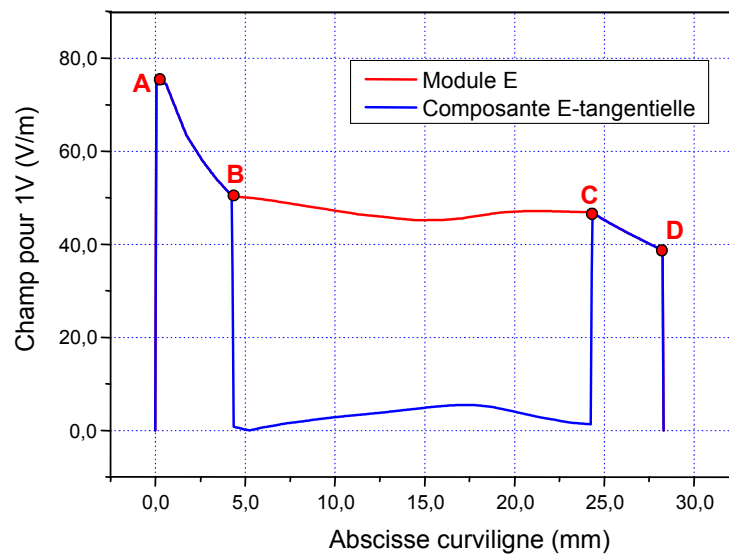


Figure 7.26 – Comparaison entre le module du champ le long de la l'interface 4 et la composante tangentielle à celle ci.

### 7.5.5 Sortie du dispositif de mise en forme

La sortie de la mise en forme est adaptée sur une ligne coaxiale de  $50\Omega$  dans un diélectrique en polymère de perfluoropolyéther liquide (PFPE). Ce type de liquide possède l'avantage d'avoir une permittivité relative très proche du polytétrafluoroéthylène (PTFE). Ceci permet d'utiliser des entretoises de centrage sans risquer de provoquer de désadaptation d'impédance à l'interface entre le PTFE et le PFPE. Les perfluoropolyéther sont généralement des produits non toxiques, non corrosifs, inertes et qui ne contiennent aucune substance classée polluante. Malgré le coût très important <sup>2</sup>, ce sont des remplaçants efficaces des huiles de transformateurs traditionnels.

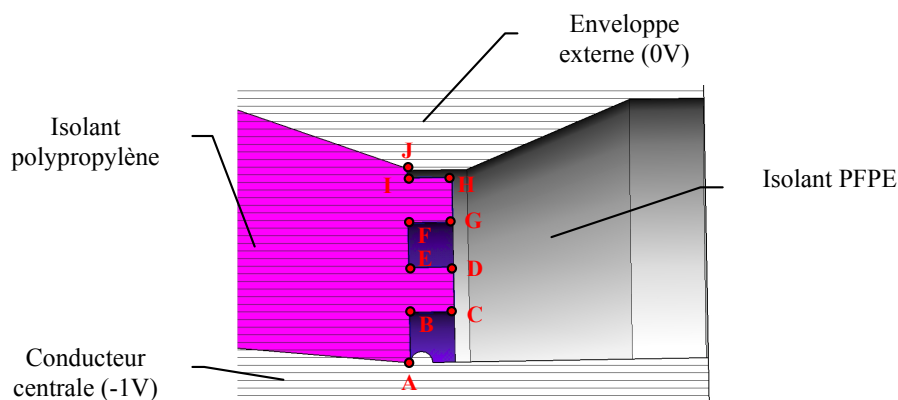


Figure 7.27 – Détail de l'interface de sortie.

L'interface entre l'isolant en polypropylène et le PFPE en sortie de la ligne Blumlein est détaillée sur la figure 7.27. Le point A est protégé par un bourrelet limitant le champ électrique au pied de l'interface. Des créneaux sont usinés dans l'isolant afin de présenter des segments où le champ est normal aux surfaces. La figure 7.28 illustre l'affaiblissement de champ provoqué par le bourrelet au point A. La composante tangentielle est nulle sur les segments BC, DE, FG et HI. Elle est maximum entre A et B et vaut environ  $65\text{V/m}$  par volt en sortie de mise en forme.

<sup>2</sup>170 €/litre TTC en novembre 2006

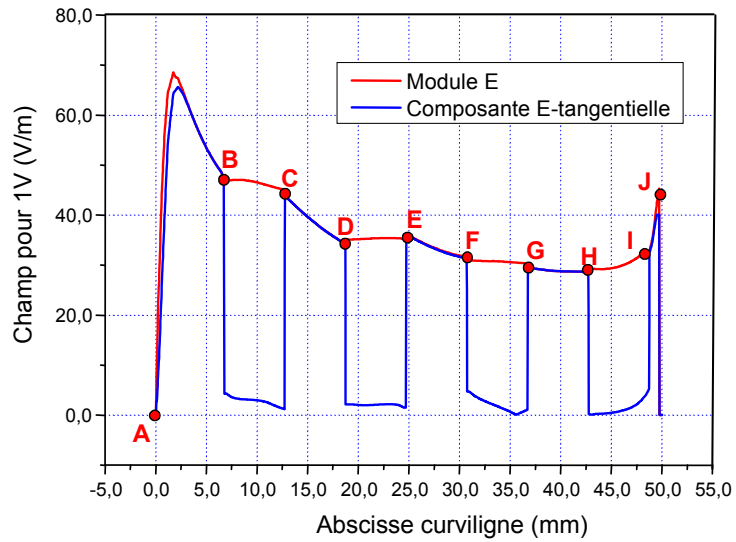


Figure 7.28 – Comparaison entre le module du champ électrique sa composante tangentielle le long de l'interface 6.

## 7.6 Simulations

Une fois les dimensionnements terminés, une phase de simulation sous CST Microwave Studio permet de réaliser une dernière vérification avant de lancer la fabrication du prototype.

La figure 7.29 montre une vue 3D du modèle de mise en forme bipolaire.

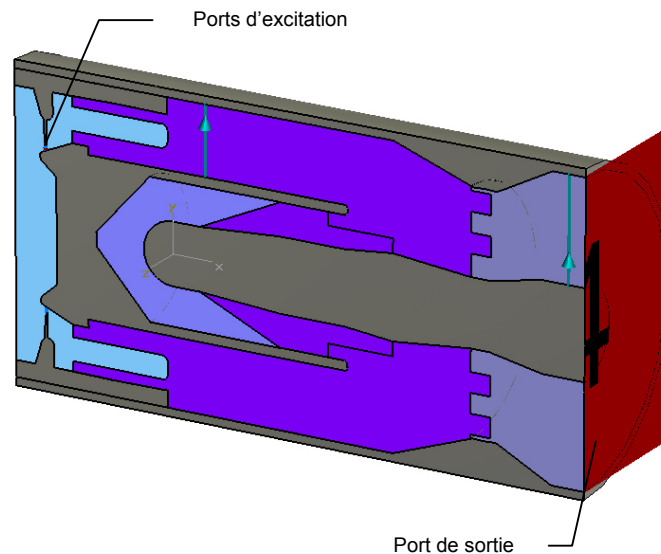


Figure 7.29 – Modèle 3D CST Microwave Studio de la ligne de mise en forme bipolaire.

Une excitation gaussienne de 1 V est appliquée grâce à 12 ports d'alimentation discrets répartis entre l'anode fixe et l'électrode annulaire de l'éclateur de coupure. Le signal d'excitation monopolaire est représentatif de celui généré à l'entrée de la ligne Blumlein. La largeur à mi-hauteur est de 500 ps.

La tension simulée en sortie du système et l'excitation gaussienne sont comparées sur la figure 7.30.

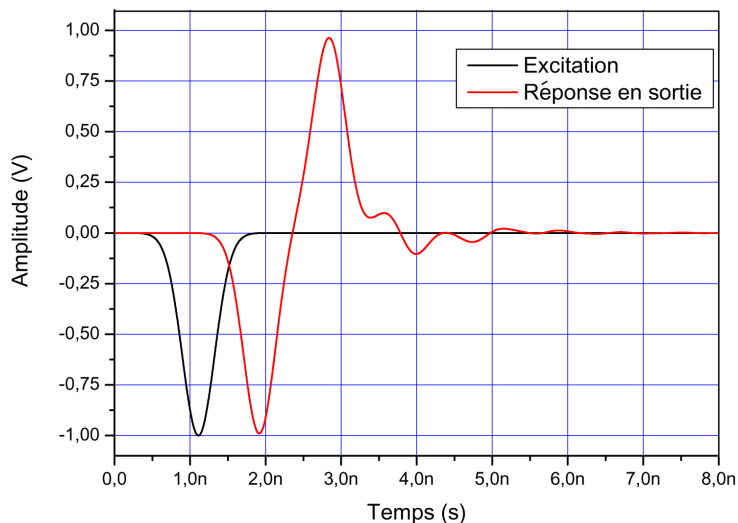


Figure 7.30 – Comparaison entre l'excitation gaussienne et la tension de sortie simulée sous CST Microwave Studio de la ligne de mise en forme.

La conversion monopolaire vers bipolaire s'opère correctement avec une durée d'impulsion de 2 ns.

## 7.7 Réalisation du prototype

Le prototype de mise en forme réalisé à l'ISL entre octobre 2006 et février 2007 est présenté sur la vue éclatée de la figure 7.31.

D'autres vues sont présentées dans l'annexe III. L'ensemble des travaux d'usinage a été effectué à l'atelier central de l'ISL d'après les plans établis en collaboration avec le bureau d'étude et d'ingénierie.

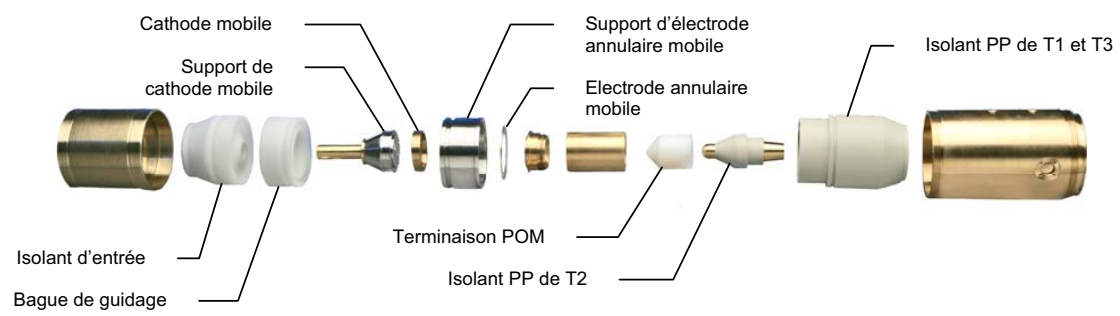


Figure 7.31 – Vue éclatée du prototype de mise en forme bipolaire (ligne courte).



## CHAPITRE 8

### EVALUATION DE LA MISE EN FORME ET INTÉGRATION DANS LE PROTOTYPE COMPLET

Dans un premier temps, la mise en forme bipolaire est caractérisée sur une charge résistive afin d'évaluer ses performances en mono-coup puis en répétitif. Le prototype complet est ensuite assemblé pour mener des essais de rayonnement en basse puissance et forte puissance. Les paragraphes qui suivent présentent la mise en oeuvre et les résultats de ces expérimentations.

#### 8.1 Caractérisation de la mise en forme (MeF)

##### 8.1.1 Dispositif expérimental

La caractérisation de l'étage de MeF a été réalisée à l'ISL en adaptant un diviseur résistif de  $50\ \Omega$  en sortie de la ligne Blumlein. La photographie de la figure 8.1 décrit le dispositif utilisé. Pour cela, les deux versions de convertisseur monopolaire vers bipolaire (2ns et 4ns) sont installés successivement en commençant par la ligne longue.

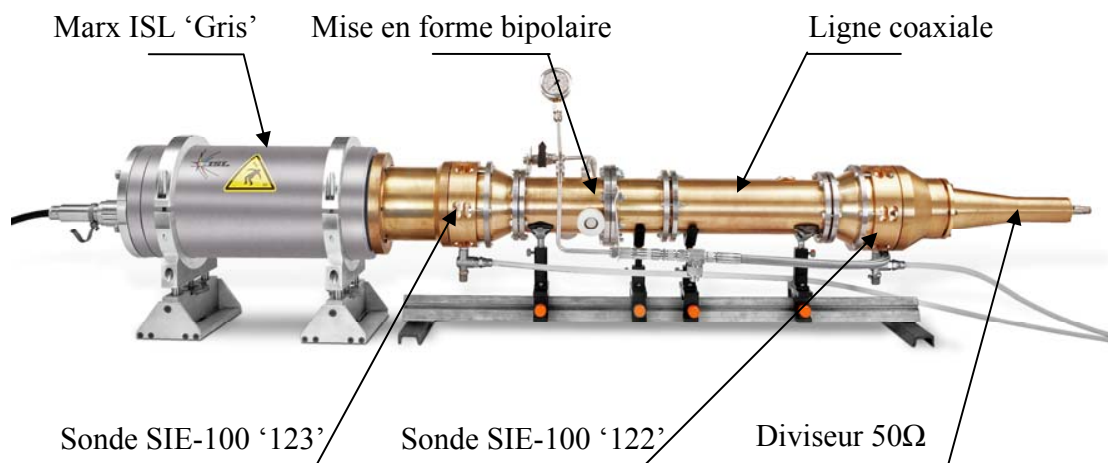


Figure 8.1 – Dispositif expérimental pour la caractérisation de l'étage de mise en forme bipolaire (version 2ns).

La sortie de l'étage MeF est montée sur le diviseur résistif par l'intermédiaire d'une

ligne coaxiale de 50  $\Omega$ . Cette section est remplie de PFPE assurant l'isolation électrique. Pour réduire la quantité de liquide nécessaire au remplissage, des blocs de PTFE sont emmanchés sur le conducteur central. Les deux matériaux sont de même permittivité relative, il n'y a donc aucun problème de réflexion aux interfaces. Le PTFE étant beaucoup moins onéreux que le liquide PFPE, cette technique représente une économie assez importante.

Deux générateurs de Marx ISL différents sont utilisés pour les essais. Les caractéristiques des Marx sont reportées dans le tableau 8.1 .

| Caractéristique           | Marx <i>rouge</i> | Marx <i>gris</i>  |
|---------------------------|-------------------|-------------------|
| Nombre d'étages           | 12                | 7                 |
| Capacité d'un étage       | 11 nF             | 11 nF             |
| Résistance de charge      | 2 x 30 k $\Omega$ | 2 x 30 k $\Omega$ |
| Tension de charge         | 12 kV à 30 kV     | 12 kV à 45 kV     |
| Energie stockée par étage | 0.8 J à 3.4 J     | 0.8 J à 11.1      |

Tableau 8.1 – Caractéristiques des générateurs de Marx.

### 8.1.1.1 Pressurisation des éclateurs

De l'azote (qualité laboratoire) et de l'air comprimé industriel sont utilisés pour pressuriser la chambre d'éclateur jusqu'à la limite maximum admissible de 60 bars. Un tuyau flexible haute pression relie les détendeurs et la MeF. L'accouplement est réalisé par un raccord rapide à double obturation. Un filtre à grille très fine permet d'éviter de polluer l'intérieur de l'enceinte avec les fines particules métalliques présentes dans le flexible.

### 8.1.1.2 Métrologie

La caractérisation de la source d'impulsion requiert la mesure fiable des tensions en entrée et en sortie de la MeF. Le groupe EMW de l'ISL dispose de plusieurs sondes capacitives large bande SIE-100. Fabriquées par "Voss Scientific LLC", ces capteurs peuvent être insérés sans pertes dans les lignes coaxiales en amont et en aval du circuit MeF (figure 8.1) pour mesurer la tension d'entrée et de sortie du dispositif<sup>1</sup>. La figure 8.2

<sup>1</sup>Les sondes SIE-100 mesurent le champ électrique local. La tension est déduite de cette information et du facteur d'antenne préalablement calibré

illustre le montage d'une sonde SIE-100 préconisé par le constructeur.

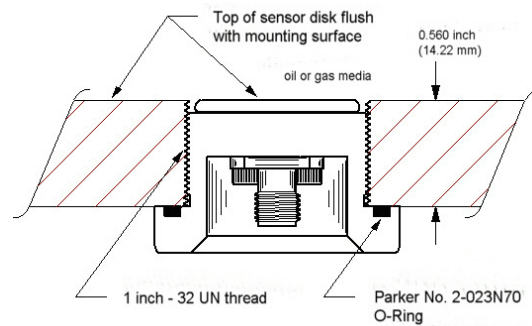


Figure 8.2 – Montage d'une sonde SIE-100 à travers la paroi d'un guide. (Source VOSS Scientific LLC)

Les deux capteurs sont repérés par un numéro de série. La SIE-100 n°123 mesure la tension de sortie du générateur de Marx et la SIE-100 n°122, celle en sortie de MeF.

#### 8.1.1.2.1 Calibration des sondes SIE-100

La réponse des sondes est calibrée au moyen de deux dispositifs coaxiaux de références grâce auxquelles il est possible d'évaluer les points suivants

- les pertes d'insertions liées à la présence de la sonde dans le système,
- le facteur d'antenne, c'est à dire le rapport entre la tension délivrée par la sonde (sur 50  $\Omega$ ) et la valeur du champ électrique de l'onde TEM dans le guide de référence.

Ces cellules de calibration sont des guides coaxiaux à section circulaire. L'impédance est de 50  $\Omega$  dans un diélectrique de permittivité relative de  $\epsilon_r = 2.1$  pour la ligne 137 et de  $\epsilon_r = 1$  pour la ligne 170. Deux transitions de profil à ondes sphériques [87] permettent la connexion à des prises N 50  $\Omega$ . Des logements de sondes sont usinés dans la partie des lignes à section constante.

La calibration consiste à mesurer le rapport entre la tension injectée dans la ligne et celle délivrée par la sonde. Elle s'effectue grâce à un analyseur vectoriel ANRITSU MS4623 10 MHz-6 GHz (figure 8.3).

Les caractéristiques des cellules sont résumées dans le tableau 8.2.

Les résultats de calibration sont présentés sur les courbes de la figure 8.4. Les pics visibles dans le cas de la cellule 170, correspondent à des modes parasites de la ligne.

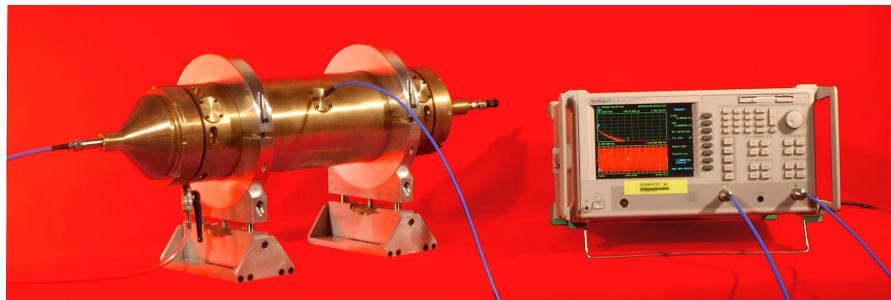


Figure 8.3 – Calibration avec la cellule coaxial 137 à l'aide de l'analyseur vectoriel.

| Caractéristique                       | Ligne 170   | Ligne 137                 |
|---------------------------------------|-------------|---------------------------|
| Diamètre du conducteur interne        | 78.83 mm    | 40 mm                     |
| Diamètre du conducteur externe        | 170 mm      | 137 mm                    |
| Diélectrique                          | Air         | PFPE ( $\epsilon_r=2.1$ ) |
| Impédance caractéristique en mode TEM | 50 $\Omega$ | 50 $\Omega$               |
| Bande passante mesurée                | 0 - 3.2 GHz | 0 - 2.2 GHz               |

Tableau 8.2 – Caractéristiques des cellules de calibration.

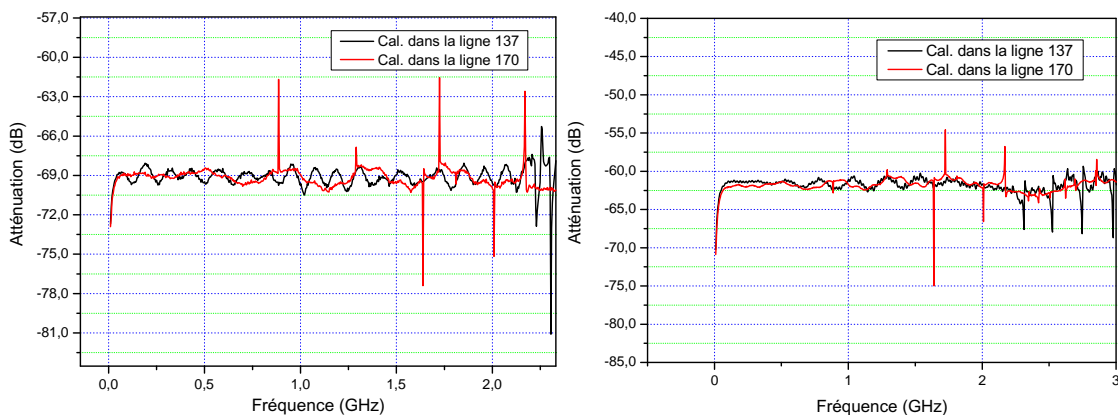


Figure 8.4 – Rapport entre la tension dans la ligne et la tension délivrée par les sondes n°122 (à gauche) et n°123 (à droite).

Les deux sondes possèdent un comportement dérivateur en dessous de 30 MHz. Au delà de cette fréquence, la réponse est quasiment plate jusqu'à plus de 2 GHz. Par conséquent, dans cette bande, l'impulsion de tension délivrée par la sonde est directement proportionnelle à celle circulant dans le guide. L'atténuation moyenne des capteurs est de -69 dB pour le n°122 et -62.25 dB pour le n°123.

#### 8.1.1.2.2 Diviseur résistif

Le signal issu du diviseur résistif n'est pas exploité. En effet la mise sous pression

de la chambre d'éclateur entraîne une déformation de l'assemblage interne du diviseur modifiant le rapport de division par rapport à la calibration. La mesure n'étant pas assez fiable, elle est donc écartée. Néanmoins, le diviseur est utilisé comme une terminaison adaptée à la ligne de sortie.

**8.1.1.2.3 Instrumentation** Pour les mesures en transitoire, ces sondes sont reliées sur un oscilloscope rapide Lecroy Wavemaster 8500 A possédant une bande passante de 6 GHz et une cadence d'échantillonnage maximum de 20 Gech./s.

## 8.1.2 Validation de la mise en forme bipolaire

### 8.1.2.1 Premiers tirs

Les premiers tirs sont effectués afin de valider le fonctionnement de la MeF dans les configurations 4 ns puis 2 ns. La distance inter-électrodes est réglée sur un écartement de quelques dixièmes de millimètres. Malheureusement, un jeu trop important dans le système de réglage des électrodes empêche de connaître précisément la distance.

Les paramètres du dispositif pour ces expériences sont résumés dans le tableau 8.3.

| Paramètre                      | Configuration 2ns (courte) | Configuration 4ns (longue) |
|--------------------------------|----------------------------|----------------------------|
| Nombre d'étage du générateur   | 7                          | 7                          |
| Tension de charge des étages   | 34 kV                      | 35 kV                      |
| Préssion de N2 dans la chambre | 30 Bars                    | 60 Bars                    |

Tableau 8.3 – Paramètres du système pour le premier essai.

Les courbes de la figure 8.5 représentent les profils des impulsions de sortie pour les configurations 2 ns et 4 ns. Il est clairement visible sur ces courbes que la mise en forme bipolaire s'effectue parfaitement dans les deux cas. La durée des impulsions est de 1.8 ns pour la configuration courte et de 2.6 ns pour la configuration longue. Ces durées sont prises à 10% des extrema.

La configuration longue délivre une impulsion plus rapide que prévue du fait de la rapidité des éclateurs. En effet, la première demi-alternance du cycle (dupliquée par le convertisseur à ligne) ne dure que 550 ps alors que la ligne est conçue pour être excitée par une gaussienne de 2 ns. Les réflexions sur le court-circuit en entrée de Blumlein

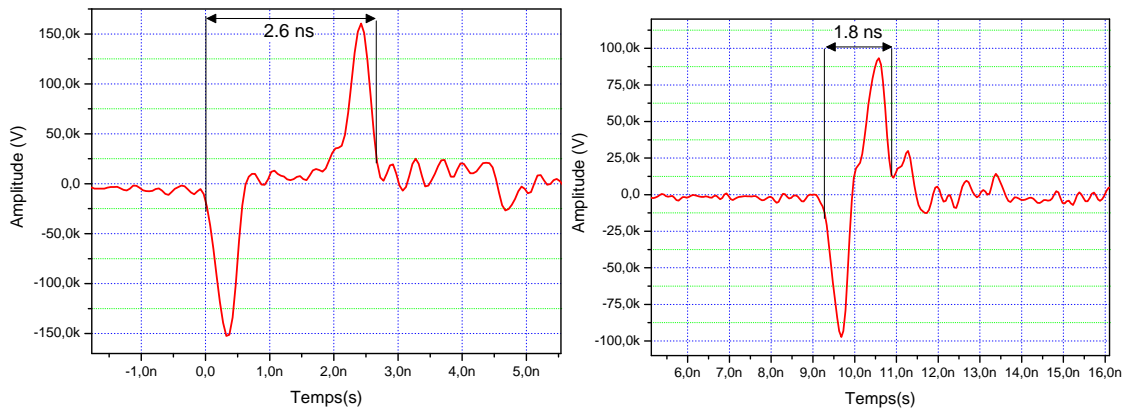


Figure 8.5 – Tension mesurée en sorte de la mise en forme par la sonde SIE-100 n°122. Configuration 2 ns à droite et 4 ns à gauche.

ne sont plus synchrones avec la coupure du crowbar ce qui conduit à ce phénomène de double impulsion monopolaire.

Le taux de variation absolu de la tension pendant les fronts est compris entre 300 kV/ns et 510 kV/ns. Les durées des transitions de 10% à 90% sont de 370 ps pour le signal de la ligne courte et 161 ps pour la ligne longue.

La durée totale des impulsions conditionne la première coupure dans le domaine fréquentiel et les spectres diffèrent d'une configuration à l'autre. Celui du signal mis en forme avec la ligne courte couvre une bande (mesurée à 10% du maximum) comprise entre 10 MHz et 1.1 GHz. Le spectre de l'impulsion générée dans le système à ligne longue est plus étendu mais comporte des trous plus rapprochés en fréquence du fait de la durée du signal. Il est intéressant de remarquer que le maximum du troisième pic, centré autour de 1.1 GHz, n'est que 6 dB plus bas que celui de la bande principale entre 10 MHz et 500 MHz.

### 8.1.2.2 Compensation de la réponse des sondes SIE-100

Pour construire les courbes présentées dans la section précédente, les signaux délivrés par la sonde SIE-100 n°122 sont corrigés, en phase et en amplitude, par la réponse de la chaîne de mesure. Ce traitement peut être simplifié en considérant un facteur d'atténuation constant et un déphasage nul sur tout le spectre. La comparaison des deux méthodes de correction est illustrée sur la figure 8.7.

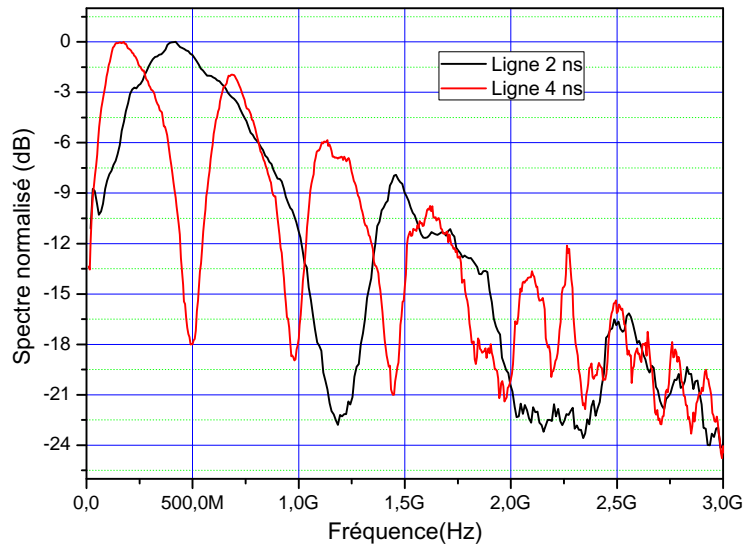


Figure 8.6 – Spectres normalisés des signaux bipolaires dans les configurations longue (en rouge) et courte (en noir).

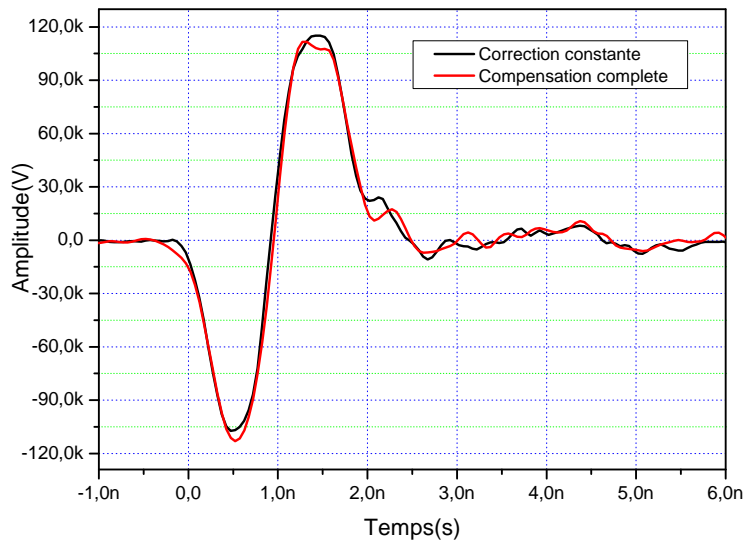


Figure 8.7 – Comparaison entre la correction par un facteur constant (noir) et celle utilisant une compensation d'amplitude et de phase (rouge).

En considérant une atténuation constante, l'erreur sur l'amplitude crête à crête est de l'ordre de 2% et les fronts restent inchangés. Cette approximation est suffisamment valable pour n'utiliser qu'une correction par un facteur constant.

### 8.1.3 Claquage multicanaux

La solution proposée, pour vérifier si le claquage de l'éclateur annulaire de mise à la masse se produit avec plusieurs canaux simultanés, consiste à vérifier visuellement la présence des points d'impact sur les électrodes après un tir. L'expérience est réalisée en utilisant un jeu d'électrode en laiton avec un état de surface le plus lisse possible. Après un unique tir sous 40 bars d'azote et une énergie de 26.4 J commutée, les électrodes sont démontées puis observées sous une loupe à fort grossissement. Les photos de la figure 8.8 montrent les multiples traces de décharges simultanées.

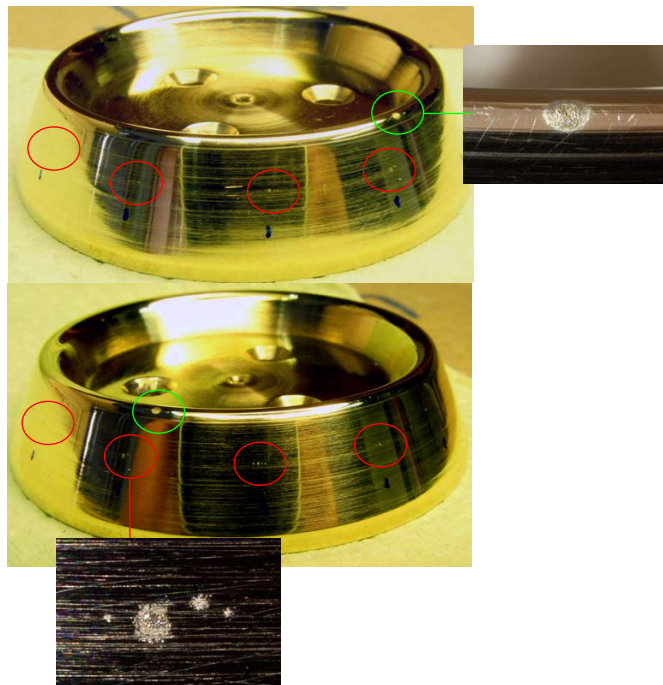


Figure 8.8 – Mise en évidence du claquage multi canal : traces des claquages vers l'électrode annulaire en rouge. Le cercle vert indique l'endroit du claquage du premier éclateur (peaking).

12 traces sont visibles sur toute la périphérie de l'électrode. La densité d'énergie n'est pas distribuée uniformément dans les canaux puisque certaines traces sont plus marquées que d'autres. Ce phénomène s'explique par le fait que le claquage de l'éclateur de peaking (cercle vert) est localisé en un seul point de la périphérie de l'électrode. Par conséquent, le courant de décharge de l'éclateur annulaire s'écoule majoritairement dans les canaux proches de ce point.



Pour homogénéiser la répartition de courant dans les 12 canaux il faudrait utiliser des électrodes hémisphériques pour le peaking afin que l'arc se produise à équidistance des 12 sites de renforcement du crowbar. Néanmoins, l'érosion de cette électrode serait augmentée car le lieu de la décharge serait toujours le même d'un tir à l'autre.

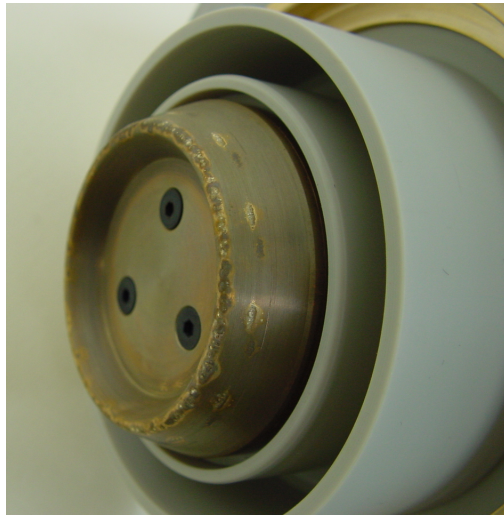


Figure 8.9 – Anode fixe après 250 décharges.

La figure 8.9 montre une anode fixe en laiton après 250 décharges (environ 6 kJ commutés). Les douze sites faisant faces aux zones de renforcement de champ de l'électrode annulaire possèdent tous un aspect identique. Ceci indique qu'il n'existe pas de zone privilégiée pour le claquage du peaking. De plus, la distribution tir à tir des décharges n'est pas concentrée sur une partie mais sur l'ensemble de la périphérie du cône.

#### 8.1.4 Influence de la pression et de la tension

Les premiers tirs montrent que le principe de la mise en forme bipolaire et sa réalisation sont valables. Afin de compléter la caractérisation, l'étude de l'influence des paramètres sur les performances du dispositif est ensuite nécessaire.

La figure 8.10 présente l'influence de la tension de charge du générateur sur l'amplitude crête à crête de l'impulsion bipolaire (en configuration longue) pour différentes pressions d'air comprimé dans la chambre d'éclateur.

Pour chaque point, une moyenne de 6 tirs est effectuée et la dispersion est représentée par les barres verticales sur la figure 8.10. Cette dispersion englobe celle de l'étage de

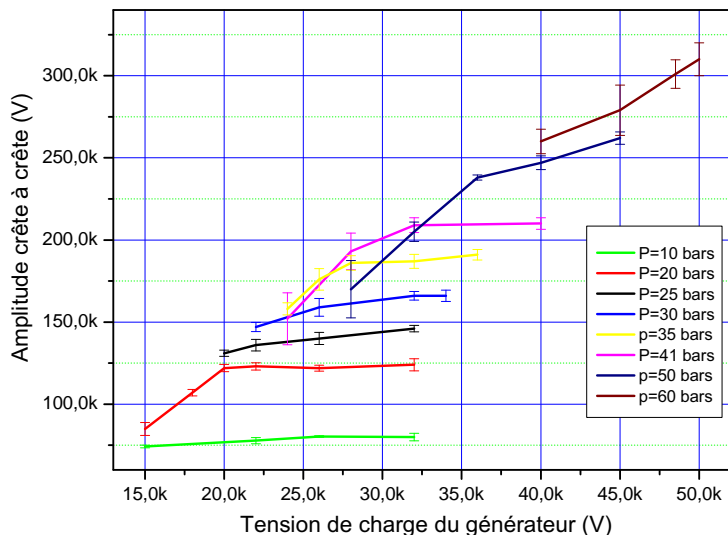


Figure 8.10 – Influence de la tension et de la pression d’air comprimé sur l’amplitude crête à crête mesurée en sortie de mise en forme.

mise en forme bipolaire mais également celle du générateur de Marx.

A pression constante nous remarquons qu’il existe deux régimes de fonctionnement. Le premier est caractérisé par une dépendance linéaire de la tension de sortie en fonction de la charge du générateur de Marx. Au-delà d’un certain seuil de pression, une saturation apparaît et l’amplitude crête à crête du signal bipolaire n’évolue quasiment plus malgré l’augmentation importante de la tension de charge du Marx.

Pour expliquer ce phénomène, il faut observer le profil de l’impulsion en sortie de générateur de Marx. La figure 8.11 présente la forme de ces impulsions pour une configuration donnée (35 bars d’air comprimé, générateur ‘gris’). Nous remarquons qu’en dessous 32 kV de charge la commutation se produit alors que le générateur de Marx a déjà atteint son maximum de tension et que l’autodécharge commence sur son propre réseau de résistance. Au-delà de 32 kV, la coupure intervient avant ce maximum. Dans cette situation, le seuil de champ disruptif dynamique est atteint pendant le front de montée et le claquage se produit toujours au même niveau puisque le  $dV/dt$  du signal du générateur n’augmente pas avec la tension.

Pour l’optimisation du système, il est plus avantageux d’augmenter la pression dans la chambre de l’éclateur que d’augmenter la tension de charge du générateur. En effet, améliorer l’efficacité du générateur est plus délicat que simplement comprimer plus de

gaz dans la chambre des éclateurs.

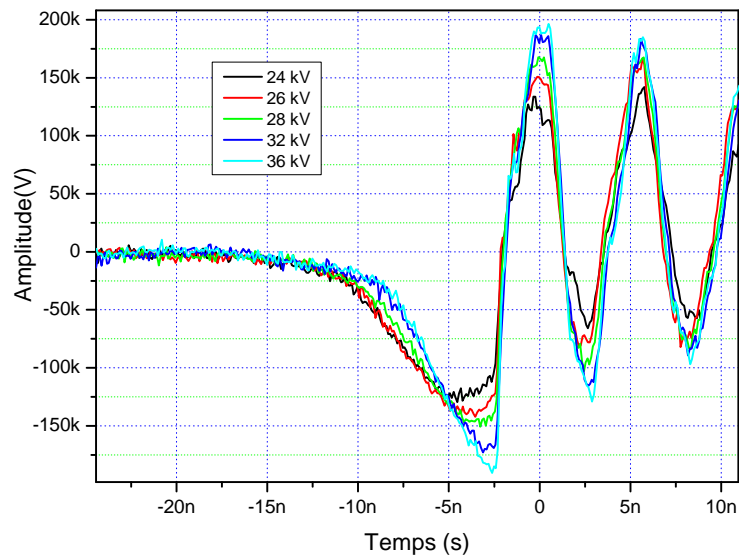


Figure 8.11 – Tension mesurée en sortie du générateur de Marx (SIE-100 n°123) pour différentes tension de charge avec une pression de 35 bars d’air comprimé dans la chambre d’éclateur.

La figure 8.12 est une autre représentation des données de la figure 8.11. Il s’agit de l’influence de la pression du gaz sur l’amplitude crête à crête de l’impulsion bipolaire pour différentes tensions de charge du générateur de Marx.

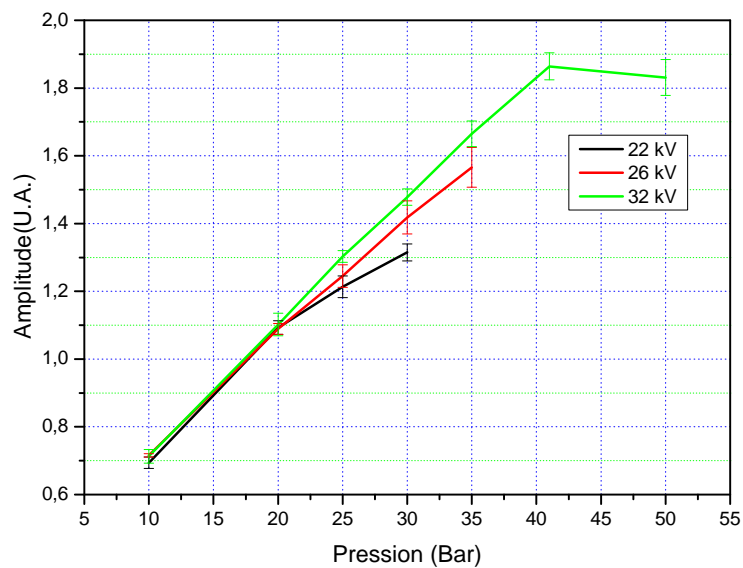


Figure 8.12 – Influence de la pression des éclateurs sur l’amplitude crête à crête de l’impulsion bipolaire pour différente tension de charge du générateur de Marx.

Ces courbes montrent une dépendance non linéaire de l'amplitude du monocycle avec la pression. La saturation résulte d'une augmentation du seuil de claquage avec la pression. Par conséquent, quand la tension maximum délivrée par le générateur est proche de ce seuil (voir tous juste supérieure), la durée statistique avant le claquage s'allonge et pendant ce temps, la tension en sortie de Marx peut commencer à diminuer. Ce phénomène se traduit par la saturation visible sur les courbes de la figure 8.12.

L'augmentation de pression à tension de charge constante allonge la durée de l'impulsion. En effet, comme le montre les courbes de la figure 8.13 le taux de variation de la tension n'évolue pas avec la pression. Néanmoins, le seuil de claquage augmente et l'amplitude maximum aussi. Il faut alors plus de temps pour atteindre ce maximum, ceci provoque l'allongement de l'impulsion. Avec la ligne courte, la durée du monocycle peut atteindre jusqu'à 2.5 ns.

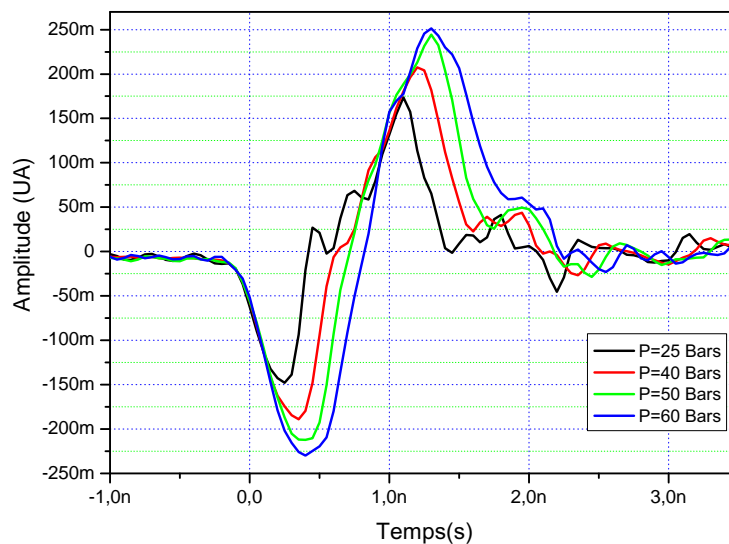


Figure 8.13 – Influence de la pression à tension de charge constante (Marx 12 étages sous 30 kV).

### 8.1.5 Influence de la nature du gaz

Le comportement des éclateurs pour deux gaz différents est analysé dans cette section. La figure 8.14 présente l'amplitude crête à crête du signal bipolaire en fonction de la tension de charge du générateur pour de l'air de synthèse et de l'azote sous une

pression de 25 Bars.

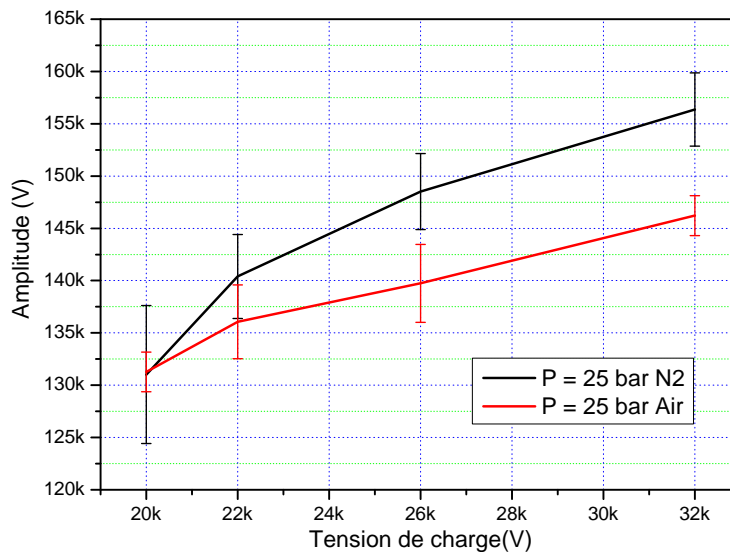


Figure 8.14 – Influence de la nature du gaz.

Au premier ordre, l'azote possède un champ disruptif très proche de celui de l'air. Cependant l'équation 4.23 et le tableau 4.2 montrent qu'il existe une différence au second ordre. L'écart entre les courbes de la figure 8.14 s'expliquerait par cette différence.

La différence entre les gaz s'illustre surtout par l'état des électrodes après quelques décharges. Pendant le claquage, le matériau des électrodes réagit avec les atomes du gaz pour former des composés. La présence d'oxygène dans l'air favorise la formation d'oxydes se déposant sur les surfaces. La figure 8.15 illustre la modification d'aspect liée à l'oxydation d'une électrode en laiton après 150 décharges dans l'air. Les traces blanches visible sur la photo de droite sont probablement des résidus d'oxyde de zinc. Il est également possible que des composés se forment à partir du carbone contenu dans l'acier inoxydable de l'électrode annulaire. Les trace noires autour des impacts (figure 8.16) correspondraient à ces résidus carbonés.

L'azote pur est un gaz réputé pour sa relative passivité. Ce qui explique que la pollution des électrodes est invisible après des décharges dans ce milieu. Seules les traces de l'échauffement local sont présentes. Des constatations identiques sont faites avec des électrodes en acier inoxydable.

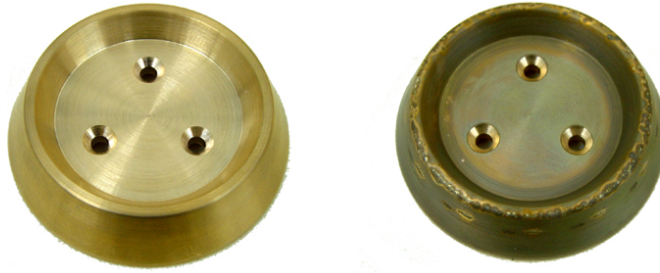


Figure 8.15 – Electrode commune avant (gauche) et après une campagne de 150 tirs dans l'air synthétique. Le diamètre des pièces est d'environ 50 mm.

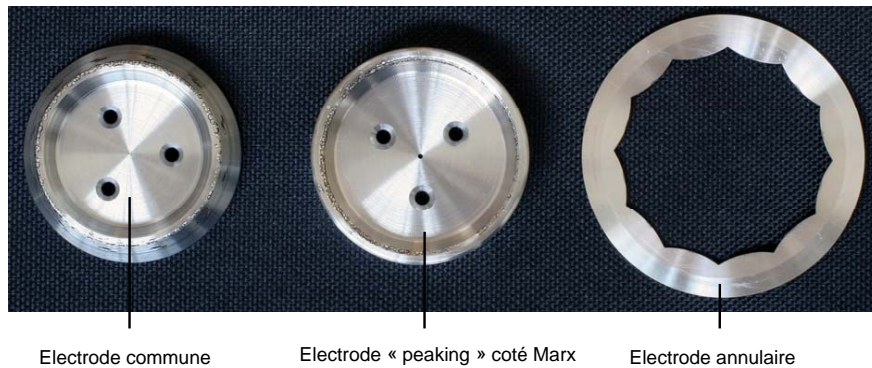


Figure 8.16 – Jeu d'électrodes en acier inoxydable après 200 décharges dans l'azote.

### 8.1.6 Erosion des électrodes

La perte de masse liée à l'érosion des électrodes n'est pas mesurée avec suffisamment de précision pour être exploitée. Cependant, les observations effectuées après 200 décharges dans l'azote avec des électrodes en laiton et en acier inoxydable permettent de conclure que l'érosion dégrade plus profondément les électrodes en acier que celles en laiton. Si pour les deux matériaux, l'état de surface est fortement altéré par l'éjection de matière au moment du claquage, les électrodes en laiton possèdent la propriété de "s'auto-cicatriser". L'alliage cuivre-zinc entre en fusion sous l'effet de la densité de courant élevée en pied d'arc. Le métal liquide comble ensuite les cratères provoqués par l'éjection de matière avant de se resolidifier. Dans le cas de l'acier, la température de fusion étant plus élevée, il n'y a pas de cicatrisation et les aspérités apparaissent plus vives, renforçant localement le champ électrique.

La figure 8.17 montre en gros plan, une région de renforcement de champ sur l'anode

annulaire. Outre les traces liées à l'échauffement et certaines projections de cuivre de la cathode en laiton, il n'y a aucune érosion remarquable.

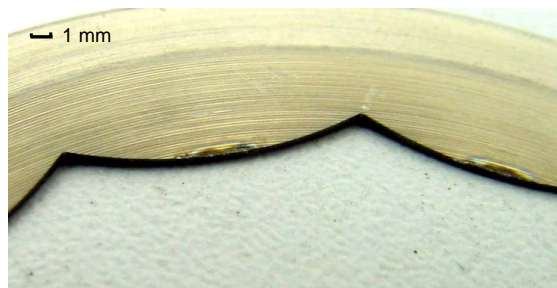


Figure 8.17 – Détail de l'électrode annulaire : projection de cuivre arraché à l'électrode commune en laiton.

En mode de fonctionnement mono-coup il n'y a pas d'influence de l'érosion des électrodes sur les performances du système même après plusieurs centaines de décharges.

### 8.1.7 Reproductibilité

La reproductibilité n'est pas une spécification du cahier des charges. Cependant, elle est évaluée afin de compléter la caractérisation de la MeF. Les résultats sont présentés sur les courbes de la figure 8.18. La trace en noire correspond au signal bipolaire moyen sur 30 décharges. Les courbes verte et rouge définissant une enveloppe, sont respectivement le lieu des maximums et des minimums de chaque point (le bruit est soustrait). Cette enveloppe donne une image de la reproductibilité du signal généré par la mise en forme bipolaire.

Les conditions expérimentales pour l'évaluation de la reproductibilité sont :

- électrodes en acier inoxydable (20 décharges effectuées avant le test) ;
- générateur de Marx à 12 étages chargés sous 25 kV ;
- pression de 60 Bars d'azote dans la chambre d'éclateur (le gaz n'est pas renouvelé pendant le test).

La dispersion de la durée de la première demi-impulsion est représentative de la gigue entre les deux éclateurs. Cette variation aléatoire du retard entre les claquages est de 185 ps. C'est un très bon résultat puisqu'il est généralement admis que la gigue entre deux éclateurs à gaz est de l'ordre de la nanoseconde.

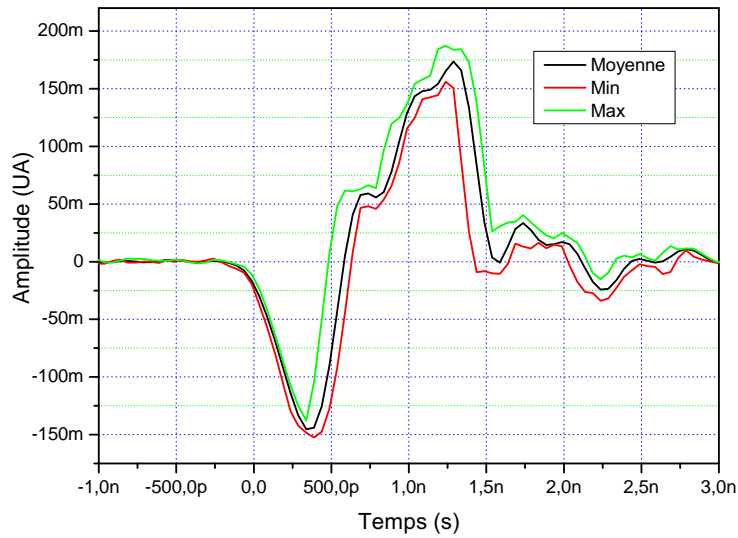


Figure 8.18 – Evaluation expérimentale de la reproductibilité tir à tir de la mise en forme bipolaire (ligne courte).

### 8.1.8 Comparaison avec la simulation

La figure 8.19 compare le signal bipolaire enregistré en sortie de mise en forme et celui obtenu en simulation sous CST Microwave Studio. Une pression de 35 bar d'azote est utilisée dans les éclateurs. Le générateur de Marx à 12 étages est chargé sous 25 kV. Le signal d'excitation gaussien de la simulation possède une largeur à mi-hauteur de 500 ps.

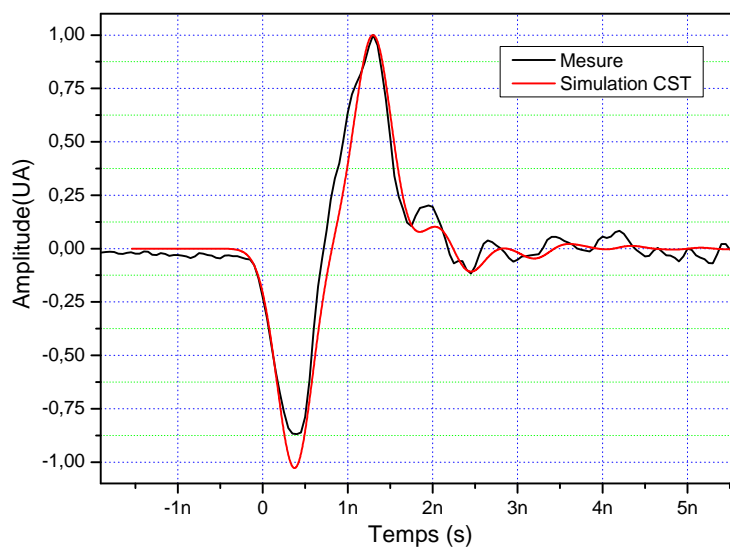


Figure 8.19 – Comparaison entre la simulation et la mesure du signal bipolaire.



Il y a une bonne concordance entre la simulation et la mesure. Les oscillations visibles dans la traine de l'impulsion bipolaire mesurée, correspondent à des réflexions parasites. Elles sont également présentes dans la simulation même si elles paraissent moins prononcées. La simulation 3D ne prend pas en compte les phénomènes physiques complexes des décharges ce qui explique les quelques différences entre les courbes de la figure 8.19.

## 8.1.9 Essais en récurrent

### 8.1.9.1 Description

Les générateurs de Marx de l'ISL fonctionnent uniquement en mono-coup ou à très faible cadence de répétition ( $< 2$  Hz). Pour valider la capacité de l'étage de mise en forme à travailler en régime récurrent, l'utilisation d'un autre type de générateur est nécessaire.

Dans le cadre d'une collaboration entre l'ISL et le CEA, des essais ont été menés sur le site du CESTA du 10 au 20 mars 2008. Cette campagne d'essais a permis de connecter la mise en forme sur un transformateur de Tesla reproduisant quasiment les mêmes niveaux de tension de sortie que les Marx ISL. Cependant, la cadence de répétition maximum est de 200 Hz.

La principale différence entre les signaux issus du transformateur et ceux du Marx se situe au niveau des temps de montée. En effet, le front de l'impulsion générée par le Tesla dure quelque centaines de nanoseconde contre une dizaine pour le Marx. L'influence de la variation de tension d'entrée sur la forme du signal bipolaire est estimée en comparant les essais réalisés à l'ISL et ceux effectués au CEA/CESTA.

Par ailleurs, le signal au secondaire du transformateur est oscillant et le maximum de tension intervient dans la seconde alternance (phénomène lié au couplage léger de 0.6 entre primaire et secondaire). Pour les essais en mode récurrent, un éclateur additionnel est ajouté entre le générateur et la mise en forme. Il permet de découpler les deux éléments pendant la première alternance afin d'éviter de charger par influence la ligne Blumlein dont le potentiel est flottant par rapport à la masse. Le schéma de la figure 8.20 indique les éléments du système. Le rôle de la résistance série  $R_s$  ( $17\Omega$ ) est de dissiper

l'énergie retournée au transformateur au moment de la commutation des éclateurs.  $R_p$  (quelques  $k\Omega$ ) permet de référencer le potentiel de la section flottante entre l'éclateur additionnel et la mise en forme. La capacité de peaking  $C_p$  est formée entre une plaque métallique recourbée et le caisson en acier du transformateur. L'ensemble est plongé dans l'huile diélectrique.

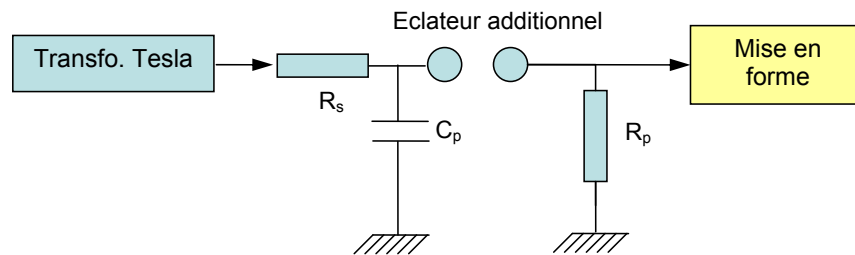


Figure 8.20 – Schéma électrique équivalent du dispositif expérimental ISL/CEA avec un éclateur additionnel.

La figure 8.21 montre le dispositif expérimental utilisé pour ces essais. L'entrée de la mise en forme est connectée au générateur par l'intermédiaire d'une pièce d'interface étanche. Comme pour les essais en mono-coup, la sortie coaxiale de la ligne Blumlein est montée sur le diviseur résistif large bande et une sonde SIE-100 est utilisée pour mesurer l'impulsion bipolaire.

### 8.1.9.2 Point de fonctionnement mono-coup

La figure 8.22 compare les signaux bipolaires générés au cours des essais à l'ISL avec un générateur de Marx et ceux du CEA/CESTA avec le transformateur de Tesla. Pour cette mesure, l'éclateur additionnel n'est pas installé et seule la première alternance (négative) de l'impulsion du transformateur est exploitée.

La similitude dans la forme des signaux montre que les éclateurs fonctionnent de la même façon quand ils sont attaqués par un front de tension entre  $10^{12}$  V/s et  $10^{13}$  V/s (1 kV/ns à 10 kV/ns). L'utilisation d'un générateur plus lent que le Marx n'est pas pénalisant pour une mise en forme efficace.

L'ajout de l'éclateur additionnel a un impact plus significatif sur l'impulsion de sortie. La figure 8.23 compare les signaux bipolaires mis en forme avec et sans cette modi-

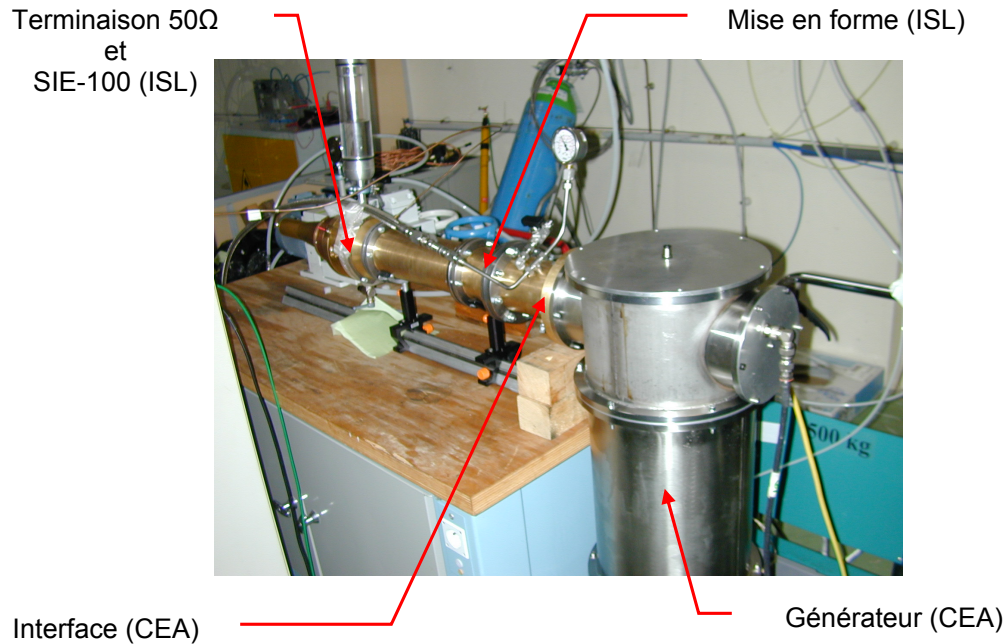


Figure 8.21 – Mise en forme bipolaire connectée sur un transformateur de Tesla (CEA) pour les essais en récurrent.

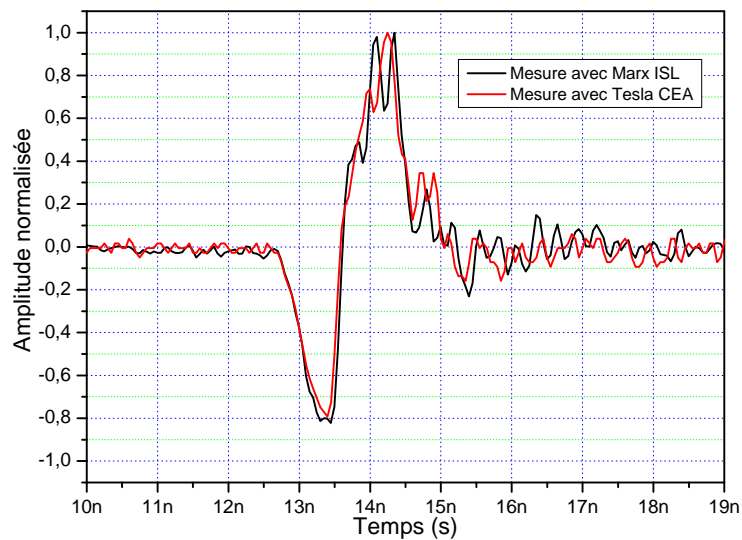


Figure 8.22 – Comparaison des signaux bipolaires générés au cours des essais à l'ISL (noir) et au CEA/CESTA (rouge).

fication.

En conservant les mêmes réglages de tension d'alimentation et de pression dans le transformateur, le gain en amplitude sur le signal bipolaire se situe entre 86 % et 92 %. Le taux de variation maximum de la tension dans les fronts est décuplé passant de  $2.6 \cdot 10^{14}$

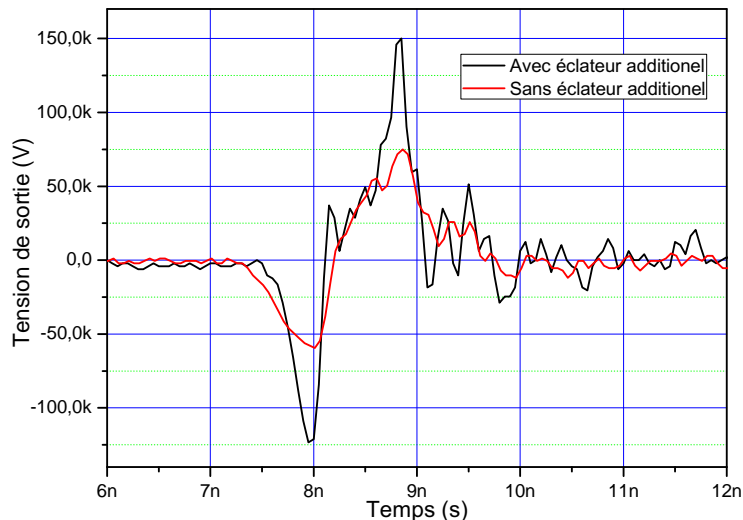


Figure 8.23 – Comparaison du signal bipolaire avec et sans éclateur additionnel.

V/s à  $1.2 \cdot 10^{15}$  V/s soit environ 5 fois plus. La rapidité de ces fronts favorise la composante haute fréquence du spectre au delà de 1.5 GHz. Le front de montée incident sur la mise en forme est estimé subnanoseconde. Dans ce régime, les performances des éclateurs sont très nettement améliorées. Une part de ces améliorations est également liée au fait que le maximum de tension du transformateur est exploité (seconde alternance).

### 8.1.9.3 Fonctionnement en rafale

La figure 8.24 montre les distributions gaussiennes de l'amplitude crête à crête du signal bipolaire en répétitif pour deux cadences : 100 Hz et 200 Hz. Une différence de 6 % est visible dans la moyenne. L'écart type réduit <sup>2</sup> est comparable (entre 7.2 % et 8.2 %).

Il n'y a pas de perte de performance significative dans la plage de cadence balayée. Par ailleurs, les moyens d'enregistrement ne permettent pas de mesurer des rafales de plus de 500 impulsions, il n'est donc pas possible de mettre en évidence l'influence de la durée de la séquence sur la distribution de l'amplitude du signal mis en forme.

La figure 8.25 présente la distribution de l'amplitude pic à pic du signal bipolaire dans une rafale de 500 tirs à 200 Hz. Pour cet essai l'ensemble des servitudes (pression, tension ...) sont réglées au maximum des possibilités.

<sup>2</sup>écart type par rapport à la moyenne

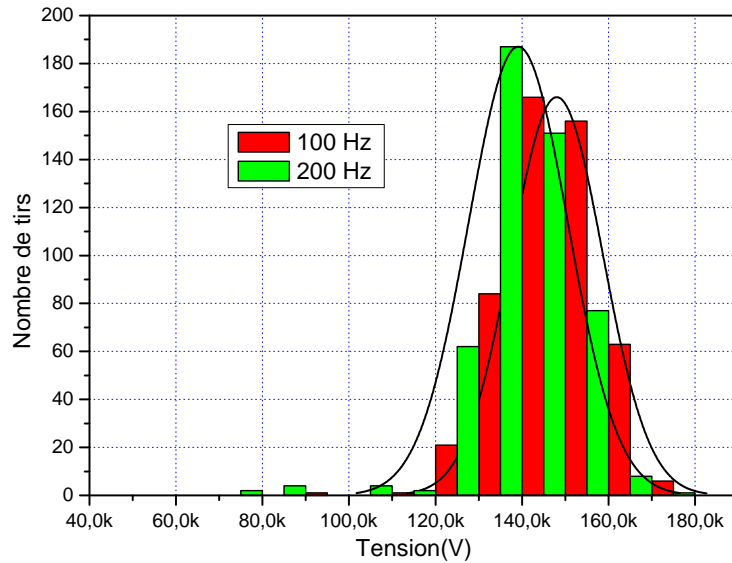


Figure 8.24 – Distribution de l’amplitude pic à pic du signal bipolaire dans une rafale de 500 coups à deux fréquences de répétition : 100 Hz (rouge) et 200 Hz (vert).

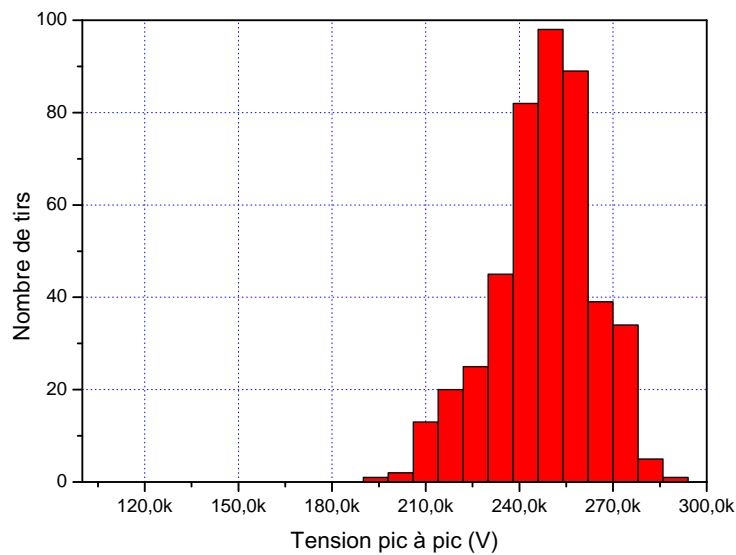


Figure 8.25 – Distribution de l’amplitude pic à pic du signal bipolaire.

Les performances maximales obtenues valident, le fonctionnement en régime récurrent jusqu’à 200 Hz de la mise en forme bipolaire. Au cours de cette campagne d’essais, environ 65 000 décharges ont été réalisées. L’érosion des électrodes n’est pas suffisante pour engendrer un affaiblissement significatif de l’amplitude de sortie ou une modification notable de la forme de l’impulsion bipolaire.

## 8.2 Expérimentations sur le prototype complet

La caractérisation de l'étage de mise en forme montre que les performances correspondent aux attentes (c.f. section 2.3 page 38). L'intégration de ce sous-système dans le prototype GIMLI est l'étape suivante. Elle a pour but d'évaluer le comportement de la chaîne de génération d'impulsion électromagnétique d'un point de vue global.

### 8.2.1 Antenne

L'antenne développée dans le cadre du projet GIMLI est un demi-cornet TEM sur plan de masse. Deux ridges aident à focaliser l'énergie contenue dans le domaine des basses fréquences. Le plan d'entrée coaxial présente une impédance de  $50 \Omega$  dans un liquide PFPE. La transition prend la forme d'une ligne coaxiale s'évasant pour former un guide biplaque sur lequel est montée la pale de l'antenne. L'isolant de cette transition est réalisé en deux demi-pièces de PTFE assemblées par un collage spécial. La figure 8.26 montre une vue 3D du prototype d'antenne. D'autres vues sont fournies dans l'annexe VI.

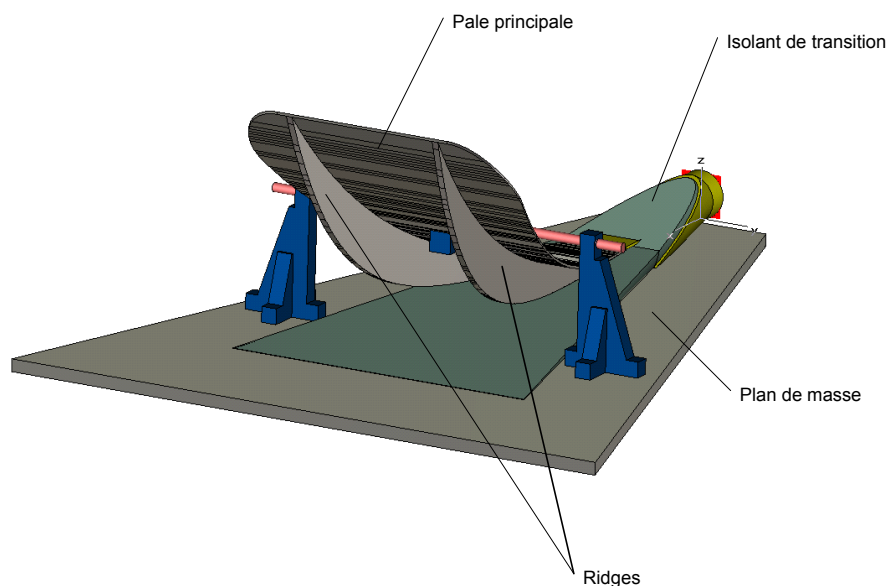


Figure 8.26 – Vue 3D du prototype d'antenne pour la source GIMLI.

Les dimensions imposantes de l'antenne garantissent une robustesse importante et une tension de service en entrée d'antenne de l'ordre de 800 kV.

Le  $S_{11}$  mesuré à l'analyseur de réseau est inférieure à -15 dB sur la bande 190 MHz - 6 GHz ce qui constitue un bon résultat pour une antenne non résonante. Les mesures sont présentées en annexe VII.

## 8.2.2 Essai à faible puissance

### 8.2.2.1 Principe de la mesure

Au cours de cet essai, le champ rayonné dans l'axe de l'antenne est mesuré pour une excitation bipolaire similaire à celle produite par l'étage de mise en forme. Afin de réaliser cet essai en faible puissance, l'antenne est connectée directement sur la sonde SIE-100 n°122 reproduisant fidèlement la forme bipolaire du signal en sortie de la ligne Blumlein. La mise en forme est réglée de façon à obtenir les impulsions les plus rapides possibles (écartement crowbar faible).

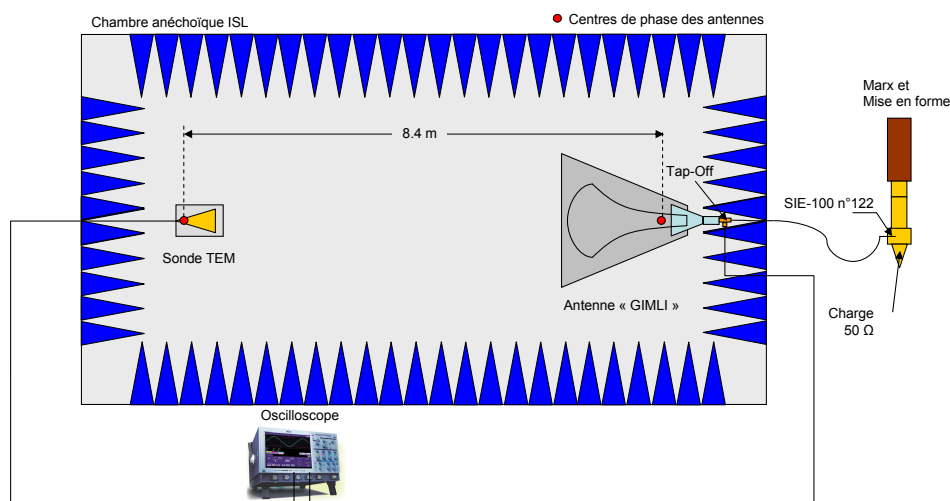


Figure 8.27 – schéma de la mesure du champ rayonné dans l'axe de l'antenne (faible amplitude).

La figure 8.27 détaille la mesure du champ électrique dans l'axe de l'antenne à une distance de 8.4 m. La sonde utilisée est un corne TEM auto-intégrateur dont le principe est décrit dans [88]. Son facteur d'antenne a été mesuré dans un dispositif de calibration développé à l'ISL.

L'impulsion bipolaire est mesurée à l'entrée de l'antenne d'émission par l'intermédiaire d'un diviseur résistif "Tap-Off" Barth Electronic 245-NMFFP-100.

L'atténuation et le déphasage induit par les câbles sont compensés pour chaque mesure. Pour cela, Les fonctions de transfert de tous les éléments sont évaluée par une méthode temporelle décrite dans l'annexe IV.

### 8.2.2.2 Résultats

La figure 8.28 présente les mesures du champ électrique rayonné à 8.4 m et de la tension en entrée d'antenne. Les résultats sont compensés par les fonctions de transfert des éléments de la chaine de mesure.

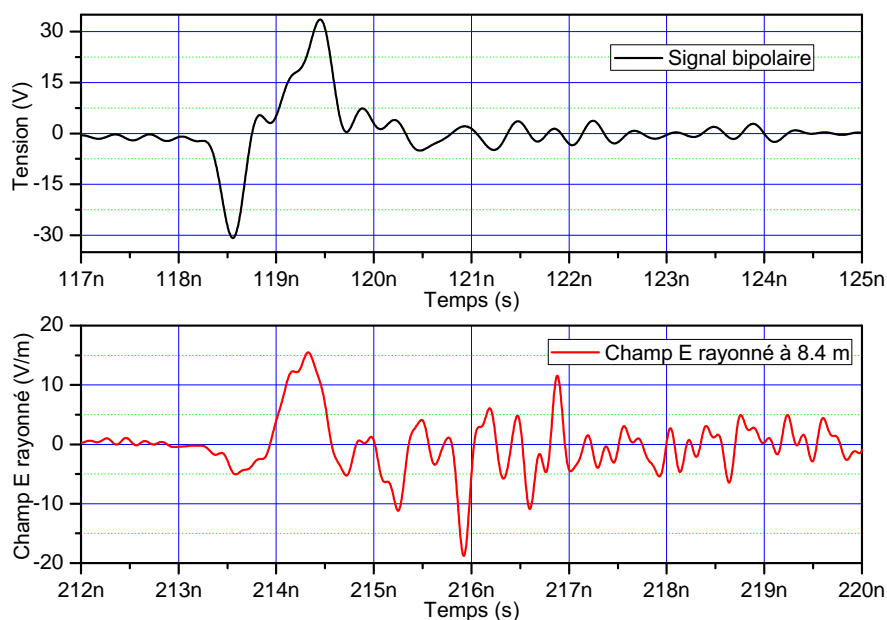


Figure 8.28 – Impulsion bipolaire en entrée d'antenne d'émission (en haut), champ électrique rayonné à 8.4 m dans l'axe de tir (en bas).

L'amplitude pic à pic de la tension en pied d'antenne est de 71 V. Les temps de montée et de descente sont respectivement de 250 ps et 100 ps de 10% à 90%. Quelques oscillations sont visibles dans la montée de la seconde alternance et dans la traîne du signal bipolaire. Elles sont d'une part, la conséquence d'un écart dans le temps de propagation des lignes du convertisseur Blumlein induit par les variations de permittivité des matériaux avec la fréquence. D'autre part, la transition en entrée d'antenne est surdimensionnée compte tenue des fréquences équivalentes présentes dans le spectre du signal bipolaire. Par conséquent des modes parasites peuvent être excités favorisant l'apparition



des ces oscillations. La fréquence de celles-ci est comprise entre 2.5 GHz et 2.9 GHz. On retrouve cette composante dans le spectre du champ rayonné (figure 8.29).

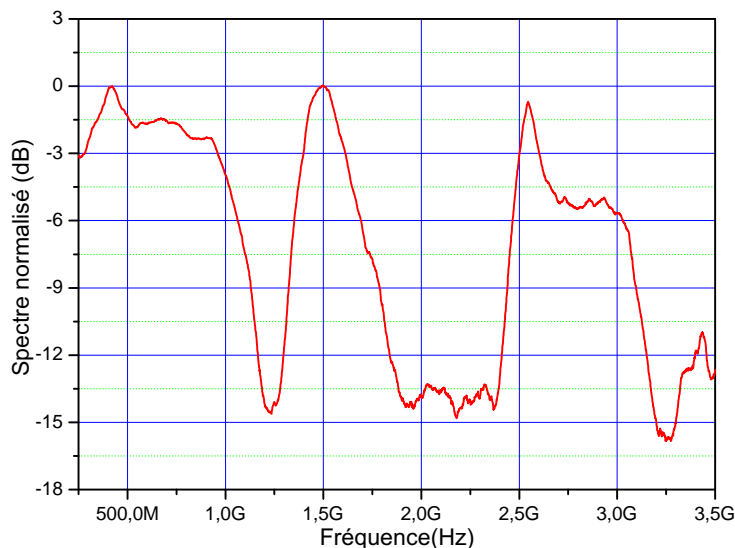


Figure 8.29 – Spectre normalisé du champ rayonné dans l'axe à 8.4 m.

L'amplitude pic à pic du champ dans l'axe est de 20.2 V/m en considérant uniquement les deux premières alternances de l'impulsion. Si l'on prend en compte la traîne haute fréquence générée par les oscillations du signal d'excitation, l'amplitude est de 33.8 V/m.

L'impulsion rayonnée par le système complet dans cette configuration se compose d'une partie ultra large bande avec une couverture spectrale principale comprise entre 100 MHz et 1.14 GHz et une bande secondaire entre 1.3 GHz et 1.9 GHz. A cela s'ajoute un signal centré autour de 2.7 GHz. La durée de l'impulsion ULB rayonnée est de 1.7 ns. La traîne résonnante continue pendant environ 5 ns. La décomposition du champ rayonné en deux contributions de 0 à 2 GHz puis au delà de 2 GHz montre que les amplitudes pic à pic des composantes sont du même ordre de grandeur : (cf. Annexe V)

- pour la composante 0-2 GHz, le champ pic à pic est de 206 V/m ;
- pour la composante au delà de 2 GHz, le champ pic à pic est de 154 V/m.

En ramenant à 1 m la valeur du champ rayonné nous obtenons un facteur de mérite réduit de 4 V/m par volt en entrée d'antenne d'émission.

En injectant le signal bipolaire de la figure 8.28 dans la simulation CST Microwave

studio de l'antenne, le facteur de mérite réduit obtenu est de 4.7 V/m. Ce résultat est optimiste. Cependant le modèle ne rend pas compte des pertes dans les diélectriques ni l'influence de la transition N/Coaxial (cf. figure VII.1). La figure 8.30 compare le résultat de la simulation et le champ mesuré normalisé par l'amplitude de l'impulsion bipolaire.

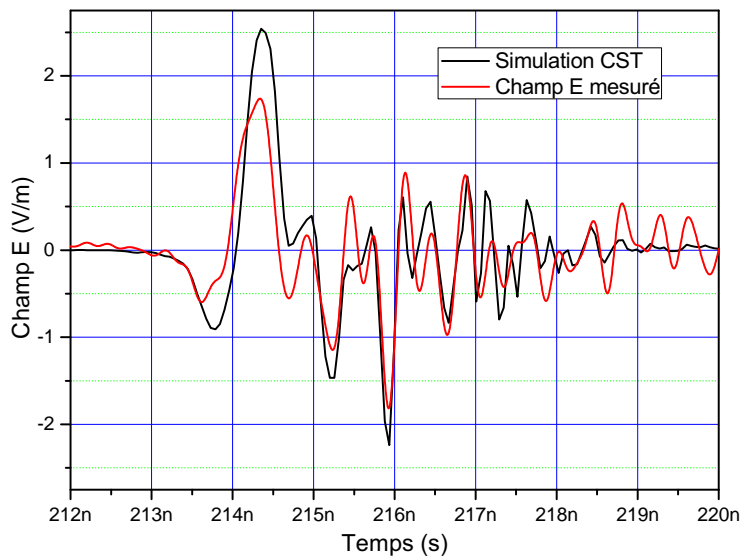


Figure 8.30 – Comparaison entre la mesure et la simulation CST du champ lointain ramené à 1m dans l'axe de l'antenne pour une excitation de 1V pic à pic.

### 8.2.3 Essais à forte puissance

Les essais de rayonnement avec le système GIMLI complet ont été réalisés à l'ISL de juillet à novembre 2007. Pour des raisons d'encombrement, le générateur de Marx et la ligne de mise en forme sont installés à l'extérieur de la chambre anéchoïque dans un berceau mobile. Un passage de cloison est spécialement aménagé pour connecter la partie source à l'antenne.

#### 8.2.3.1 Description du système complet

Le générateur utilisé pour les essais de rayonnement est un Marx à 12 étages identique à celui du tableau 8.1. La sortie de la ligne de mise en forme est connectée sur un tronçon coaxial  $50 \Omega$  de 70 cm de long relié à l'antenne. La figure 8.31 détaille le dispositif expérimental.

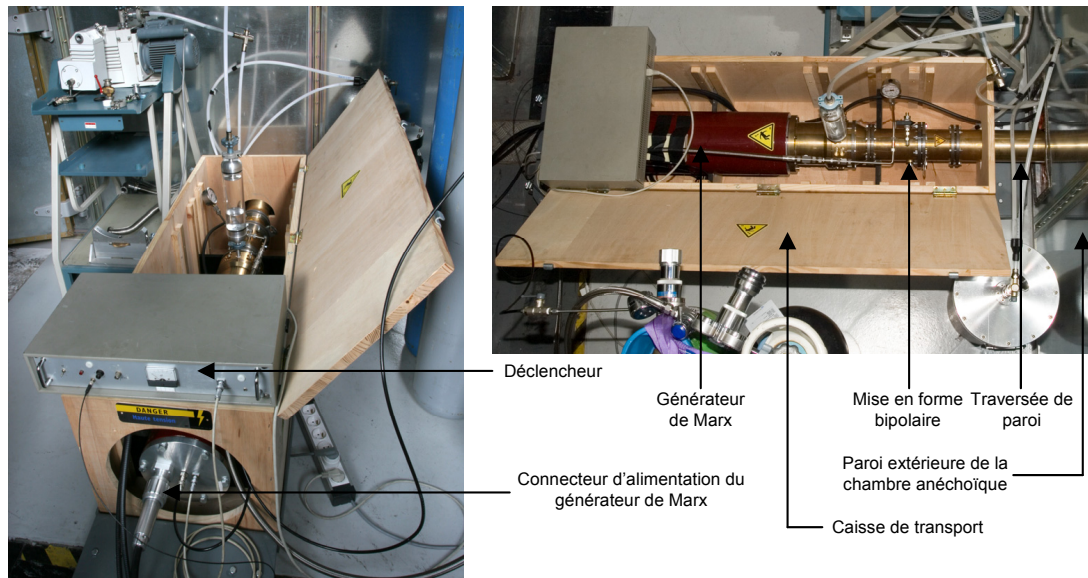


Figure 8.31 – Dispositif pour les essais à forte puissance.

La figure 8.32 montre l'antenne placée dans la chambre anéchoïque. Les absorbants du sol ont été enlevés dans le but de profiter du plan de masse métallique. Afin d'être parfaitement alignée avec la sortie de la mise en forme, l'antenne est surélevée de 20 cm au dessus du sol de la chambre. Des tôles métalliques lissent la transition entre le plan de masse et le sol.

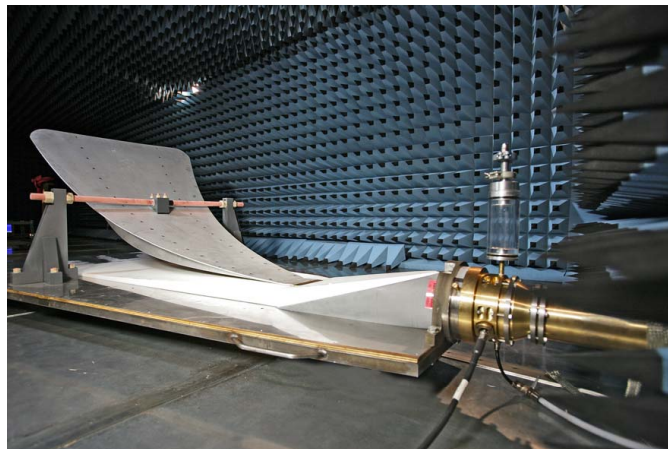


Figure 8.32 – Antenne du système GIMLI dans la chambre anéchoïque pour les tests en forte puissance.

Le champs est mesuré dans l'axe à 8 m par une sonde TEM identique à celle de l'essai à faible puissance.

### 8.2.3.2 Résultats

Les courbes de la figure 8.33 présentent la tension en entrée d'antenne d'émission et la mesure du champ rayonné à 8 m. L'amplitude pic à pic du signal bipolaire est de 207 kV. A 8 m dans l'axe de l'antenne, le champ électrique vaut 130 kV/m. Le facteur de mérite réduit est de  $5 \text{ V/m V}^{-1}$ . Ce résultat est 25 % supérieure à ce qui a été mesuré pour les essais à faible puissance. Néanmoins, l'écart par rapport à la simulation n'est que de 6%. La répartition spectrale est identique à celle relevée pour les essais à faible puissance.

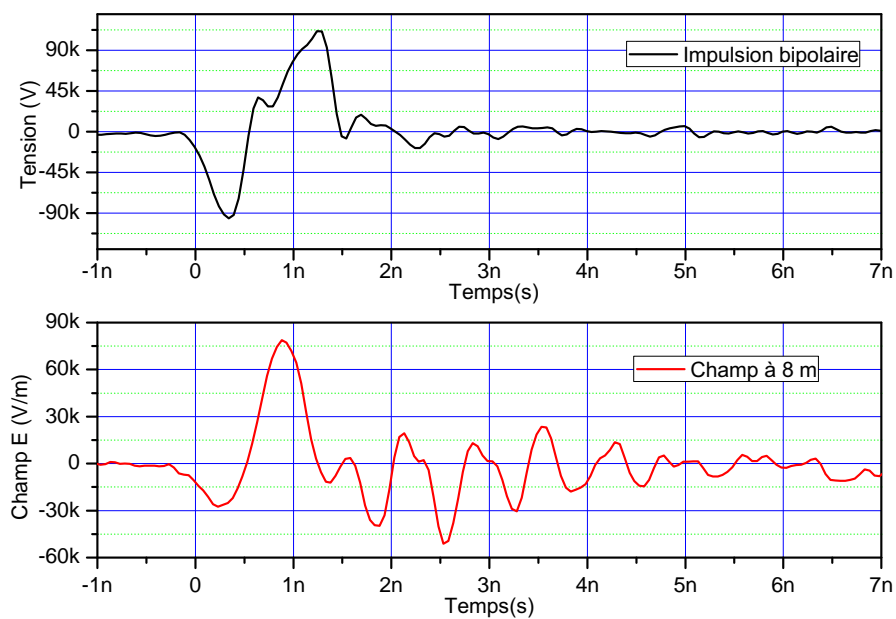


Figure 8.33 – Mesure de la tension en entrée d'antenne d'émission et champ électrique à 8 m dans l'axe.

# **Quatrième partie**

## **Conclusion**

### 8.3 Bilan des performances

Les performances mesurées sur le système GIMLI complet valident les choix technologiques effectués et les objectifs du cahier des charges initial sont tous atteints.

L'étage de mise en forme bipolaire se montre plus efficace que prévu. Dans sa version courte, il génère des impulsions de 250 kV à une cadence de 200 Hz. La tension de sortie est bien entendu liée à celle délivrée par le générateur utilisé en amont. Dans le cas des générateurs de Marx ISL, pour 12 étages chargés à 30 kV, l'amplitude crête à crête moyenne du monocycle est de 260 kV (pour 60 bar d'azote dans les éclateurs). Avec un tel générateur, le rendement est très faible puisque 99.7% de l'énergie stockée est envoyée à la masse pour ne prélever que 180 mJ qui seront transférés à la charge. La puissance efficace maximum de sortie peut toutefois atteindre 1 GW en mono-coup et 350 MW à 200 Hz sans nécessiter un générateur excessivement gros (<1m<sup>3</sup> pour le transformateur Tesla du CEA/CESTA).

Pendant les fronts, les taux de variation de tension très importants, jusqu'à  $2 \cdot 10^{15}$  V/s (2 MV/ns) contribuent à enrichir le spectre en haute fréquence. Par conséquent, l'objectif d'une bande couverte s'étalant entre 100 MHz et 1 GHz est largement dépassé pour effectivement s'étendre de 10 MHz à 1.1 GHz puis de 1.25 GHz à 2.1 GHz. Une composante résonante centrée autour 2.8 GHz est également présente dans le spectre. La vitesse de fermeture des éclateurs est à l'origine de ces bonnes performances.

La géométrie 'dentelée' de l'électrode annulaire permet de déclencher 12 décharges simultanément. La mise en évidence des claquages multicanaux est un résultat important de cette étude. En réduisant la résistance et l'inductance de l'éclateur de coupure ce phénomène permet d'améliorer la vitesse des fronts pour atteindre des variations de tension de l'ordre de  $2 \cdot 10^{15}$  V/s (2 MV/ns). De plus l'action de la pré-ionisation par U.V. engendrée par le claquage du peaking, réduit la gigue entre les deux éclateurs jusqu'à environ 180 ps. La demi-impulsion la plus rapide (première impulsion monopolaire) dure 430 ps (à 10% du maximum) pour une amplitude de 180 kV.

Environ 67 000 décharges ont été effectuées dont plus de 97% par rafale de 500 entre 50 Hz et 200 Hz. Deux jeux d'électrodes se partagent l'ensemble des tirs. Malgré

ce traitement, l'érosion n'influence pas les performances de la mise en forme et la durée de vie maximum semble loin d'être atteinte. Dans [89] un dispositif proche de celui de l'étude a été testé jusqu'à  $10^7$  tirs sans altération importante de la forme de l'impulsion. Par ailleurs, le système est relativement insensible aux variations de température (entre  $5^\circ$  et  $30^\circ$ ). De plus, le dispositif a été partiellement démonté puis remonté plusieurs fois sans nécessiter de réglage particulier pour fonctionner correctement.

Le champ électrique mesuré ramené à 1 m dans l'axe de l'antenne est de 5 V/m par volt pic à pic en pied d'antenne. Par conséquent, le facteur de mérite du système complet alimenté par un Marx ISL est de 1.25 MV. Il pourrait atteindre 2.13 MV en mono-coup et 1.24 MV à 200 Hz avec le transformateur Tesla du CEA. Les performances obtenues sont comparables à celles des systèmes Russes développés à l'institut des forts courants de Tomsk. Le dernier en date a été présenté en 2006 dans [32]. L'impulsion bipolaire générée dure 500 ps avec une amplitude pic à pic de 360 kV. Elle est rayonnée par un réseau de 16 antennes permettant au système d'atteindre un facteur de mérite de 700 kV. Le tableau 8.4 compare les différents prototypes de sources détaillées dans la littérature ainsi que celui de l'étude.

| Laboratoire        | durée d'impulsion<br>(ns) | facteur de mérite<br>(kV) | taux de répétition<br>(Hz) |
|--------------------|---------------------------|---------------------------|----------------------------|
| IHCE (Russie)      | 2                         | 1700                      | 100                        |
| ISL/CEA            | 1.5                       | 1240                      | 200                        |
| IHCE               | 1                         | 800                       | 100                        |
| IHCE               | 0.5                       | 700                       | 100                        |
| Soreq NRC (Israël) | 2.5                       | 640                       | 25                         |
| IHCE               | 3                         | 500                       | 100                        |

Tableau 8.4 – Comparaison des performances des sources d'impulsion ULB

#### 8.4 Résumé des performances

Les performances de l'étage de mise en forme sont résumées dans les tableaux 8.5, 8.6 et 8.7.

Les bandes spectrales couvertes à -20 dB du maximum sont résumées dans le tableau 8.8.

| Caractéristique              | Min.                      | Typique | Max.   |
|------------------------------|---------------------------|---------|--------|
| Amplitude pic-pic            | ligne longue <sup>3</sup> | 305 kV  | 320 kV |
|                              | ligne courte <sup>4</sup> | 225 kV  | 300 kV |
| Durée d'impulsion            | ligne longue              | 2.6 ns  | 5 ns   |
|                              | ligne courte              | 1.4 ns  | 1.5 ns |
| Temps de montée <sup>5</sup> | 145 ps                    | 250 ps  | 500 ps |
| Puissance efficace maximum   | 250 MW                    | 310 MW  | 500 MW |
| Encombrement                 | 3 litres                  |         |        |

Tableau 8.5 – Résumé des performances de la mise en forme bipolaire alimentée par un générateur de Marx ISL mono-coup

| Caractéristiques           | Valeur mesurée         |
|----------------------------|------------------------|
| Amplitude pic-pic          | 427 kV                 |
| dV/dt (montée)             | $2 \cdot 10^{15}$ V/s  |
| dV/dt (descente)           | $-2 \cdot 10^{15}$ V/s |
| Temps de montée (10-90%)   | 200 ps                 |
| Temps de descente (0-100%) | 140 ps                 |
| Durée de l'impulsion       | 1.5 ns                 |
| Energie par impulsion      | 400 mJ                 |
| Puissance efficace maximum | > 1 GW                 |

Tableau 8.6 – Résumé des performances de la mise en forme bipolaire courte alimentée par un transformateur Tesla (CEA/CESTA) en fonctionnement mono coup

| Caractéristiques           | Moyenne                   | Ecart type |
|----------------------------|---------------------------|------------|
| Cadence                    | 200 Hz                    |            |
| Durée de la rafale         | 2.5 s                     |            |
| Amplitude pic-pic          | 248 kV                    | 6.6 %      |
| dV/dt (montée)             | $6.74 \cdot 10^{14}$ V/s  | 22%        |
| dV/dt (descente)           | $-9.83 \cdot 10^{14}$ V/s | 20%        |
| Puissance efficace maximum | 353 MW                    | 20%        |
| Puissance moyenne          | 37.5 W                    |            |

Tableau 8.7 – Résumé des performances de la mise en forme bipolaire en fonctionnement répétitif

## 8.5 Perspectives

Plusieurs pistes d'optimisation sont possibles afin d'améliorer encore les performances de la mise en forme bipolaire et du système complet.

Les impulsions mises en forme par le dispositif le plus long (ligne 4 ns) sont composées de deux pics séparés par un temps mort d'environ 1.5 ns. Ce délai existe car



|              |                    |
|--------------|--------------------|
| Ligne longue | 50 MHz - 400 MHz   |
|              | 550 MHz - 900 MHz  |
|              | 1.1 GHz - 1.25 GHz |
|              | 1.5 GHz - 2 GHz    |
| ligne courte | 100 MHz - 1.1 GHz  |
|              | 1.25 GHz - 1.9 GHz |
|              | 2.5 GHz - 2.8 GHz  |

Tableau 8.8 – Couverture spectrale pour les deux lignes

l'impulsion monopolaire générée par les éclateurs est plus rapide que le temps de propagation dans la ligne Blumlein. Dans le cas de la version courte (ligne 2ns), ce temps mort est de 410 ps quand elle est attaquée par une impulsion très rapide (c.f. figure 8.23 page 138). Par conséquent en réduisant la longueur de la ligne de 35 %, ce délai serait nul et l'impulsion bipolaire produite aurait une durée avoisinant 970 ps sans altérer l'amplitude. Le gain en terme de couverture spectrale serait de 81% pour s'étendre jusqu'à 2 GHz. L'intégration dans un même sous ensemble d'un éclateur de raidissement en amont de la mise en forme bipolaire est une piste envisageable pour diminuer encore la durée de la première demi-impulsion. Néanmoins, en conservant une amplitude de l'ordre de 100-150 kV, le seuil de 250 ps semble être une limite difficilement franchissable avec la technologie à éclateur.

Afin d'éviter les problèmes de modes parasites dans la ligne Blumlein il pourrait être nécessaire de diminuer le diamètre de celle-ci. L'augmentation de la composante du champ électrique tangentielle à l'interface entre l'isolant PP et PE à proximité du circuit ouvert peut être une limite à la réduction de diamètre. Néanmoins, étant donnée la très courte durée des impulsions, des décharges de surface n'auraient pas le temps de se développer. 50% de diminution du diamètre semble être une première étape. Une réduction plus importante n'a pas beaucoup d'intérêt puisque les dimensions seraient déjà suffisamment compactes pour envisager une intégration dans un système embarqué.

Pour dépasser la cadence de 200 Hz en rafale de plus de 500 tirs, un flux d'azote sous pression dans les éclateurs pourrait s'avérer nécessaire. Cependant, le taux de répétition maximum de la mise en forme n'a pas pu être déterminé au cours des campagnes d'essais au CESTA. Par ailleurs, le fonctionnement récurrent du système est essentiellement limité

par les générateurs et les sources d'énergie primaire. A ce titre, l'optimisation majeure à apporter se situe dans l'amélioration du rendement de l'ensemble générateur et mise en forme. Le besoin énergétique est de l'ordre de 1 J (50 pF sous 200 kV). Il paraît inutile d'en emmagasiner plus. Ainsi, un générateur de Marx à 12 étages de 1 nF serait suffisant pour charger la capacité amont de la mise en forme. L'énergie stockée dans le générateur serait 10 fois moins importante que dans les Marx ISL actuels. Dans ce cas, le rendement passerait de 4 % à 40 %.

Le niveau de performance atteint avec le prototype développé pour cette étude permet d'envisager son intégration dans un système complet. Une campagne d'essais incluant des mesures de rayonnement sont prévus pour la fin 2008 en partenariat avec le CEA. La compacité peut être réduite à 1 L et les servitudes (gaz sous pression) intégrées sous la forme de recharges amovibles.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] K.H. Schoenbach, R.P. Joshi, F.J. Kolb, N. Chen, M. Stacey, P.F. Blackmore, E.S. Buescher, and S.J. Beede. Ultrashort electrical pulses open a new gateway into biological cells. *Proceedings of the IEEE*, 92 :1122–1137, 2004.
- [2] J.-L. Gibernon. Les évolutions du c3r. *Revue scientifique et technique de la défense*, (64) :5–17, juin 2004.
- [3] L.W. Ricketts, J.E. Bridges, and B.Wamister. *EMP Radiation Protective Techniques*. Wiley, 1976.
- [4] M. Aguet, M. Ianovici, C.C. Lin, and F. Fornerod. Comportement des lignes et des câble de transmission soumis au rayonnement électromagnétique provenant d'une explosion nucléaire. *Bulletin ASE/USC*, 71 :905–923, 1980.
- [5] A.S. Kompaneets. Radio emission in an atomic explosion. *Zhur. Eksptl. i Teoret. Fiz.*, 35 :1538–1544, 1958.
- [6] Pomham and Taylor. A theory of radioflash. Technical report, Atomic Weapon Research Establishment, 1959.
- [7] W.J. Karzas and R. Latter. Detection of electromagnetic radiation from nuclear explosions in space. *Physical Review*, 137, 1964.
- [8] M. Aguet and M. Ianoz. *Traité d'électricité*, volume 22. Presse Polytechniqueset universitaires romandes, 2002.
- [9] W.J. Karzas and R. Latter. The electromagnetic signal due to the interaction of nuclear explosions with the earth's magnetic field. *Journal of geophysical research*, 67, 1961.
- [10] K.S.H. Lee. Emp interaction : Principles, techniques and reference data. Technical Report AFWL-TR-80-402, Air Force Weapon Laboratory, 1980.

- [11] J.E. Brau, G. Canavan, and L. Wittwer. Chemp : A code for calculation of high-altitude emp. *TN*, 198, 1974.
- [12] D.F. Higgins, C.L. Longmire, and A. O'Dell. A method for estimating x-ray produced electromagnetic pulse observed in the source region of a high-altitude burst. *TN*, 181, 1973.
- [13] S. Glasstone and P.J. Dolan. *The Effects of Nuclear Weapons*. United States Department of Defence / Energy Research and Development Administration, 1977.
- [14] L.W. Seiler. A calculation model for high altitude emp. In *Engineering Physics*, Wright-Patterson Air Force Base, 1975. Air Force Institute of Technology.
- [15] H. Hoerlin. United states high-altitude test experiment - a review emphasizing the impact on the environment. Technical report, US Energy Research and Development Administration, Nevada Operations Office, 1976.
- [16] A.E. Vyvolokin and G.F. Neskorođov. Emp simulators-scientific investigations and long-term development. In *9th IEEE International Pulsed Power Conference*, Albuquerque, New Mexico, USA., 1993.
- [17] C. Gilman, S.K. Lam, J.T. Naff, M. Klatt, and K. Nielsen. Design and performance of the femp-2000 a fast risetime, 2mv emp pulser. In *12th IEEE International Pulsed Power Conference*, Monterey, California, USA, 27-30 Jun 1999.
- [18] A. Bushnell, Y.G. Chen, and F. Graham. A multimegavolt generator for hemp simulation. In *5th IEEE International Pulsed Power Conference*, Arlington, Virginia, USA., 1985.
- [19] F.E. Peterkin, J.L. Hebert, D.C. Stoudt, and J. Latess. Modification of an emp facility to support threshold testing of electronic systems in. In *15th IEEE International Pulsed Power Conference*, Monterey, California, USA., 2005.
- [20] D.V. Giri. *High-power Electromagnetics Radiators - Nonlethal Weapons and Other Applications*. Harvard University Press, 2004.

- [21] A.J. Durand. Les tubes micro-onde de forte puissance. In *Séminaire arme électromagnétique*. Collège de Polytechnique, 2007.
- [22] R. Cousin. *Compréhension des mécanismes régissant le fonctionnement d'un tube hyperfréquence de type MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator)*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2005.
- [23] G. Faillon and G. Fleury. *Tubes pour hyperfréquences*. Number E 2 355. 2002.
- [24] D. Dieumegard and G. Le Cloarec. *Méthodes d'assemblage pour tubes et dispositifs hyperfréquences*. Techniques de l'ingénieur, 2004.
- [25] S.D. Polevin, A.M. Efremov, A.A. Zherlitsyn, S.A. Kitsanov, A.I. Klimov, S.D. Korovin, B.M. Kovalchuk, I.K. Kurkan, O.P.Kuntenkov, S.V. Loginov, and I.V. Peggel. S-band vircator with electron beam premodulation based on compact inductive energy storage generator. In *13th IEEE International Pulsed Power Conference*, Las Vegas, Nevada, USA,, 2001.
- [26] E.M. Totmeninov, A.I. Klimov, I.K. Kurkan, S.D. Polevin, and V.V. Rostov. Repetitively pulsed relativistic bwo with enhanced frequency tunability. In *IEEE 16th Pulsed Power Conference*, pages 274–277, Albuquerque, USA, 2007.
- [27] M. Nyffeler. Possible hpe-effects on infrastructure. In *4th EACP/PfP Workshop on CIP and CEP*, Zurich, Aout 2006.
- [28] OSD-DARPA. Ultra-wideband radar review panel, assessment of ultra-wideband technology. Technical report, DARPA, 1990.
- [29] D.V. Giri and F.M. Tesche. Classification of intentional electromagnetic environments. *IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility*, Special Issue on Intentional Electromagnetic Interference, 2004.
- [30] Yu.A. Andreev, V.P. Gubanov, A.M. Efremov, V.I. Koshelev, S.D. Korovin, B.M. Kovalchuk, V.V. Kremnev, V.V. Plisko, A.S. Stepchenko, and K.N. Sukhushin.

High-power ultrawideband electromagnetic pulse source. In *14th IEEE International Pulsed Power Conference*, Dallas, Texas, USA, 2003.

- [31] Y.V. I. Koshelev, V.P. Gubanov, A.M. Efremov, S.D.Korovin, B.M.Kovalchuk, V.V.Plisko, A.S.Stepchenko, and K.N.Suklushin. High-power ultrawideband radiation source with multielement array antenna. In *13th International Symposium on High Current Electronics*, 2004.
- [32] A.M. Efremov, V.I. Koshelev, B.M. Kovalchuk, V.V. Plisko, and K.N. Sukhushin. High-power sources of ultrawideband radiation with subnanosecond pulse length. In *14th International conference on current electronic*, 2006.
- [33] Y. Yankelevich, A. Pokryvailo, and M. Shapira. A compact source of sub-gw, subnanosecond pulses. In *14th IEEE International Pulsed Power Conference*, Dallas, Texas, USA, 2003.
- [34] C.E. Baum, W.L. Baker, W.D. Prather, J.M. Lehr, J.P. O’Loughlin, D.V. Giri, I.D. Smith, R. Altes, J. Fockler, D.Mc. Lemoire, M.D. Abdalla, and M.C. Skipper. Jolt : A highly directive, very intensive, impulse-like radiator. *Proceedings of the IEEE*, 92 :1096–1109, 2004.
- [35] A.J. Pesta and G.T. Capraro. A methodology for the evaluation on hpm effects on electronic systems. pages 349–352, 1990.
- [36] A. Bausen, U.Schenk, J. Maack, and D. Nitsch. *UWB, LPM, HPM, and EMP susceptibility of complex PCsystems*, chapter 52, pages 479–486. Springer, 2007.
- [37] D.Nitsch, M. Camp, F. Sabath, J. Luiken ter Haseborg, and H. Garbe. Susceptibility of some electronic equipment to hpem threats. *IEEE transactions on electromagnetic compatibility*, 46 :380–389, 2004.
- [38] E. Marx. *Verfahren zur Schlagprüfung von Isolatoren und anderen elektrischen Vorrichtungen*. 1923.

- [39] B. Martin. Générateur de marx répétitif : Principales limitations intrinsèques. Notice Interne NI 905/2008, Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis, 2008.
- [40] S.E. Calico, M.C. Scott, and M.C. Clark. Development of a compact marx generator for high-power microwave applications. In Gerald Cooperstein and Editors Ihor Vitkovitsky, editors, *11th IEEE International Pulsed Power Conference*, Baltimore, Maryland USA, Juin 1997.
- [41] J.R. Mayes, M.G. Mayes, and M.B. Lara. A novel marx generator topology design for low source impedance. In John Maenchen and Editors Edl Schamiloglu, editors, *15th IEEE International Pulsed Power Conference*, Monterey, California USA, 2005.
- [42] H. Heo, S. S. Park, S.C. Kim, J. H. Seo, S. H. Kim, O.R. Choi, S. H. Nam, D. W. Choi, J. Y. Kim, W. S. Lee, J. H. So, and W. Jang. Compact marx generator for repetitive applications. In Edl Schamiloglu and Frank Peterkin, editors, *16th IEEE International Pulsed Power Conference*, Albuquerque, New Mexico, Juin 2007.
- [43] A.A. Neuber, Y.J. Chen, J.C. Dickens, and M. Kristiansen. A compact, repetitive, 500kv, 500 j, marx generator. In John Maenchen and Editors Edl Schamiloglu, editors, *15th IEEE International Pulsed Power Conference*, Monterey, California USA, 2005.
- [44] L. Veron and J.-C. Brion. Experimental study of a repetitive marx generator. In Michael Giesselmann and Editors Andreas Neuber, editors, *14th IEEE International Pulsed Power Conference*, Dallas, Texas, USA, Juin 2003.
- [45] J.-P. Duperoux and R. Charon. Evolution des générateurs de marx isl/emw. In *Réunions d'axe 2.13*, ISL, Saint-Louis, France, 2005. ISL.
- [46] H. Bluhm. *Pulsed Power Systems*. Power systems. Springer-Verlag, 2006.
- [47] M. Giralt. *Adaptation d'un modèle de décharge en vue de son application à la*

*conception de l'isolation aérienne H.T et T.H.T.* PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1999.

- [48] Yu.D. Korolev and G.A. Mesyats. *Physics of pulsed breakdown in gases*. 1998.
- [49] F. Paschen. Über die zum funkenübergang in luft, wasserloff und kohlendäure bei verschiedenen drucken erforderliche potentialdifferenz. *Ann. Phys. Chem.*, 37 :69–96, 1889.
- [50] V.Y. Ushakov. *Insulation of High-Voltage Equipment*. power systems. Springer-Verlag, 2004.
- [51] Y.P. Raizer. *Gas Discharge Physics*. Springer-Verlag, 1991.
- [52] S. Vacquié. Arc électrique. *Techniques de l'ingénieur*, (D2 870) :1–23.
- [53] W. Legler. Zur statistik der elektronenlawinnen. *Z. Phys.*, 140 :221–240, 1955.
- [54] A.E. Vlastos. The resistance of sparks. *IEEE Journal of Applied Physic*, 43 :1986–1989, 1972.
- [55] M. Toepler. Zur bestimmung der funkenkonstante. *Arch. Elektrotechn.*, 18 :549–562, 1924.
- [56] R. Rompe and W. Weizel. Über das toeplersche funkengesetz. *Z. Phys.*, 122 :9–12, 1944.
- [57] S.I. Braginskii. Theory of the development of a spark channel. *Sov. Phys. JETP*, 34 :1068–1074, 1958.
- [58] L. Spitzer. *Physics of fully ionized gases*. Interscience, New York, 1962.
- [59] J.C. Martin. Nanosecond pulse techniques. Technical Report SSWA/JCM/704/49, AWRE, Aldermaston, UK, 1970.
- [60] Mesyats G.A. *Pulsed Power*. Springer, 2005.



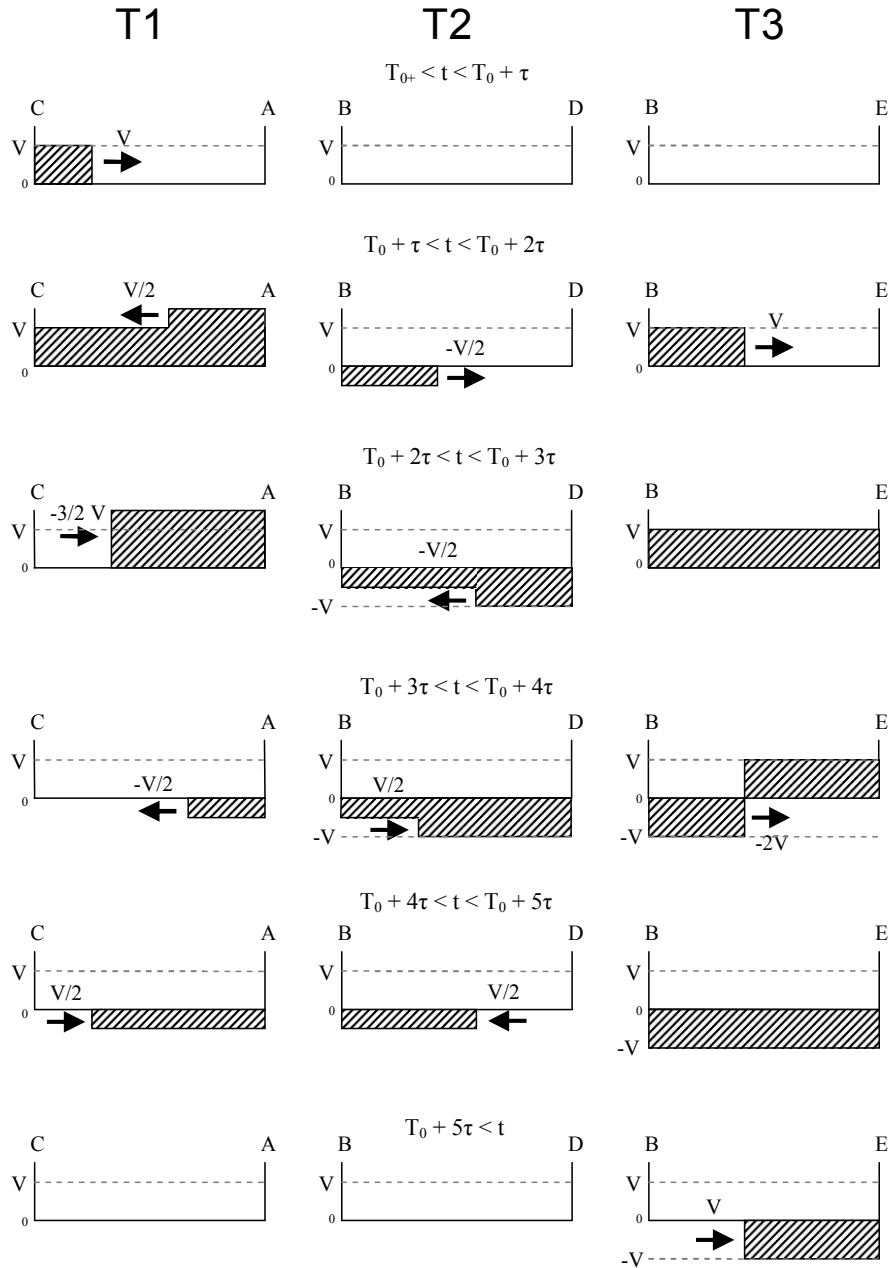
- [61] M.O. Hagler and M. Kristiansen. Workshop on repetitive spark gap operation. pages 17–19, Tamarron, CO, USA, Janvier 1983.
- [62] V.N. Maller and M.S. Naidu. *Advances in High Voltage insulation and arc interruption in SF<sub>6</sub> and Vaccum*. Pergamon Press, New York, 1981.
- [63] D. Kosh. Propriétés et utilisation du sf<sub>6</sub> dans les appereils mt et ht. Cahier technique 188, Schneider Electric.
- [64] N.H. Malik and A.H. Qureshi. A review of electrical breakdown in mixture of sf<sub>6</sub> and other gases. *IEEE Transaction on electrical insulation*, 14 :1–13, 1979.
- [65] M. L. Forcier, M. F. Rose, L. F Rinehart, and R. J. Gripshover. Frozen-wave hertzian generators - theory and applications. In *2th IEEE International Pulsed Power Conference*, pages 221–225, 1979.
- [66] M.A. Rhodes. Bipolar pulse forming line. Technical report, United States Patent 20070013315, 2007.
- [67] J.L. Harrison. Multistage wave generators for fast rise pulse applications. In *4th IEEE International Pulsed Power Conference*, 1983.
- [68] V.G. Shpak, S.A. Shunailov, M.R. Oulmascoulov, and M.I. Yalandin. Subnanosecond front, high-voltage generator based on a combinedpulsed forming lin. In *11th IEEE International Pulsed Power Conference*, 1997.
- [69] J. Marilleau. Device for producing rectangular voltage pulses of very small width between two outputs. Technical report, United States Patent 3668416, 1972.
- [70] Y.T. Lo and S.W. Lee. *Antenna Handbook*. Van Nostrand Reinhold Company, 1988.
- [71] J.G. Maloney and I.D. G.S. Smith. A study of transcient ftdt analysis and experimental measurements radiation from wu-king resistive monopole. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 41, 1993.

- [72] T.W. Hertel and G.S. Smith. On the dispersive properties of the conical antenna and its use for pulsed radiation. *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, 51, 2003.
- [73] H. Oraizi and S. Jam. Optimum design of tapered slot antenna profile. *IEEE Transacction on Antennas and Propagation*, 51, 2003.
- [74] E. Guillaanton, J.Y. Dauvignac, Ch. Pichot, P Brachat, and J.M. Fargeas. Ultra wide band antenna for various applications. In *10èmes journées internationales de Nice sur les antennes*, pages 706–709, 1998.
- [75] P. Delmote. *Etude et réalisation d’antennes Ultra Large Bande pour applications Radar et Communications*. PhD thesis, Université de Limoges, 2006.
- [76] J. Andrieu, P. Ribardiere, B. Beillard, Y. Chevalier, and B. Jecko. Conception et caractérisation d’un dispositif de mesure de la ser en régime basse fréquence d’un avion par des techniques transitoires. Technical report, XLIM, 1995.
- [77] J. Andrieu, B. Beillard, and Y. Imbs. Antenne ciseaux à large bande. Technical report, Brevet français - n° 99 14940, 1999.
- [78] F.J Agee, C.E. Baum, W.D. Prather, J.M. Lehr, and J.A. O’Loughlin. Ultra-wideband transmitter research. *IEEE Transaction on plasma science*, 26 :860–873, 1998.
- [79] V.P. Gubanov, S.D. Korovin, I.V. Pegel, V.V. Rostov, A.S. Stepchenko, M.R. Ulmaskulov, V.G. Shpak, S.A. Shunailov, and M.I. Yalandin. Generation of nanosecond high-power electromagnetic radiation pulses. *Pis’ma zh. Tekh. Fiz.*, 20 :89–93, 1994.
- [80] Mesyats G.A., Rukin S.N., and Yalandin M.I. *Ultra-Wideband Short-Pulse Electromagnetics 4*, chapter Generation of high-power subnanosecond pulses, pages 1–9. New York, 1999.

- [81] L.M. Atchley, E.G. Farr, L.H. Bowen, W.S. Bigelow, H.J. Wagon, D.E. Ellibee, and T.C. Tran. Characterization of a time domain antenna range. *Sensor and Simulation Notes*, 475 :1–42, 2003.
- [82] C.E. Baum and E.G. Farr. *Impulse radiating antennas*, chapter Impulse radiating antennas, pages 139–147. Plenum Press, New York, 1993.
- [83] W.D. Prather, C. Baum, J.M. Lehr, J.P O’Loughlin, S. Tyo, J.S.H. Schoenberg, R.J. Torres, T.C. tran, D.W. Scholfield, J.W. Burger, and J. Gaudet. Ultra-wideband source research. In *12th IEEE International Pulsed Power Conference*, Monterey, Californie, USA, 1999.
- [84] L.H. Bowen, E.G. Farr, and W.D. Prather. A collapsible impulse radiating antenna. Technical report, Farr Research, inc / AFRL.
- [85] B. Vergne. *Synthèse d’ondes électriques picosecondes de puissance par commutation optoélectronique - Application aux radars à bande spectrale ultralarge*. PhD thesis, Université de Limoges, 2006.
- [86] Jr. Humphries. *Principles of charged particle acceleration*. John Wiley and Sons, 1999.
- [87] J. Wey, F. Bieth, and P. Raymond. Diviseur ultra-large bande très haute tension. Technical Report R 119/2002F, Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis, 2002.
- [88] L.H. Bowen and E.G. Farr. Recent enhancements to the multifunction ira and tem sensors. *Sensor and Simulation Notes* 434, Farr Research, Inc., 1999.
- [89] A. Pokryvailo, Y. Yankelevich, and M. Shapira. A compact source of subgiga-watt subnanosecond pulses. *IEEE Transactions on plasma science*, 32 :1909–1918, 2004.

## Annexe I

### Chronogramme détaillé de la mise en forme bipolaire par ligne Blumlein



## Annexe II

### Résultats des simulations paramétriques du circuit ouvert

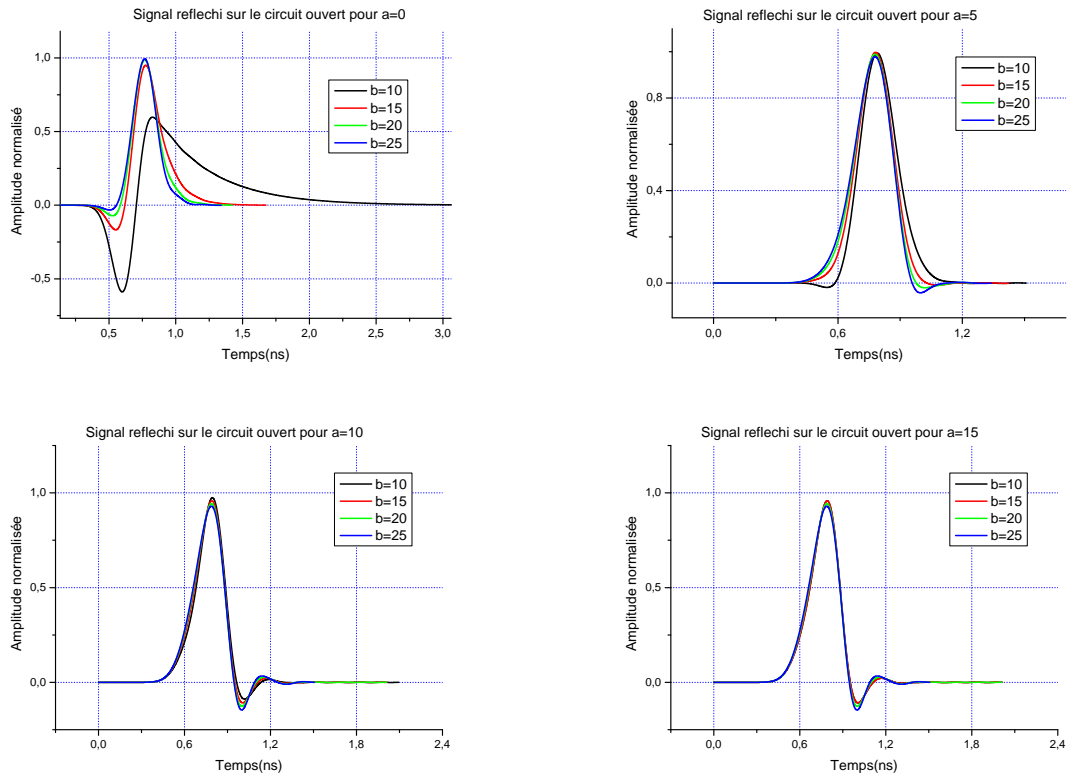


Figure II.1 – Simulation paramétrique de l'onde réfléchi sur le circuit ouvert

### Annexe III

#### Vues éclatées du système de mise en forme bipolaire

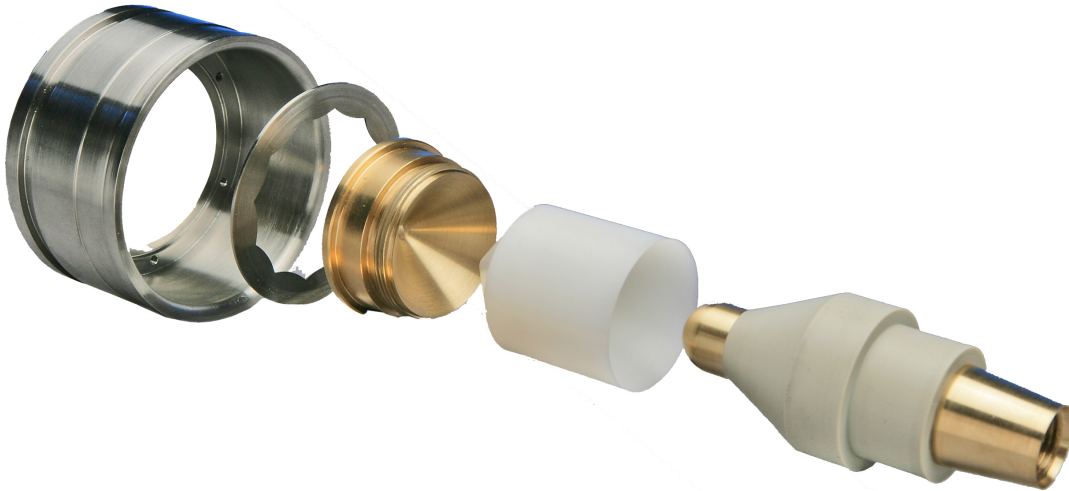


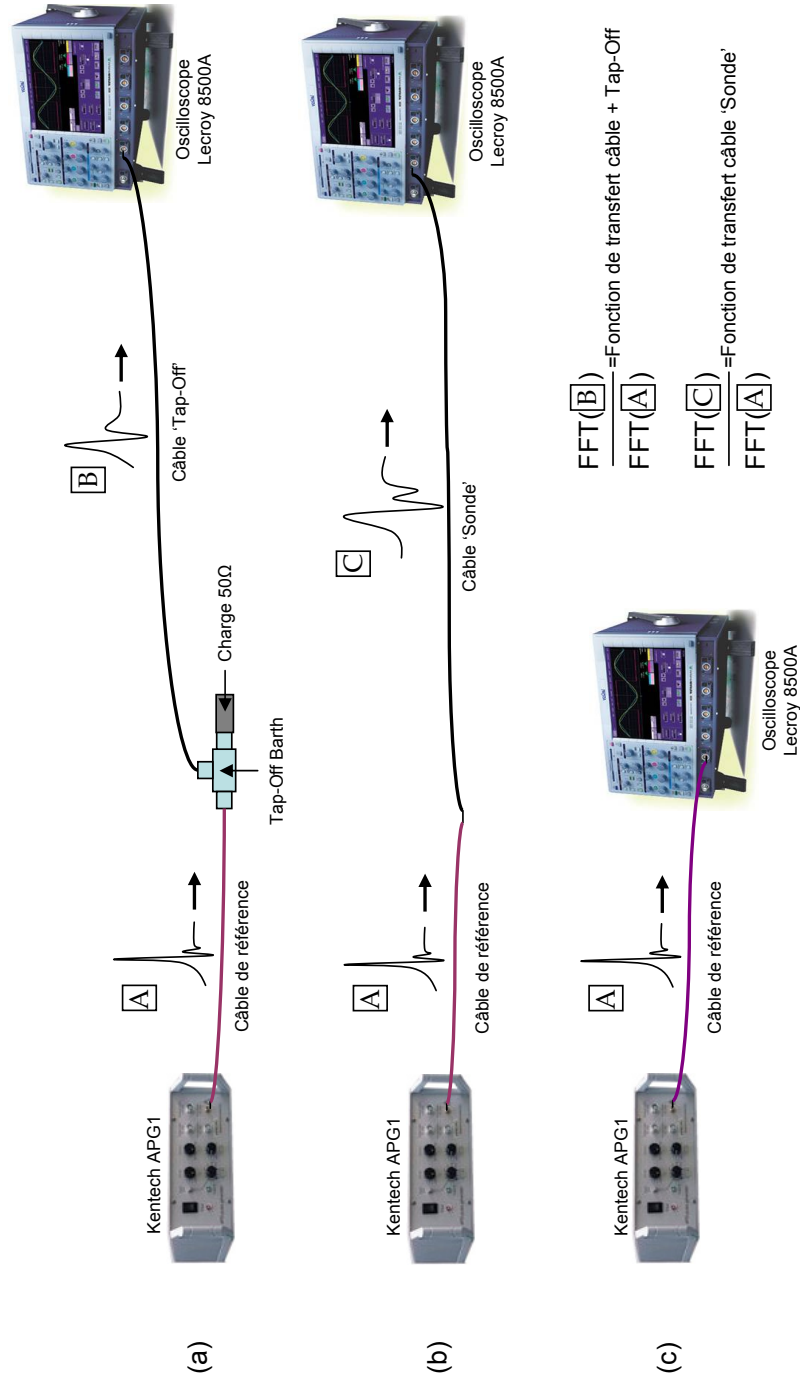
Figure III.1 – Vue éclatée de l'électrode annulaire et de l'intérieur de la ligne T2.



Figure III.2 – Vue éclatée de la section amont des éclateurs.

## Annexe IV

### Mesure temporelle des fonctions de transfert



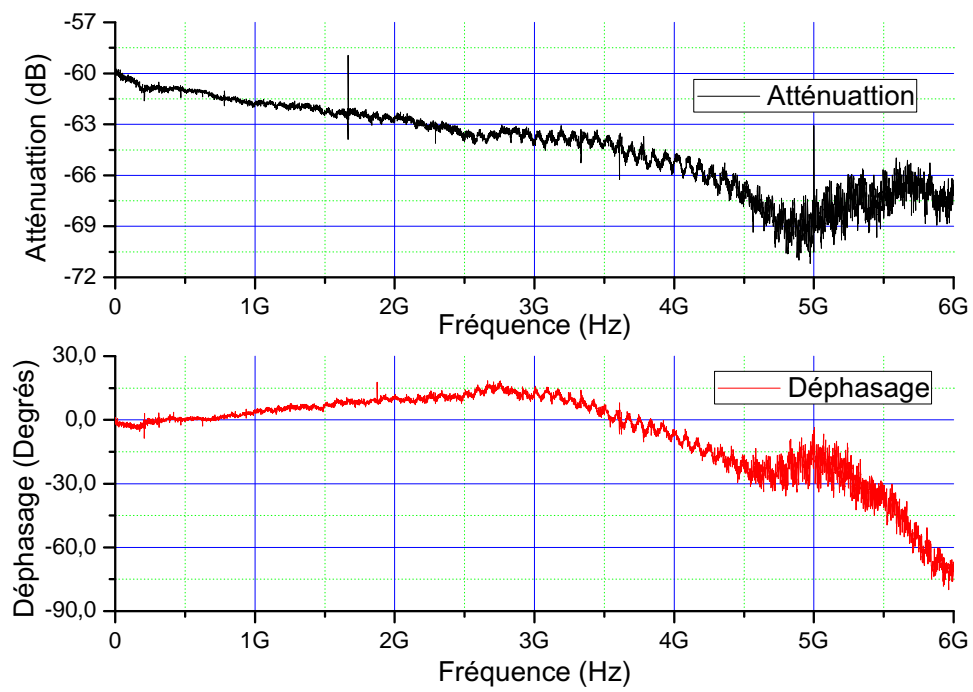


Figure IV.1 – Fonction de transfert tap-off + câble + atténuateur



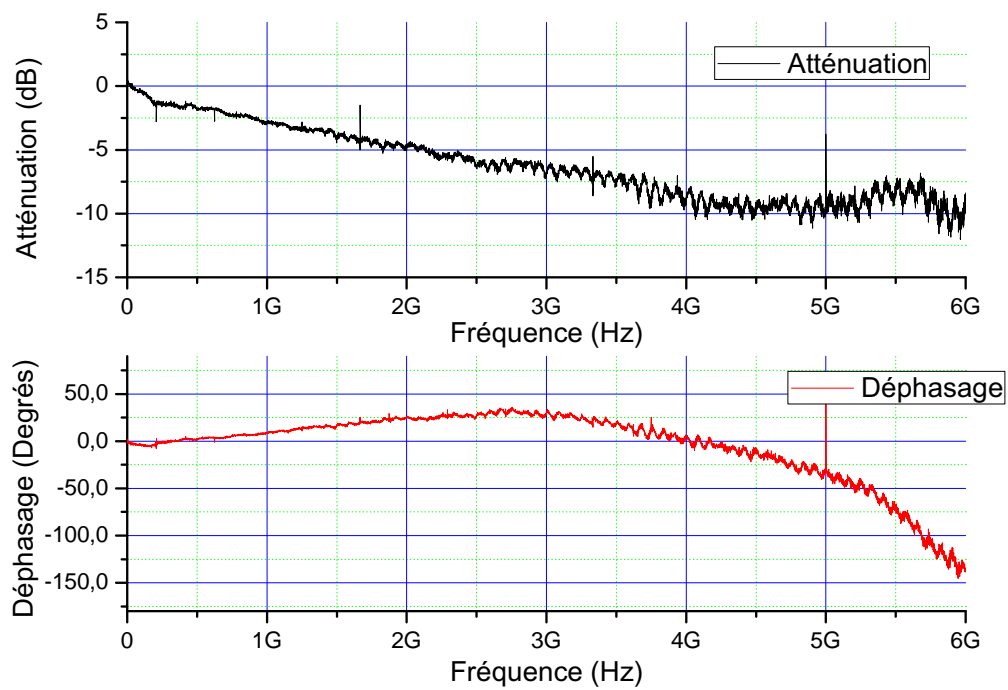


Figure IV.2 – Fonction de transfert du câble 'Sonde'

## Annexe V

### Décomposition de l'impulsion rayonnée

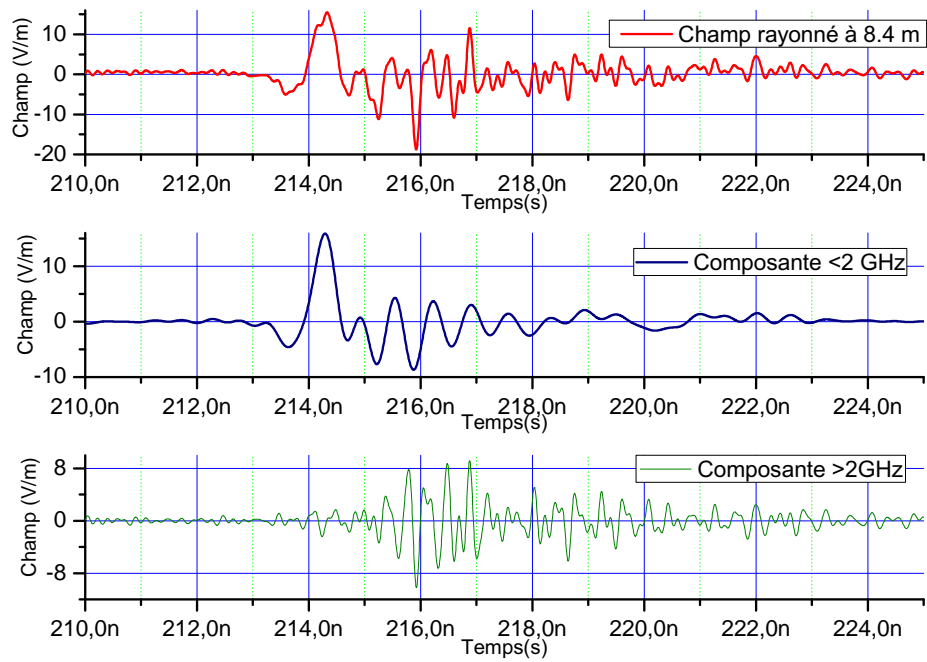


Figure V.1 – Champs rayonné dans l'axe à 8.4 m (en haut), composante <2GHz (au milieu), composante >2GHz (en bas)

## Annexe VI

### Prototypé d'antenne pour le système GIMLI

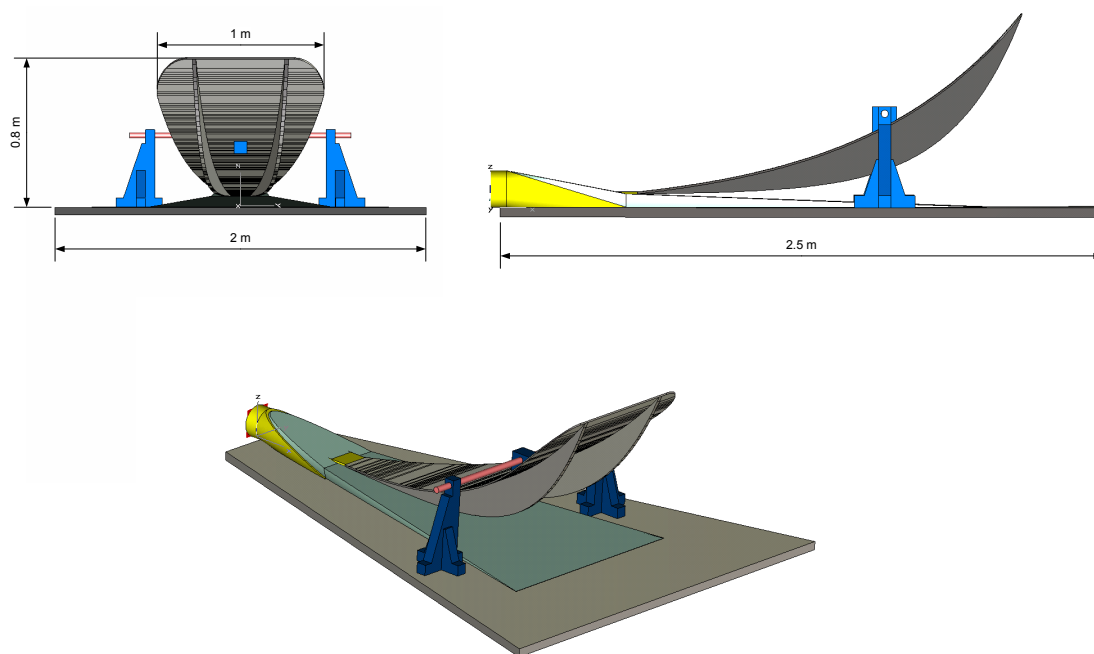


Figure VI.1 – Vues 3D de l'antenne du système GIMLI

## Annexe VII

### Caractérisation de l'antenne

La caractérisation est effectuée en fréquentiel grâce à un analyseur de réseau AN-RITSU 10 MHz - 6 GHz et en transitoire avec un générateur Kentech APG 1 et un oscilloscope LECROY 5 GHz-20 Gs/s. Une pièce de transition permet de passer du plan d'entrée  $50\Omega$  - 137 mm vers un connecteur N pour connecter les instruments de mesure (figure VII.1).

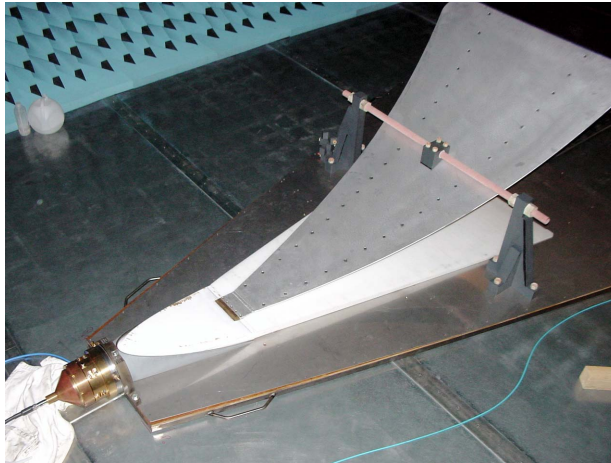


Figure VII.1 – Antenne du système GIMLI équipée de la transition coaxial 137 mm vers N en entrée.

La figure VII.2 compare le résultat de la mesure du paramètre  $S_{11}$  et la simulation CST de l'antenne.

Le  $S_{11}$  est inférieure à -15 dB sur la bande 190 MHz - 6 GHz ce qui constitue un bon résultat pour une antenne non résonante.

Les ridges de l'antenne d'émission améliorent la directivité à basse fréquence par effet réseau. Cependant, dans le domaine des hautes fréquences, ces éléments se comportent comme des antennes disjointes et des lobes secondaires se forment.

La figure VII.3 décrit l'expérience permettant de mettre en évidence ce phénomène. La transmission entre l'antenne "GIMLI" et une sonde TEM est mesurée à l'analyseur de réseau, dans l'axe de tir puis dans celui des ridges (env.  $10^\circ$ ). Les courbes de la figure

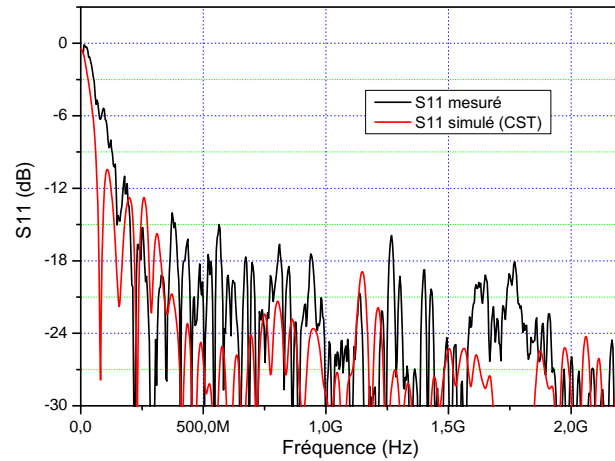


Figure VII.2 – Comparaison entre la mesure du paramètre  $S_{11}$  et la simulation de l'antenne du système GIMLI.

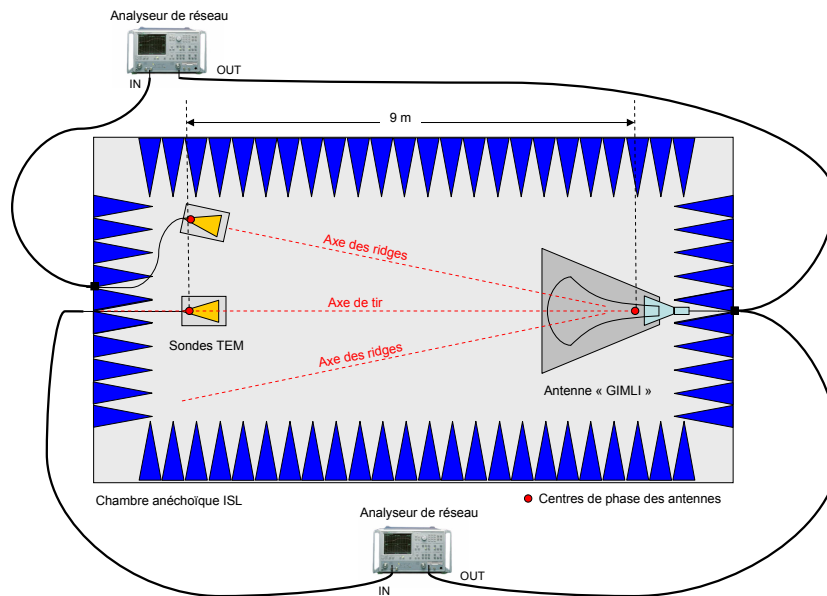


Figure VII.3 – schéma de la mesure des lobes secondaires liés aux ridges

VII.4 mettent en évidence deux zones de fonctionnement de l'antenne.

1. De 300 MHz à 1.7 GHz les ridges participent à améliorer la focalisation dans l'axe par effet réseau.
2. De 1.7 GHz 2.2 GHz, les ridges se comportent comme des antennes séparées et il se forme des lobes dans leurs directions.

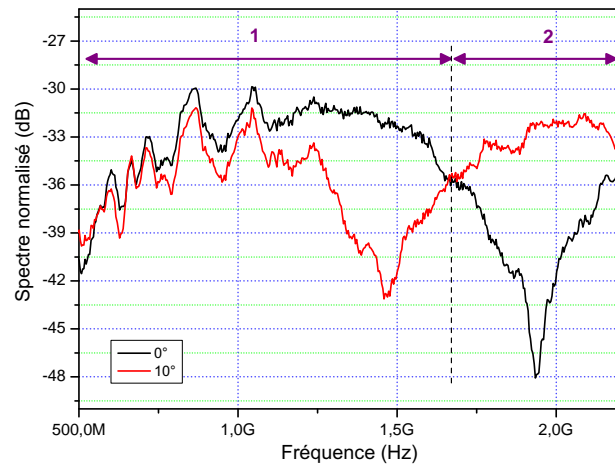


Figure VII.4 – Mise en évidence de l'effet des ridges

## Annexe VIII

### Publications et conférences

- B. Martin, P. Delmote, B. Jecko, "**Design of an ultra compact UWB pulse former**". 2007 IEEE Pulsed Power and Plasma Science, 17-22 juin 2007. Albuquerque, USA.
- B. Martin, P. Delmote, "**The GIMLI : a compact High-power UWB radiation source**" 2008 European Electromagnetics, 21-25 juillet 2008, Lausanne, Suisse.
- B. Martin, P. Delmote, "**Performance of a monocycle pulse former for compact high-power UWB source**" 28th International Power Modulator Symposium 2008, 27-31 Mai 2008, Las Vegas, USA
- P. Delmote, B. Martin, "**Design and realisation of a high power UWB system**" NATO SCI-177 Symp. On H.P.M., Threat to Infrastructure and Military Equipment, 15-17 octobre 2007, Mannheim, Allemagne
- B. Martin, P. Delmote, "**Présentation Projet de système ULB compact**" Journée MFP, Centre d'Etudes de Gramat, 29 mai 2007, Gramat, France
- B. Martin, P. Raymond, J. Wey, "**New model for ultracompact coaxial Marx pulse generator simulations**" Review of scientific instrument, n°77, avril 2006
- B. Martin, P. Delmote, "**Les générateurs de MARX de conception ISL**" La revue de la société d'électricité, de l'électronique et des technologies de l'information et de la communication, juin 2007







## **Etude et conception d'un étage de mies en forme d'impulsions ultra large-bande de forte puissance**

### **Résumé**

Le travail présenté dans cette thèse concerne l'étude et le développement d'un étage de mise en forme d'impulsions bipolaires de forte puissance dans le domaine ultra large bande. Ce sous-système est intégré au prototype de source de rayonnement pulsé GIMLI de l'ISL.

Le système étudié répond à une exigence sévère de compacité. Il réalise la mise en forme bipolaire d'une impulsion de forte puissance grâce au fonctionnement couplé de deux éclateurs à gaz et d'une ligne Blumlein. L'ensemble est alimenté par un générateur de Marx. La sortie est connectée sur une antenne dédiée. La conception a fait largement appel à la simulation numérique pour dimensionner la ligne Blumlein ainsi que pour identifier et limiter les zones de renforcement de champ dans la structure. Une nouvelle géométrie d'électrode 'dentelée' est la principale innovation de cette étude. Elle est proposée afin d'optimiser les temps de commutations. Les résultats de mesures montrent l'efficacité du dispositif. Les impulsions bipolaires générées sur  $50 \Omega$  durent 1.5 ns et leur amplitude pic à pic peut atteindre 427 kV. Un fonctionnement répétitif à 200 Hz a été obtenu au cours d'une campagne d'essais menée avec le CEA sur le site du CESTA.

Le prototype GIMLI équipé de la mise en forme étudiée, permet de produire un champ électrique de 5 V/m par volt pic à pic en pied d'antenne.

**Mots clefs** Mise en forme d'impulsion bipolaire, ligne Blumlein, ULB, forte puissance pulsée.

### **Study and design of a high-power ultra-wide-band pulse-former**

### **Abstract**

This Ph.D. dissertation presents the study and design of a high-power ultra wide band bipolar pulse forming stage. This sub-system is integrated in the radiation source called GIMLI developed at the ISL. The studied system complies with a strong requirement of compactness. The pulse forming is done thanks to the coupled operation of two gas spark gaps and a Blumlein pulse forming line. It is driven by a Marx generator and the output is connected to a dedicated antenna. The design makes extensive use of the numerical simulations especially for the dimensioning of the Blumlein and to identify and reduce the field enhancement area. New 'jagged' electrode geometry is the main innovation of this study. It is proposed to optimize commutation times. Measurements show the good performances of the pulse former. The bipolar pulses have a 1.5 ns-duration and the amplitude can reach 427 kV peak-to-peak on a  $50 \Omega$  resistive load. A repetition rate of 200 Hz has been successfully experienced during tests carried out with the CEA at the CESTA test site. The GIMLI prototype, equipped with the studied bipolar former can radiate a pulsed electric field of 5 V/m per volt on the antenna.

**Keywords** Bipolar pulse forming, Blumlein line, UWB, pulsed power.