

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE n° 521 - Sciences et Ingénierie pour l'Information

FACULTE des Sciences et Techniques
XLIM – Département Ondes et Systèmes Associés

Thèse N° [82-2011]

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et systèmes

présentée et soutenue par

Saad EL AMARI

le 14 Décembre 2011

Développement et caractérisation de générateur optoélectronique d'impulsions de champ électrique nanoseconde et subnanoseconde de forte intensité : application au domaine biomédical

Thèse dirigée par Philippe LEVEQUE & codirigée par Vincent COUDERC et Delia ARNAUD-CORMOS

JURY :

Rapporteurs :

Mr Bruno LE PIOUFLE Professeur
E.N.S. de Cachan, Equipe BIOMIS, Cachan

Mr Jean PAILLOL Professeur
Université de Pau et des pays de l'Adour, Equipe DEM, Pau

Examineurs :

Mr Justin TEISSIE Directeur de Recherche CNRS
Institut de Pharmacologie et de Biologie Structurale, Toulouse

Mr Philippe LEVEQUE Directeur de Recherche CNRS
Université de Limoges, XLIM, Dépt. « O.S.A. », Limoges

Mr Vincent COUDERC Directeur de Recherche CNRS
Université de Limoges, XLIM, Dépt. « Photonique. », Limoges

Mme Delia ARNAUD-CORMOS Maître de Conférences
Université de Limoges, XLIM, Dépt. « O.S.A. », Limoges

Mr Bertrand VERGNE Docteur, Ingénieur de Recherche
Institut Franco-allemand de recherches, Saint Louis

Mlle Caterina MERLA Docteur, Post-Doc
ENEA, Radiation Biology and Human Health Unit, Rome, Italie

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a été effectué au sein de l'institut de recherche XLIM dirigé par le Professeur Dominique CROS. Je lui exprime toute ma gratitude pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Je souhaite remercier le Professeur Thierry MONEDIERE de l'Université de Limoges, responsable du département O.S.A. pour m'avoir permis d'intégrer son équipe de recherche pendant ces trois années de thèse.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur Justin TEISSIE, Directeur de recherche CNRS à Institut de Pharmacologie et de Biologie Structurale à Toulouse, qui me fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

J'associe à mes remerciements Monsieur Bruno LE PIOUFLE, Professeur à l'E.N.S de Cachan, ainsi que Monsieur Jean PAILLOL, Professeur à l'Université de Pau et des pays de l'Adour, pour avoir accepté de juger ce travail.

Je tiens à remercier également, Monsieur Bertrand VERGNE, Docteur Ingénieur de recherche au sein de l'Institut Franco-allemand de recherches à Saint Louis, et Mademoiselle Caterina MERLA, Docteur et Post-Doc à l'ENEA, Radiation Biology and Human Health Unit, Rome, en Italie pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Philippe LEVEQUE, Directeur de recherche CNRS à l'université de Limoges et Madame Délia ARNAUD-CORMOS, Maître de conférences à l'université de Limoges pour leurs encadrements tout au long de cette thèse dans une ambiance sympathique et chaleureuse et pour leurs encouragements et la qualité de leurs conseils.

J'exprime aussi ma profonde gratitude à Monsieur Vincent COUDERC, Directeur de recherche CNRS à l'université de Limoges. Les conseils qu'il m'a prodigués et ces nombreux

encouragements furent très précieux pour l'accomplissement de ces travaux. Merci beaucoup pour les nombreuses corrections du manuscrit.

Encore merci pour tout à Nadine AYMARD qui, par sa bonne humeur et son efficacité dont elle fait preuve tous les jours contribue grandement, à ce que la vie de doctorant soit des plus agréables. Merci également pour ton amitié.

Une pensée à tous les anciens de l'équipe Ondes et Santé : Mary, Alice, Caterina, Rémy et Momo. Merci pour tous les bons moments passés ensemble !

Ensuite je veux remercier leurs dignes successeurs : Annalisa « Unofficial johnny depp's wife », Sophie « la sagesse alsacienne » Thao « Notre soleil » et Nicolas, le grand que dis-je l'immense « Piti Titi ». Merci pour votre amitié !

Je remercie affectueusement mes parents et mon petit frère Youssef, qui m'ont toujours soutenu dans toutes mes entreprises. Sans vous je n'en serai jamais arrivé jusque là. Merci pour tout.

Je tiens également à remercier toute la famille CHEVALIER pour leur soutien. Merci à Emilie pour les relectures nombreuses du manuscrit.

Une pensée pour P. et B. pour leur grand dynamisme lors de la rédaction de cette thèse.

Enfin, ma toute dernière pensée est pour ma princesse Julie. Merci pour ta présence, ta patience et ton soutien pendant les moments de joie et de doute. Merci de faire partie de ma vie !

Table des matières

Chapitre 1 :

I. Contexte de l'étude	9
I.1. Electromagnétisme.....	10
I.2. Interactions des PEF avec le vivant	12
II. Effet des paramètres des champs électriques pulsés sur la perméabilisation des cellules	16
II.1. Effet de l'amplitude et de la durée des impulsions.....	16
II.2. Effet du nombre et de la fréquence de répétition des impulsions.....	16
II.3. Effet de la forme des impulsions	17
III. Etat de l'art des générateurs d'impulsion pour la perméabilisation des cellules	18
IV. Etat de l'art de la génération des hautes puissances pulsées.....	20
IV.1. Sources micro-ondes à tubes.....	20
IV.2. Générateurs à stockage capacitif ou inductif	21
IV.3. Lignes et réseaux de mise en forme d'impulsions	22
V. Etat de l'art des commutateurs hautes tensions.....	27
V.1. Les semi-conducteurs de puissance.....	27
V.2. Les éclateurs à gaz.....	28
V.3. Les composants optoélectroniques	29
V.4. Résumé des performances des techniques de commutation pour la génération des puissances pulsées	30
VI. Conclusion	33
VII. BIBLIOGRAPHIE.....	35

Chapitre 2 :

I. Introduction.....	43
II. Grandeurs physiques et électriques de la commutation optoélectronique.....	44
II.1. Grandeurs physiques.....	44
II.2. Grandeurs électriques	47
III. Performances et limitations des matériaux semi-conducteur hors équilibre.....	49
III.1. Effets des caractéristiques de l'impulsion optique : énergie et longueur d'onde	49
III.2. Effets des champs intenses	50
III.3. Effets des défauts et des impuretés chimiques	52
IV. Choix d'un composant optoélectronique adapté pour la génération d'impulsions électriques brèves	53
V. Caractérisation des composants optoélectroniques	56
V.1. Description du dispositif expérimental.....	56
V.2. Méthode de caractérisation des semi-conducteurs	61

Table des matières

V.3. Résultats expérimentaux.....	62
VI. CONCLUSION.....	73
VII. Bibliographie	75

Chapitre 3 :

I. Introduction.....	79
I.1. Générateur à onde gelée.....	79
II. Analyse numérique d'un générateur à onde gelée.....	82
II.1. Présentation de la méthode FDTD.....	83
II.2. Approche transitoire	85
II.3. Approche « Full dynamic »	92
III. Développement d'un générateur à base d'une technologie microruban	93
III.1. Comparaison des mesures expérimentales et des résultats des simulations FDTD	94
III.2. Développement d'un générateur à onde gelée basse impédance	98
IV. Générateur à onde gelée – technologie coaxiale.....	104
IV.1. Développement d'un générateur à onde gelée basé sur une structure coaxiale	105
IV.2. Profils des impulsions générées avec ce type de générateur :.....	108
V. Conclusion.....	113
VI. BIBLIOGRAPHIE	115

Chapitre 4 :

I. Introduction.....	119
II. Modélisation Spice	120
III. Mise en forme de l'impulsion	125
III.1. Description du système complet pour le profilage des impulsions.....	125
III.2. Résultats expérimentaux	127
IV. Montée en tension de ces systèmes.....	136
IV.1. Migration vers une technologie THT.....	136
IV.2. Résultats expérimentaux	140
V. Conclusion.....	143

Table des Figures

Figure I.1 Système complet d'exposition, de la source aux outils d'analyse.....	9
Figure I.2. Représentation d'une onde électromagnétique.....	10
Figure I.3. Caractéristiques d'une impulsion de champ électrique	12
Figure I.4. Modèle d'une cellule biologique	13
Figure I.5 Représentation schématique d'une membrane cellulaire [1].....	13
Figure I.6. Modèle d'une cellule biologique simplifié (A) et modèle électrique d'une cellule[2] (B)	14
Tableau 1 Principaux générateurs commerciaux utilisés pour l'étude des phénomènes d'électroporation des cellules.....	19
Tableau 2. Classification des tubes à vide [42]	21
Figure I.7. Schéma de principe de générateur à stockage capacitif (a) et inductif (b)	22
Figure I.8. Principe de base d'une ligne de mise en forme d'impulsion.....	23
Figure I.9. Schéma électrique d'un générateur de Marx	24
Figure I.10. Schéma électrique d'un générateur de Blumlein.....	25
Figure I.11. Schéma électrique d'un générateur basé sur des transformateurs à lignes de transmission.....	26
Tableau 3. Comparaison des performances des principales technologies de commutation.....	30
Figure II.1. Coefficient et profondeur d'absorption de quelques semi-conducteurs en fonction de la longueur d'onde de l'impulsion optique [6]	50
Figure II.2. Vitesse de saturation des porteurs dans le Silicium, le Germanium et l'Arséniure de galium en fonction du champ électrique [10].....	51
Figure II.3. Mobilité des électrons et des trous en fonction du dopage pour un matériau à base de silicium à température ambiante [16]	53
Tableau 1. Caractéristiques intrinsèques du Silicium, Germanium et de l'Arséniure de galium	53
Figure II.4. Exemple d'un système d'imagerie de type DRASC couplé avec la génération d'impulsions électriques.....	55
Figure II.5. Dimensions des différents photocommutateurs étudiés	56
Figure II.6. Montage expérimental pour la caractérisation électro-optique du photocommutateur.....	57
Figure II.7. Source laser picoseconde déclenché	58
Figure II.8. Profil de l'impulsion optique de la source laser picoseconde	58
Figure II.9. Source laser nanoseconde avec son unité de refroidissement séparée	59
Figure II.10. Profil de l'impulsion optique du laser nanoseconde	59
Figure II.11. Source de tension continue 0-30 kV (Technix).....	60
Figure II.12. Oscilloscope Tektronix TDS 6124C et des d'atténuateurs haute tension utilisés pour l'acquisition des impulsions.....	60
Figure II.13. Schéma équivalent du circuit à l'état de conduction du photocommutateur	61
Figure II.14. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de l'énergie optique pour le commutateur 1 (composant de 4kV) avec une tension de polarisation de 300 V	63
Figure II.15. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de l'énergie optique pour le commutateur 1 (composant de 4 kV) avec une tension de polarisation de 4000 V	63
Figure II.16. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de l'énergie optique pour le commutateur 2 avec une tension de polarisation de 300 V	64
Figure II.17. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de l'énergie optique pour le commutateur 2 avec une tension de polarisation de 4000 V	65
Figure II.18. Photographie des semi-conducteurs utilisés.....	66
Figure II.19. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de la tension de polarisation pour le commutateur 1 (composant de 4kV) avec une énergie optique de 10 μ J.	66

Table des Figures

Figure II.20. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de la tension de polarisation pour le commutateur 2 avec une énergie optique de 150 μJ	67
Figure II.21. Evolution du temps de montée des impulsions générées en fonction de la tension de polarisation	68
Figure II.22. Evolution de la résistance résiduelle du photocommutateur en fonction de l'énergie optique pour le commutateur 1	69
Figure II.23. Evolution de la résistance résiduelle du photocommutateur en fonction de l'énergie optique du commutateur 2.....	69
Figure II.24. Comparaison de deux traces d'impulsions à un intervalle de temps de 45 minutes	70
Figure II.25. Evolution du profil de l'impulsion utilisée pour déterminer le temps de recombinaison	71
Figure III.1. Schéma d'un générateur à onde gelée. La ligne de transmission se trouve entre les deux photocommutateurs, notés A et B.	80
Figure III.2. Fonctionnement d'un générateur à onde gelée	80
Figure III.3. Evolution du profil de l'impulsion générée en fonction du déclenchement des commutateurs A et B.....	81
Figure III.4. Volume de calcul et maille élémentaire de Yee	83
Figure III.5. Schéma de discrétisation.....	84
Figure III.6. Structure modélisée du générateur par la méthode FDTD	86
Figure III.7. Cartographie du champ électrique E_z en V/m sur les plans x-y ; x-z ($y=0$) et y-z ($x=0$).....	88
Figure III.8. Cartographie du champ E_x et E_y en V/m sur le plan x-y	89
Figure III.9. Fonction de l'évolution de la résistance et de ses paramètres	90
Figure III.10. Impulsion bipolaire (a) et mono polaire (b) générées avec la modélisation FDTD du générateur.....	91
Figure III.11. Exemples de prototypes de lignes microrubans réalisés par photolithographie	93
Figure III.12. Dispositif expérimental pour la mesure des impulsions	94
Figure III.13. Comparaison des profils d'impulsions bipolaires obtenues par la simulation et la mesure.	95
Figure III. 14 Photographie d'une cuvette biologique pour l'exposition des cellules aux impulsions de champ électrique	96
Figure III.15 Présentation de la partie réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique de la cuvette biologique [12].....	97
Figure III.16. Dimensions du générateur 10 Ω avec la cuvette biologique.....	99
Figure III.17. Cartographie du champ électrique E_z en V/m sur les plans x-y (a) ; x-z ($y=0$) (b) et y-z ($x=0$) (c).....	100
Figure III.18. Profil de l'impulsion générée avec la simulation FDTD du générateur 10 Ω .	101
Figure III.19. Dispositif expérimental complet	102
Figure III.20. Profil de l'impulsion obtenu au niveau de la cuvette par mesure et par simulation	102
Figure III.21. Caractérisation fréquentielle de l'impédance caractéristique de la cuvette avec une solution de conductivité de 1.5 S/m : Parties réelle et imaginaire.....	103
Figure III.22. Schéma d'un générateur à onde gelée avec une technologie coaxiale	105
Figure III.23. Boîtier à trois accès intégrant le photocommutateur de sortie (coll. HorusLaser)	106
Figure III.24. Schéma du deuxième boîtier à un accès (coll. HorusLaser)	106
Figure III.25. Caractérisation fréquentielle de l'impédance caractéristique de la structure coaxiale : partie réelle et partie imaginaire.	107
Tableau 1. Caractéristiques des connecteurs HN et SHV	108

Table des Figures

Figure III.26. Générateur à onde gelée basé sur une technologie coaxiale	108
Figure III.27. Profil de l'impulsion monopolaire obtenue avec le générateur de type coaxial	109
Figure III.28. Profil de l'impulsion bipolaire obtenue avec le générateur de type coaxial	110
Figure III.29. Profil de deux impulsions de durée différente obtenue avec le même système de génération	110
Figure IV.1. Schéma SPICE d'un générateur à onde gelée	120
Figure IV.2. Profils temporel et spectral d'une impulsion bipolaire et monopolaire obtenus avec SPICE.....	121
Figure IV.3. Profils des impulsions bipolaires obtenues avec une variation du retard de déclenchement entre commutateurs	122
Figure IV.4. Profils des impulsions monopolaires avec des durées variables	123
Figure IV.5. Profils des impulsions monopolaires avec une résistance résiduelle du commutateur S1 variable.....	124
Figure IV.6. Système complet pour le contrôle du profil des impulsions générées.....	125
Figure IV.7 Système de contrôle du nombre d'impulsions.....	126
(Beam shutter Thorlabs).....	126
Figure IV.8. Système de profilage des impulsions pour une structure microruban	127
Figure IV.9. Profils temporel et spectral des impulsions générées avec une variation du retard optique.....	128
Figure IV.10. Profils temporel et spectral des impulsions générées avec une variation au niveau de l'énergie optique	129
Figure IV.11. Configuration du générateur à onde gelée pour faire varier la durée des impulsions	130
Figure IV.12. Charge 50 Ω haute tension	130
Figure IV.13. Profil temporel et spectral des impulsions générées avec des durées variables	131
Tableau 1. Performances d'un système de génération d'impulsions nanoseconde et sub-nanosecondes avec un contrôle de la forme des impulsions	132
Figure IV.14. Photographie du système pour le profilage des impulsions	133
Figure IV.15. Dispositif de mesure du profilage des impulsions.....	134
Figure IV.16. Profil temporel et fréquentiel des impulsions obtenues avec le déclenchement d'un seul puis de deux commutateurs	134
Figure IV.17. Profils temporel et spectral d'impulsions bipolaires à durée ajustable	135
Figure IV.18. Profils temporel et spectral d'impulsions monopolaires à durée ajustable	135
Tableau 2. Performances d'un système de génération d'impulsions nanoseconde avec un contrôle de la forme des impulsions.....	136
Tableau 3. Caractéristiques des connecteurs THT	137
Figure IV.19. Photographie de structures développées avec des connecteurs THT	137
Figure IV.20. Partie réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence	138
Figure IV.21. Structures coaxiales réalisées avec des connecteurs THT.....	138
Figure IV.22. Structure coaxiale à trois accès.....	139
Figure IV.23. Structure coaxiale un accès.....	139
Figure IV.24. Profil temporel et spectral d'une impulsion monopolaire de forte amplitude.	141
Figure IV.25. Profil temporel et spectral d'une impulsion bipolaire de forte amplitude.....	141
Tableau 3. Performances d'un système de génération d'impulsions nanoseconde de forte amplitude.....	142
Photo du générateur optoélectronique à base de microlaser commercialisé par Horus laser et développé grâce à une partie de mes travaux de recherche.....	149

Table des Figures

Introduction générale

Introduction générale

Depuis quelques décennies le monde industriel et sociétal s'intéresse de plus en plus aux interactions entre les champs électromagnétiques et le vivant. A l'image du champ magnétique terrestre, indispensable autrefois à l'orientation des marins, ou du champ électrique naturel provoqué par la foudre, les champs électromagnétiques ont toujours eu un impact direct ou indirect sur la vie humaine. Le développement des moyens de télécommunications au cours du XX^{ème} siècle, a fait apparaître de plus en plus dans notre environnement un nouveau spectre de signaux avec des intensités et des fréquences beaucoup plus élevées. L'effet sanitaire de ces champs suscite encore aujourd'hui une grande polémique et continue de faire l'objet de plusieurs études et réglementations au niveau européen et mondial.

Au delà des effets nocifs éventuels des ondes électromagnétiques, il existe un certain nombre d'applications qui utilisent les champs électromagnétiques à des fins thérapeutiques ou de diagnostic, comme par exemple l'imagerie médicale. Sur les aspects thérapeutiques, l'application de champs électriques pulsés (CEP) ou « Pulsed Electric Fields » (PEF), de fortes amplitudes, couplée ou non à l'emploi de certaines molécules, est utilisé pour le traitement des tumeurs cancéreuses cutanées et sous-cutanées. Ces champs électriques présentent des effets athermiques prouvés sur les propriétés fonctionnelles des cellules biologiques et peuvent favoriser le transfert de gènes et de molécules à l'intérieur de ces organismes (électrochimiothérapie). C'est essentiellement la membrane plasmique des cellules qui est la cible de ces champs électriques pulsés, qui induisent une augmentation de la perméabilisation de la membrane, réversible ou pas, en fonction de la durée et de l'intensité du champ.

Plus récemment, des effets complémentaires sur la membrane plasmique et à l'intérieur de la cellule ont été observés grâce à l'utilisation d'impulsions de champ électrique de plus courtes durées que celles utilisées dans le cas de l'électrochimiothérapie. Elles se nomment « nanopulse » ou en anglais nanosecond Pulsed Electric Field (nsPEF). Un nouveau champ d'applications est alors apparu pour ces signaux ultracourts.

Dans ce cadre, je me suis intéressé à la génération de signaux impulsionnels intenses dans le cadre des études menées en collaboration avec des biologistes, des biophysiciens sur les effets des champs électriques pulsés ultracourts, dans la continuité des travaux portant sur l'électroporation des membranes cellulaires pour l'électrochimiothérapie.

Introduction générale

Ainsi les travaux de cette thèse ont pour objectif, le développement et la caractérisation de générateurs d'impulsions de champ électrique nanosecondes et subnanosecondes à forte intensité. Afin de pouvoir prospecter un domaine d'interaction le plus vaste possible et de pouvoir répondre aux demandes et exigences liées aux expérimentations bioélectromagnétiques, les générateurs doivent répondre à plusieurs exigences :

- Un paramétrage au niveau du nombre et de la fréquence de répétition des impulsions
- Une flexibilité au niveau de la durée (nanoseconde et subnanoseconde) et de la forme des impulsions (bipolaire, monopolaire, etc)
- Source compacte et transportable dans des laboratoires de biologie

Mes travaux s'appuient sur une grande quantité de mesures expérimentales et une modélisation numérique pour atteindre ces objectifs. Ce manuscrit se divise donc en quatre parties.

Le premier chapitre décrit les effets des paramètres des champs électriques pulsés sur les phénomènes d'électroperméabilisation des cellules biologiques. Une présentation des différentes solutions technologiques les plus communément utilisées dans le domaine de la génération des puissances pulsées est également effectuée.

Le chapitre 2 s'attache à présenter en détail la génération d'impulsions ultracourtes et à forte intensité basée sur les techniques de commutation. La technique retenue dans ce travail est basée sur la photocommutation qui s'appuie sur l'emploi d'un composant optoélectronique commandé par une impulsion laser. Une méthode de caractérisation des photocommutateurs sera également présentée. L'objectif est de déterminer les limites et les performances de ce type de composants en fonction de l'énergie optique et de la tension de polarisation.

Le chapitre 3 présente les outils numériques et expérimentaux utilisés pour intégrer ces photocommutateurs dans des structures adaptées capable de générer des impulsions nanosecondes et sub-nanosecondes à forte intensité et à profil variable.

Enfin, le chapitre 4, montre la capacité de ces générateurs à offrir une flexibilité au niveau des paramètres des impulsions de champ électrique. Une méthode de génération d'impulsions courtes à durée ajustable est détaillée.

Introduction générale

Ces travaux ont été effectués dans le cadre de projets de recherche soutenus d'une part par l'Agence Nationale de **R**echerche (ANR) au travers des projets CEMIRBIO et NANOPULSEBIOCHIP, et d'autre part, par la **D**irection **G**énérale pour l'**A**rmement (DGA) au travers d'une convention DGA/D4S/MRIS/REI. Une liste exhaustive de la valorisation de mes travaux sous forme de publications et de communications dans des congrès est donnée à la fin de ce manuscrit.

CHAPITRE I :

Contexte de l'étude et l'état de l'art

I.Contexte de l'étude

Le travail présenté dans ce manuscrit concerne la conception et la réalisation de générateurs d'impulsions de champ électrique nanosecondes et sub-nanosecondes de forte intensité. Un des domaines d'application envisagé est l'étude des interactions des champs électromagnétiques avec des milieux biologiques.

Ces générateurs doivent pouvoir s'intégrer dans un système complet d'exposition aux champs électromagnétiques et d'imagerie des cellules biologiques (Figure I.1).

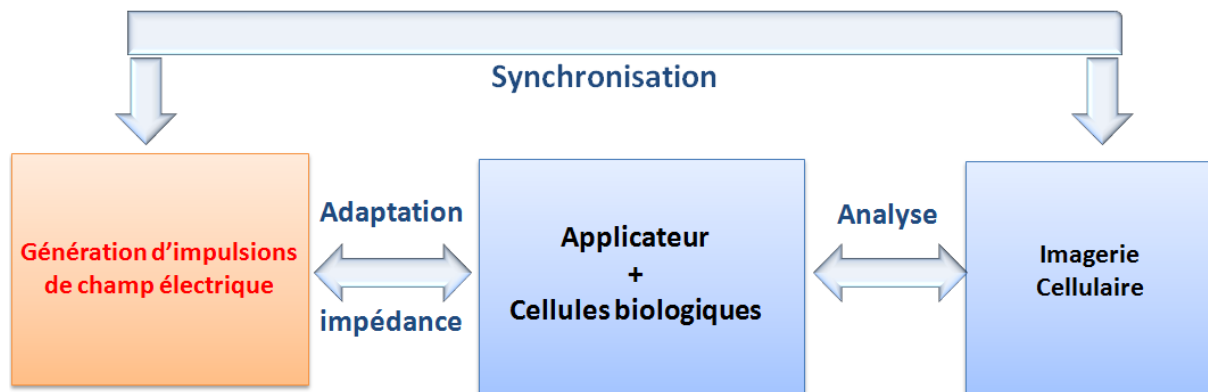


Figure I.1 Système complet d'exposition, de la source aux outils d'analyse

L'objectif de ce travail est de développer des générateurs au moyen d'une technologie qui permet leur utilisation dans des conditions de laboratoire pas trop drastiques et compatibles avec l'environnement des biologistes.

Le choix de la technologie doit aussi permettre de rendre le système de génération compatible avec des systèmes d'imagerie cellulaire, par exemple, la spectroscopie.

Afin d'explorer de nouveaux domaines d'interaction avec les systèmes biologiques, ces systèmes doivent proposer un contrôle tant au niveau de la durée que de la forme des impulsions.

Dans ce premier chapitre, nous allons tout d'abord nous attacher à présenter les grandeurs fondamentales des champs électromagnétiques. Nous nous attarderons ensuite à décrire succinctement les interactions des impulsions électriques de forte amplitude et de

courte durée avec les milieux biologiques. Nous exposerons enfin les différentes technologies de génération d'impulsions et notamment les techniques de commutation.

I.1. Electromagnétisme

L'onde électromagnétique est caractérisée par son amplitude et les orientations des champs électrique et magnétique. La figure I.2 illustre une représentation d'une onde électromagnétique. La propagation de cette onde dans l'espace se fait à la vitesse de la lumière et le nombre de cycles par seconde définit sa fréquence (on parle aussi de longueur d'onde λ). S'étendant des ondes radioélectriques (Hertziennes) jusqu'au domaine des rayons gamma et des rayons cosmiques, le spectre électromagnétique est constitué de plusieurs radiations qui diffèrent par leur longueur d'onde.

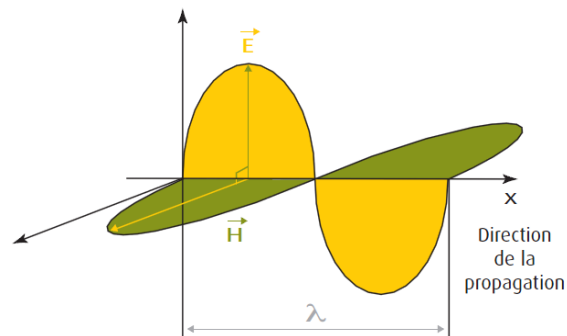


Figure I.2. Représentation d'une onde électromagnétique

Avant 1864, l'électromagnétisme était connu grâce aux phénomènes de l'électrostatique, de la magnétostatique et des phénomènes d'induction électromagnétique découvert par Faraday. Le génie du physicien écossais James Clerk Maxwell a été de proposer, en complétant les travaux d'Ampère et de Faraday, un ensemble cohérent d'équations différentielles pour les champs électriques E et magnétiques B. Leurs expressions sous forme générale sont données par :

L'équation de Maxwell Gauss $div\vec{D} = \rho$ Équation I.1

L'équation de Maxwell flux magnétique $div\vec{B} = 0$ Équation I.2

L'équation de Maxwell Faraday $\overrightarrow{rot}E = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ Équation III.3

L'équation de Maxwell Ampère $\vec{\text{rot}}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$ Équation I.4

Avec \vec{D} le déplacement électrique en $\text{A.m}^{-2}.\text{s}$

\vec{B} l'induction magnétique en tesla

\vec{H} le champ magnétique en A.m^{-1}

\vec{E} le champ électrique en V.m^{-1}

\vec{j} la densité de courant en A.m^{-2}

ρ la densité volumique de charges électriques en C.m^{-3}

Ces quatre équations régissent l'ensemble des phénomènes de propagation dans le temps des champs électriques et magnétiques.

Les ondes électromagnétiques interagissent avec le milieu dans lequel elles se propagent. Par exemple, la vitesse de propagation dans un milieu diélectrique ou magnétique devient moindre que dans l'espace libre. Elles peuvent aussi induire des modifications dans leur milieu de propagation et notamment en milieu biologique.

Aujourd'hui, deux types d'effets sont considérés concernant les rayonnements non ionisants sur le vivant : un effet thermique et un effet athermique.

Un premier effet, dit thermique ou relaxation diélectrique en physique, s'explique par la transformation dans les molécules biologiques, polarisées sous l'effet des ondes électromagnétiques, de l'énergie électromagnétique en énergie mécanique. Le frottement avec les cellules avoisinantes à cause de la viscosité du milieu convertit cette énergie mécanique en chaleur. C'est sur ce phénomène de relaxation entre les ondes et la matière que fonctionnent, par exemple, les fours à micro-ondes domestiques.

Un deuxième type d'effet, dit athermique, est mis en évidence par le phénomène de l'électroporation ou l'électroporation des membranes cellulaires sous l'effet de champs électriques pulsés [1]. Dans la partie suivante, nous nous intéresserons au second phénomène et notamment à l'effet des paramètres des champs électriques pulsés (Pulsed Electric Field : PEF) sur les mécanismes d'électroporation des cellules.

I.2. Interactions des PEF avec le vivant

I.2.a. Impulsion de champ électrique

L'efficacité des phénomènes conduisant à l'électroporation des cellules biologiques dépend des caractéristiques de l'impulsion électrique appliquée. Cette impulsion est un signal de courte durée qui varie dans le temps sans porteuse. La figure I.3 décrit les caractéristiques générales d'une impulsion de champ électrique.

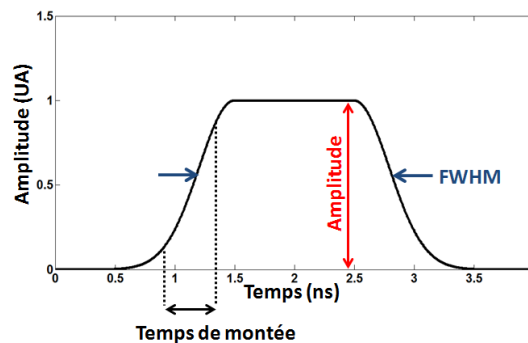


Figure I.3. Caractéristiques d'une impulsion de champ électrique

Les impulsions électriques utilisées pour stimuler les cellules biologiques se caractérisent par :

- L'amplitude maximale de l'impulsion en kV
- La durée à mi-hauteur de l'impulsion « FWHM : Full Width at Half Maximum » en ns
- Le temps de montée, correspondant au temps de transition de l'amplitude de l'impulsion de 10% à 90 % de l'amplitude maximale en ns
- La fréquence de répétition en Hz
- Le nombre d'impulsions

I.2.b. Cellule biologique

La cellule : Approche biologique

La cellule est un système complexe qui peut grandir, se reproduire, traiter des informations, répondre à des stimuli et exécuter un nombre extraordinaire de réactions chimiques. La figure I.4 illustre les éléments constituant une cellule biologique.

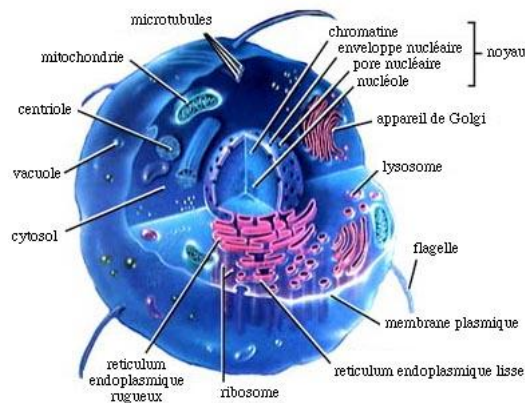


Figure I.4. Modèle d'une cellule biologique

Une grande partie du volume de la cellule est composée d'un milieu appelé cytoplasme. Il contient entre autres des mitochondries, l'appareil de Golgi, le réticulum endoplasmique, des ribosomes, le noyau (contenant le matériel génétique) pour des cellules de type eucaryotes et des polysomes, dont les fonctions permettent le maintien en vie de la cellule.

Ce milieu est délimité par une membrane plasmique (bicouche phospholipidique), qui a une composition chimique différente du milieu extérieur de la cellule. La figure I.5 présente un modèle schématique d'une membrane plasmique. Elle régule grâce à des canaux, des échangeurs et des pompes qui se trouvent dans la membrane plasmique, les concentrations ioniques de part et d'autre, et laisse pénétrer les substances nutritives dans la cellule et en laisse sortir les déchets.

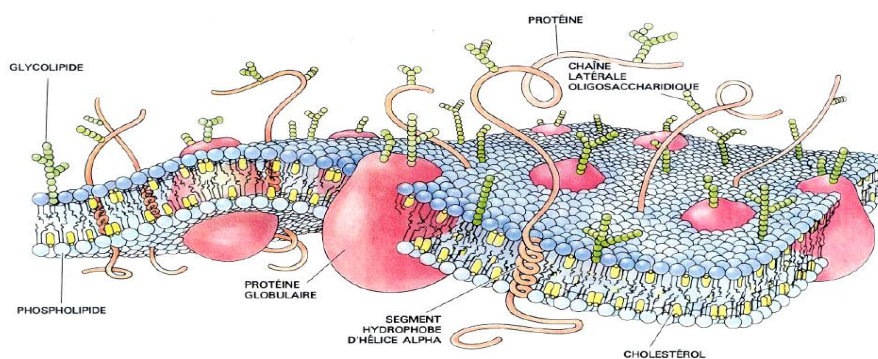


Figure I.5 Représentation schématique d'une membrane cellulaire [1]

La cellule : Approche physique

La figure I.6.A présente un schéma très simplifié d'une cellule biologique. Un modèle simple d'une cellule biologique consiste à décrire celle-ci comme une entité composée d'un milieu conducteur correspondant au cytoplasme, caractérisé par sa conductivité $\sigma_{\text{Cytoplasme}}$ et d'un milieu isolant, correspondant à la membrane plasmique, caractérisée par sa permittivité $\epsilon_{\text{Membrane}}$.

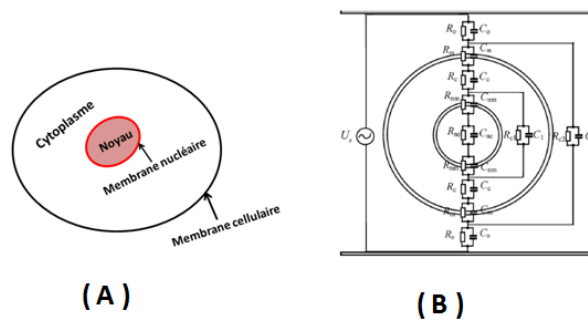


Figure I.6. Modèle d'une cellule biologique simplifiée (A) et modèle électrique d'une cellule[2] (B)

Dans les modèles électriques de cellules, la membrane cellulaire est assimilée à un condensateur et les milieux intra et extracellulaires sont considérés comme modérément conducteurs. La figure I.6.B présente un exemple de modèle électrique d'une cellule biologique prenant en compte la modélisation de la membrane plasmique et nucléaire de la cellule.

I.2.c. Phénomène d'électroporation membranaire

L'application d'un champ électrique au niveau d'une solution contenant des cellules biologiques induit l'apparition d'un courant et une accumulation de charges de chaque côté de la membrane des cellules. Il en résulte une modification du potentiel transmembranaire [3], [4], [5].

Lorsque la tension appliquée dépasse un seuil critique, cela peut induire des modifications et des réagencements sur la structure membranaire de la cellule par l'apparition de pores transitoires ou permanents [6]. Les paramètres du champ électrique (amplitude,

durée, énergie et forme de l'impulsion) rendent ces phénomènes réversibles ou irréversibles [7].

Depuis une trentaine d'années, ce phénomène est utilisé dans le domaine de la recherche médicale pour l'insertion de molécules à l'intérieur de la cellule [8], [9], [10], la « fusion » cellulaire [11], [12] ou la mort programmée des cellules appelée aussi « apoptose » [13]. En 1982, l'équipe de Neuman a démontré l'efficacité de l'électroporation dans le domaine de l'électro-transfert de gène en introduisant de l'ADN dans des cellules de souris en suspension [14].

Une des applications thérapeutiques les plus abouties de ce processus est l'électrochimiothérapie [15]. Il s'agit d'une thérapie anticancéreuse dans laquelle la combinaison d'une électrostimulation par champs électriques pulsés et d'une chimiothérapie permet d'augmenter l'efficacité des traitements sur les tumeurs cutanées et sous cutanées. Des résultats concluants montrent qu'avec cette méthode les trois quarts des tumeurs peuvent être guéries en un seul traitement, ce qui permet de réduire sensiblement les effets secondaires des médicaments.

En France, deux équipes de recherche sont à la pointe dans le domaine du Bio-électromagnétisme et notamment dans les techniques d'électroporation des milieux biologiques :

- Le groupe de Vectorologie et Thérapeutiques Anticancéreuses (VTA), dirigé par le professeur Luis M. MIR à l'Institut Gustave Roussy à Paris.
- Le groupe dirigé par le professeur Justin TEISSIE à l'Institut de pharmacologie et de biologie structurale à Toulouse.

Dans la partie suivante, une étude de l'influence des paramètres de l'impulsion du champ électrique sur les mécanismes d'électroporation membranaire est présentée.

II. Effet des paramètres des champs électriques pulsés sur la perméabilisation des cellules

II.1. Effet de l'amplitude et de la durée des impulsions

Les premières expériences mettant en évidence les mécanismes d'électroporation ont été réalisées avec des champs électriques de quelques centaines de volts par centimètre avec une durée de l'ordre de la milliseconde ou avec des champs électriques de quelques kilovolts par centimètre pour une durée de l'ordre de la microseconde [16]. Pour atteindre une même efficacité d'électroporation, ces deux paramètres du champ électrique sont souvent inversement proportionnels. En résumé, l'effet d'électroporation semble être sensible à l'énergie transportée par l'impulsion électrique.

L'équipe de Justin Teissié a réalisé plusieurs études concernant l'effet de la durée des impulsions sur la capacité de la cellule à intégrer des molécules de tailles différentes. Ces résultats montrent que la durée de l'impulsion contrôle le pourcentage de pénétration de macromolécules dans la cellule [17]. Plus récemment, plusieurs études ont mis en évidence un effet avec des impulsions de durée encore plus courtes et cela sur des membranes contenues dans le milieu intracellulaire [18], [19], [20]. En effet, dans le cas d'impulsions nanosecondes et sub-nanosecondes, les charges électriques n'ont pas le temps de se déplacer et de modifier le potentiel transmembranaire permettant d'aboutir au processus d'électroporation. Dans ce cas, le champ électrique se propage ainsi dans le milieu intracellulaire et peut créer un phénomène d'électroporation des membranes du noyau ou des mitochondries [21], [22]. Des amplitudes beaucoup plus importantes de champ électrique sont nécessaires (quelques centaines de kV/cm) pour obtenir une efficacité d'électroporation notable. Enfin, certaines publications ont montré que la combinaison d'impulsions de forte et de faible amplitude augmentait l'efficacité de l'électro-transfert de gènes dans les muscles [23].

II.2. Effet du nombre et de la fréquence de répétition des impulsions

Plusieurs études ont montré que le couple nombre et amplitude des impulsions appliquées détermine la phase de déclenchement du mécanisme d'électroporation [24].

Une efficacité similaire de perméabilité des membranes a été obtenue soit par un grand nombre d'impulsions de faible intensité (quelques centaines de V/cm) soit par un nombre plus faible d'impulsions de plus forte amplitude (quelques kV/cm). Le travail de Rubisky a notamment pu déterminer la quantité d'impulsions nécessaires pour effectuer une électroporation irréversible efficace pour le cancer de la prostate et cela sans effet secondaire [25].

Des résultats obtenus par l'équipe de Miklavcic sur l'électroporation de cellules de vésicule endocytotique de souris ont montré qu'un grand nombre d'impulsions de durée de 60 ns et d'intensité de 50 kV/cm ont un effet à la fois sur les membranes interne et externe de la cellule [26]. En réduisant le nombre de ces impulsions, un effet de perméabilité est détecté uniquement sur la membrane plasmique.

La fréquence de répétition joue aussi un rôle important sur la perméabilisation des membranes. L'équipe de Pucihar a montré que le seuil de déclenchement de l'électroporation varie en fonction de la fréquence de répétition (1.170 V/cm pour 1 Hz et 1.565 V/cm pour 8,3 kHz) [27]. Dans le domaine de l'électro-chimiothérapie, il a été montré que l'augmentation de la fréquence de répétition des impulsions réduisait sensiblement les effets secondaires au cours du traitement et notamment les effets dus aux fortes contractions musculaires [28].

II.3. Effet de la forme des impulsions

Certaines études ont montré que la forme de l'impulsion représente un paramètre influant sur l'efficacité de l'électroporation.

L'article scientifique le plus à même de montrer cette dépendance est celui de Kotnik [29]. Des impulsions avec des durées allant de la milliseconde jusqu'à la microseconde et de forme monopolaire, bipolaire, triangulaire ou sinusoïdale ont été testées. Des différences statistiques significatives ont été observées sur l'efficacité de la perméabilisation des membranes lorsque différentes formes d'impulsions sont appliquées. D'autres résultats de ce travail montrent que des impulsions de forme bipolaire sont plus efficaces que des impulsions rectangulaires pour l'électroporation des membranes externes des cellules [30]. Des impulsions d'amplitude inférieure de 20 % par rapport à des impulsions monopolaires ont permis d'obtenir une efficacité de perméabilisation identique. La forme bipolaire et symétrique des impulsions réduit aussi sensiblement la contamination des cellules par le phénomène d'électrolyte de l'applicateur (cuvette à électrode d'aluminium ou de fer par exemple) [31].

Plusieurs modèles numériques ont été mis en place pour expliquer les effets de ces différents paramètres des champs pulsés sur les cellules biologiques [32], [33], [34], [35]. Un travail important a aussi été réalisé dans le domaine de la dynamique moléculaire pour caractériser les propriétés structurales et dynamiques des membranes [36], [37], [38].

Parmi l'ensemble des résultats obtenus sur l'électroporation, on peut considérer que les impulsions électromagnétiques les plus longues, c'est-à-dire présentant les spectres les moins étendus, permettent d'obtenir plus facilement une électroporation de la membrane externe des cellules. Une énergie minimale est néanmoins nécessaire afin d'optimiser le mécanisme. L'application de la puissance électromagnétique peut alors être réalisée en une seule fois par une impulsion ultra longue ou en plusieurs fois par une succession d'impulsions plus courtes. Seule l'énergie totale semble avoir de l'importance.

Pour une électroporation des membranes internes de la cellule (noyau, mitochondries), des impulsions plus courtes sont nécessaires. Les profils de celles-ci ont également un impact notable sur le processus membranaire, ce qui montre une dépendance du taux de perméabilisation en fonction des fréquences présentes dans le spectre des impulsions.

Dans ces conditions, l'amplitude, la durée, la forme, le nombre et la fréquence de répétition des impulsions sont des paramètres influant sur le phénomène de perméabilisation des cellules.

III. Etat de l'art des générateurs d'impulsion pour la perméabilisation des cellules

A l'heure actuelle, il existe une large gamme de générateurs d'impulsions commerciaux utilisés dans le domaine de la recherche biologique ou médicale. Le tableau 1 présente une liste non exhaustive des générateurs utilisés pour l'étude des mécanismes d'électroporation des cellules.

Performances <i>/</i> Electroporateurs	Tension <i>de sortie</i>	Durée de <i>l'impulsion</i>	Fréquence <i>de</i> <i>répétition</i>	Nombre <i>d'impulsions</i>	Forme de <i>l'impulsion</i>
ECM Electroporation System	3000 V	10s - 10 μ s	10 Hz	1 - 99	Rectangulaire
Gene Pulser MXCell BioRAAd	3000 V	10 ms - 50 μ s	10 Hz	1 - 2	Rectangulaire
Gene Pulser MXCell	3000 V	60 ms	5 Hz	NC	Rectangulaire Exponentielle
Cliniporator	100 - 1000 V	100 μ s	1 - 5000 Hz	1 - 20	Rectangulaire
Eppendorf Electroporator 2510	200 - 2000 V	5 ms	NC	1	Exponentielle
Clonaid RMX 2010	5 - 200 V	10 - 990 μ s	1-1000 Hz	1	Rectangulaire
ANGIODYNAMICS NanoKnife	100 - 3000 V	20 - 100 μ s	1 Hz - 10 kHz	NC	Rectangulaire

Tableau 1 Principaux générateurs commerciaux utilisés pour l'étude des phénomènes d'électroporation des cellules

A partir de ce tableau, nous constatons que la majeure partie de ces générateurs ne permettent pas de délivrer des impulsions supérieures à 3 kV et que ces signaux restent limités à des formes de type rectangulaire ou exponentielle.

Dans l'objectif d'explorer de nouveaux mécanismes d'interaction du champ électrique avec des cellules biologiques et notamment dans le milieu intracellulaire, il est nécessaire de pouvoir engendrer des impulsions avec des profils et des amplitudes variés. Des impulsions ultra courtes (de la dizaine de picosecondes à quelques dizaines de nanosecondes), avec des profils temporels et spectraux évolutifs et contrôlables doivent pouvoir être engendrées et cela avec des amplitudes très grandes (supérieures au MV/m).

Dans la partie suivante, un inventaire des principales techniques de génération d'impulsions de haute puissance et des techniques de commutation est présenté.

IV. Etat de l'art de la génération des hautes puissances pulsées

Durant les années 20, le premier générateur d'impulsions a été développé par l'allemand Erwin Marx à l'Institut de la Haute Tension de l'Université de Braunschweig. Son but était de simuler les effets de la foudre sur les équipements électriques et électroniques [39]. Comme dans plusieurs innovations scientifiques du siècle dernier, les applications militaires ont créé une grande émulation scientifique permettant un développement considérable dans les techniques de génération des puissances pulsées. Ces systèmes ont été utilisés pour la production de rayonnement X, la production de plasma haute température ou la guerre électronique.

Dans un premier temps, les systèmes de génération d'impulsions micro-ondes de forte puissance seront présentés puis dans un second temps un inventaire des techniques de commutations sera dressé.

IV.1. Sources micro-ondes à tubes

Une source hyperfréquence à tube est constituée de deux éléments distincts : un faisceau d'électrons comme source d'énergie principale et un circuit hyperfréquence conçu de telle sorte qu'une partie de l'énergie du faisceau d'électrons soit transmise à l'onde électromagnétique par interaction à une fréquence donnée. On distingue deux types de fonctionnement :

- Les tubes de type ordinaire « O » où le champ de focalisation est parallèle à la vitesse des électrons. Dans cette famille, figurent les klystrons, les gyrotrons et les tubes hybrides.
- Les tubes de type « M » ou à champs croisés, où 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. Dans ce groupe, nous pouvons classer les magnétrons, les carcinotrons et les amplificateurs à champs croisés.

Différents ouvrages présentent la théorie des principales sources micro-ondes à tubes [40], [41]. Une synthèse des performances et des applications des principaux tubes est donnée dans le tableau 2.

Tubes	Fréquence	Puissance de sortie	Avantages	Applications
	Largeur de bande		Inconvénients	
Klystron	0.1 - 300 GHz 5 - 10 %	10 kW cw 10 MW pulsé	Forte puissance Faible bruit Faible largeur de bande	Radar, télévision, chauffage industriel, satellite, médecine
TOP à hélice	1- 90 GHz 2 à 3 octaves	20 W cw 20 kW cw	Large bande Rendement	Spatial, radar, télécoms, contre mesure
TOP à cavités couplées	1 - 200 GHz 10 - 20 %	300 W cw 250 kW pulsé	Puissance moyenne Complexité, Coût	Radar avion, satellite, télécoms
Gyrotron	30 - 200 GHz 10%	0.2 - 0.3 Mw Pulsé	Forte puissance Haute fréquence Forte tension	Radar, accélérateur, chauffage industriel
Magnétron	1 - 300 GHz	10 kW cw 10 MW pulsé	Simplicité, coût, robustesse Bruit	Médecine, Chauffage industriel
Amplificateur à champs croisés	1 - 30 GHz 10 - 20 %	1 kW cw 5 MW pulsé	Compacité Rendement Coût, complexité	Radar mobile, radar, chauffage industriel

Tableau 2. Classification des tubes à vide [42]

IV.2. Générateurs à stockage capacitif ou inductif

Le principe des générateurs à stockage capacitif (Figure I.7.a) et inductif (Figure I.7.b) repose sur le stockage de l'énergie électrique dans un condensateur ou une inductance et sur sa restitution à une charge en un temps très bref. Cette opération est réalisée grâce à un commutateur de puissance. Par exemple, pour une énergie de 1 J, on peut obtenir, dans le cas

idéal, une puissance de 1 W crête si l'énergie est délivrée en 1 s, 1 MW si l'énergie est délivrée en 1 μ s ou 1 GW si l'énergie est délivrée en 1 ns.

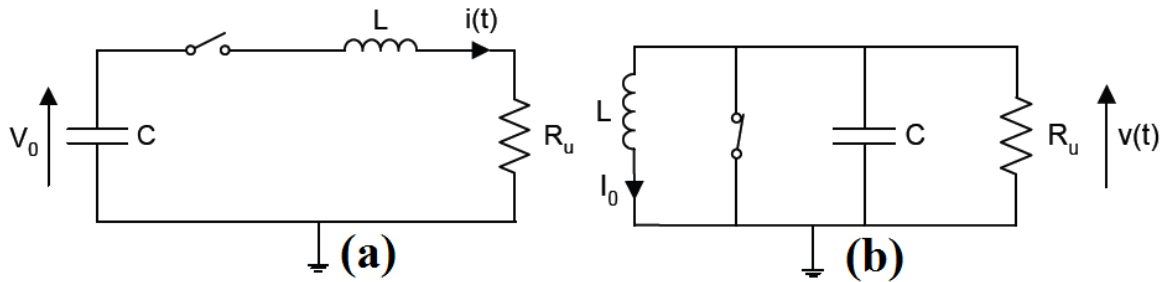


Figure I.7. Schéma de principe de générateur à stockage capacitif (a) et inductif (b)

En fonction du type d'application visée, il sera préférable d'utiliser un stockage de type capacitif permettant un contrôle fiable de la tension de sortie, ou de privilégier un stockage inductif permettant une gestion fine du courant.

L'intérêt principal du stockage inductif réside dans la compacité des systèmes mais reste pénalisé par les commutateurs à ouverture.

Le stockage capacitif fonctionnant avec une technologie de commutation à fermeture rapide offre plus de degrés de liberté et une mise en œuvre moins délicate. Les domaines de commutation allant de la microseconde à la dizaine de picoseconde sont alors accessibles.

Néanmoins, ces types de stockage inductif et capacitif localisés ne permettent pas d'obtenir des profils variés. Seuls des signaux avec des formes de type bi-exponentielles sont engendrés.

IV.3. Lignes et réseaux de mise en forme d'impulsions

IV.3.a. Ligne de mise en forme de l'impulsion

La ligne de mise en forme de l'impulsion (PFL : Pulse forming Line) est considérée comme l'une des techniques les plus simples pour générer, à partir d'une source de tension continue, des impulsions de très courte durée. La figure I.8 présente le principe de base d'une PFL. Composée d'une simple ligne de transmission et d'un ou plusieurs commutateurs rapides, elle peut être utilisée pour des niveaux de tensions élevés.

Un générateur à base de PFL est composé d'une ligne de transmission principale de longueur L et d'un commutateur de sortie. Cette ligne est chargée par une source de tension continue à travers une résistance de grande valeur pour limiter le courant. Le courant maximum autorisé correspond aux limitations de la source continue.

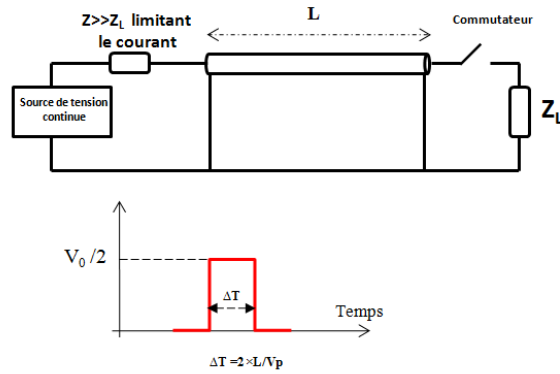


Figure I.8. Principe de base d'une ligne de mise en forme d'impulsion

Une fois la ligne chargée, la fermeture du commutateur de sortie libère, vers la charge Z_L , une impulsion rectangulaire avec une durée ΔT égale à deux fois le temps de propagation

$$\text{dans la ligne : } \Delta T = \frac{2L}{v_p} \quad \text{Équation I.5}$$

$$\text{Avec } v_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad \text{Équation I.6}$$

La tension V_L au niveau de la charge de sortie Z_L peut s'exprimer en fonction de la tension de polarisation V_0 par :

$$V_L = V_0 \times \frac{Z_L}{Z_L + Z_0} \quad \text{Équation I.7}$$

Il est important que le temps de fermeture du commutateur soit plus court que la durée de l'impulsion générée afin de contrôler avec précision la durée et le temps de montée de l'impulsion. Pour des niveaux de tension élevés (de l'ordre de quelques dizaines de kV), les lignes de transmission de type coaxial standard de 50Ω sont privilégiées. Cependant, pour des applications avec des charges de sortie autre que 50Ω , il est plus fonctionnel de passer à des structures de type microruban afin de pouvoir faire varier l'impédance interne du générateur. Une présentation plus détaillée du fonctionnement de ce type de système permettant de générer des formes d'ondes complexes avec des durées variables sera faite dans le chapitre III de ce manuscrit.

IV.3.b. Réseaux de mise en forme de l'impulsion

Un moyen d'augmenter la tension de sortie des générateurs d'impulsions est d'utiliser des structures basées sur des circuits multiplicateurs de tension. Ces réseaux de mise en forme de l'impulsion (PFN : Pulse Forming Networks) permettent d'amplifier la tension de sortie des impulsions tout en gardant la possibilité de faire varier leurs profils [43], [44].

Dans cette partie, nous allons décrire trois des configurations les plus utilisées dans le domaine de la génération des puissances pulsées : Marx, Blumlein et les transformateurs à lignes de transmission (TLT).

Structure Marx

La figure I.9 décrit le schéma électrique d'un générateur de Marx. Le principe du générateur de Marx consiste à charger en parallèle avec une même tension initiale V_0 , N condensateurs puis de les décharger en série, de façon à obtenir une tension $N \times V_0$ sur la charge de sortie.

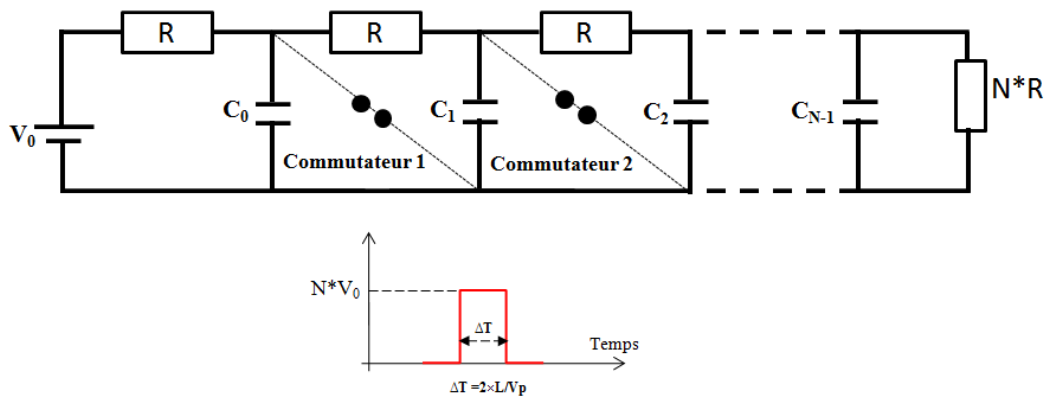


Figure I.9. Schéma électrique d'un générateur de Marx

Ce type de structure est souvent associé à des commutateurs de type éclateurs à gaz et présente l'avantage de fournir des impulsions avec des niveaux de tension élevés (jusqu'à la centaine de kV).

Le point faible de cette structure est une limitation de la fréquence de répétition qui dépend du nombre d'étages. En effet, comme les résistances sont toutes en série, chaque étage est chargé à une allure plus lente que celui qui le précède et le grand nombre d'étages

augmente le temps de charge et limite la fréquence de répétition à quelques dizaines de Hz [45].

Structure Blumlein

La figure I.10 illustre le schéma électrique de ce générateur. Le principe du générateur Blumlein consiste à charger deux lignes de transmission identiques en parallèle et à les décharger en série sur une charge de sortie égale à deux fois l'impédance interne du générateur [46].

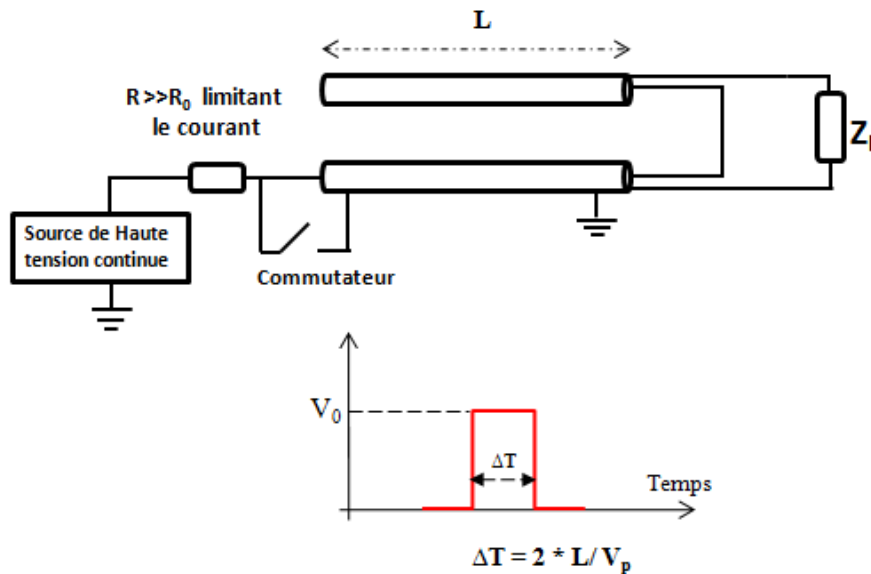


Figure I.10. Schéma électrique d'un générateur de Blumlein

Un premier signal ($-V_0/2$) est transmis vers le commutateur d'entrée et le deuxième signal de ($V_0/2$) vers le circuit ouvert. Après réflexion, les deux signaux se superposent au niveau de la charge afin de fournir une tension de sortie égale à la tension de polarisation V_0 .

Nous remarquons qu'avec cette configuration de base, un des accès aux lignes de transmission est en circuit ouvert ce qui peut amener à prendre quelques précautions afin d'isoler électriquement cette partie.

Ce type de structure est capable d'intégrer plusieurs commutateurs à la fois afin d'obtenir une flexibilité sur la forme d'impulsions. Il est alors possible de générer des impulsions rectangulaires de durées variables ou des impulsions de type bipolaire [44]. L'inconvénient majeur de ces générateurs réside dans la mise en place d'un système de synchronisation entre les différents commutateurs [47].

Transformateur à Lignes de Transmission (TLT) :

La figure I.11 présente le schéma d'un générateur basé sur des transformateurs à lignes de transmission. Comme pour les transformateurs classiques, les transformateurs à lignes de transmission peuvent servir à amplifier une impulsion en conservant ses caractéristiques temporelles d'origine ou à réaliser une adaptation d'impédance.

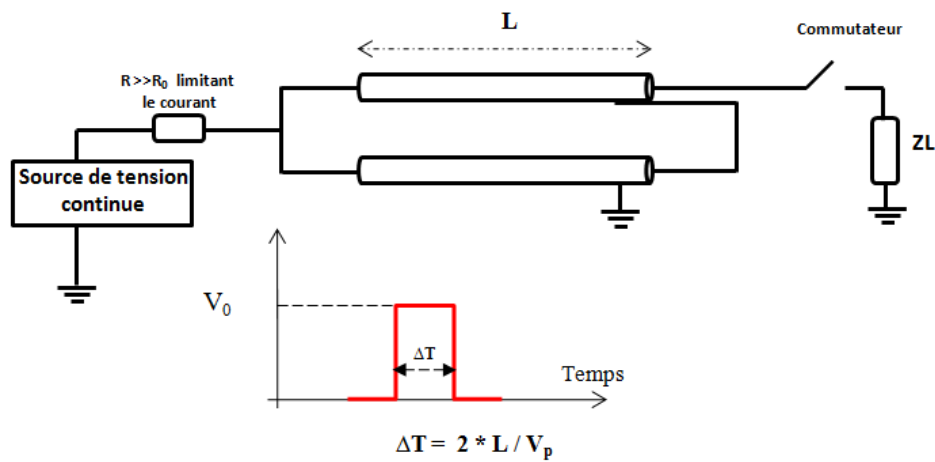


Figure I.11. Schéma électrique d'un générateur basé sur des transformateurs à lignes de transmission

Le principe de fonctionnement de ces générateurs consiste à connecter des lignes de transmission de caractéristiques identiques en parallèle au niveau de l'entrée du circuit et en série au niveau de la sortie. Lorsque la charge de sortie est égale à deux fois l'impédance de chaque ligne de transmission, l'impulsion de sortie générée, garde la même amplitude que la tension de polarisation et une durée d'impulsion égale à deux fois le temps de propagation dans la ligne est engendrée.

Ce type de transformateurs permet d'obtenir des impulsions avec des temps de montée plus courts que les transformateurs classiques qui souffrent des effets des inductances de fuite. Ils sont souvent utilisés comme dispositifs d'adaptation d'impédance entre générateurs et antennes dans le domaine des hyperfréquences. Cependant, le principal défaut des TLT réside dans les pertes dues aux lignes secondaires.

Un descriptif plus détaillé de la théorie du fonctionnement de ce générateur est disponible dans cet ouvrage [47].

Dans la partie suivante, un inventaire des principales technologies utilisées pour la commutation des hautes puissances pulsées est présenté.

V. Etat de l'art des commutateurs hautes tensions

Les commutateurs hautes tensions représentent un élément essentiel dans la génération des puissances pulsées. Le choix de la technologie de commutation affecte les performances des générateurs (forme et amplitude des impulsions, taux de répétition, efficacité de commutation, temps de montée et durée de vie). Dans cette partie est dressée une synthèse des performances des commutateurs les plus utilisés dans la génération d'impulsions courtes et ultra-courtes avec de fortes intensités.

V.1. Les semi-conducteurs de puissance

Les commutateurs à base de semi-conducteur de puissance peuvent être classés selon leurs possibilités de commande : composants non commandables (diode), composants commandables à la fermeture (thyristor) et les composants commandés à la fois à la fermeture et à l'ouverture (transistor bipolaire, transistor MOS, IGBT). Un descriptif des semi-conducteurs les plus utilisés dans la génération des puissances pulsées est donné ci-après.

- **Thyristor.** Le thyristor est le premier semi-conducteur contrôlé permettant de choisir l'instant de déclenchement grâce à l'injection d'une impulsion de courant de quelques ampères. Le thyristor s'arrêtera de commuter lorsque le courant passera à zéro. Les thyristors sont utilisés pour la commutation de très hautes tensions (de l'ordre de quelques kV) mais présentent des temps de commutation assez longs (de 25 à 50 μ s). Ces commutateurs seront privilégiés pour la génération d'impulsions longues (μ s, ms).
- **MOSFET** (Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor). Le transistor MOSFET a été inventé par Lilienfeld et Heil dans les années trente mais la première réalisation réussie se fit attendre jusqu'en 1960. Il s'agit d'un composant semi-conducteur à effet de champ qui se différencie par rapport à un transistor bipolaire classique par le mode de commande. En effet, le MOSFET utilise l'effet de champ à travers l'oxyde de grille pour contrôler la densité de porteurs dans le canal du

dispositif et ainsi l'intensité du courant. Ces composants ne permettent pas de travailler à des niveaux de tension élevés (limités à 1 kV et à 100 A) mais offrent des temps de commutation relativement rapides de l'ordre de 10 ns.

- **IGBT** (Insulated Gate Bipolar Transistor). Le transistor IGBT est basé sur une technologie qui date du début des années 80 et qui succède aux thyristors. C'est un composant semi-conducteur de puissance permettant de travailler à des tensions supérieures à 1 kV. Il garde le même mode de commande que le transistor MOSFET, beaucoup plus simple à mettre en œuvre qu'une commande par courant. Cependant, les temps de commutation de ce type de composant restent relativement élevés (de l'ordre de 200 ns). Ils sont donc inappropriés pour des applications nécessitant une synchronisation rapide dans le domaine nanoseconde et picoseconde.

V.2. Les éclateurs à gaz

L'éclateur à gaz se compose de deux électrodes séparées par un isolant de type gazeux. Cette technologie est commune à plusieurs applications nécessitant une rigidité électrique et une densité de courant élevées. Cette grande tenue en tension est déterminée essentiellement par la géométrie des électrodes, le type et la pression du gaz utilisés. La commutation des éclateurs peut se faire sous deux régimes :

- Régime déclenché où le commutateur est commandé par une énergie externe lumineuse ou électrique. Par le biais de cette énergie, le gaz est pré-ionisé et un milieu conducteur se forme progressivement et se substitue au milieu isolant. L'inconvénient majeur de ce mode de fonctionnement est la détérioration du front de montée due à l'utilisation d'une électrode auxiliaire pour amener l'énergie extérieure.
- Régime relaxé où le déclenchement se fait de façon autonome par l'éclateur. L'initiation de la décharge s'effectue de façon spontanée pour une tension donnée. Ce mode de fonctionnement permet d'obtenir des temps de montée plus courts mais au détriment d'une bonne synchronisation.

L'utilisation des éclateurs à gaz comme technologie de commutation offre la possibilité de travailler à des niveaux de tension élevés (de l'ordre de quelques centaines de kV). Pour les deux modes de déclenchement, les temps de montée restent relativement élevés (quelques dizaine de ns) et une gigue temporelle plus importante est observée. Beaucoup d'efforts ont

été réalisés pour améliorer les temps de commutation [48]. En effet, dans le cas où le déclenchement se fait par l'intermédiaire d'un faisceau laser, les temps de montée deviennent très courts arrivant jusqu'à quelques centaines de picosecondes.

Néanmoins, le réglage des propriétés du gaz et de la distance inter-électrode reste délicat et la reproductibilité des impulsions est pénalisée. En outre, la durée de vie de ces composants reste faible à cause de la forte érosion des électrodes, ce qui peut entraîner une instabilité dans l'éclateur à gaz et donc une difficulté pour contrôler le déclenchement de la commutation.

V.3. Les composants optoélectroniques

La première utilisation du phénomène de la photoconduction pour générer des impulsions électriques fut réalisée en 1975 par David Auston [49]. Il a utilisé, dans son système, du silicium (Si) à haute température combiné avec une ligne microruban. Depuis les années 80, le développement des semi-conducteurs a connu une avancée considérable offrant une meilleure sensibilité, une conductivité thermique grande et des temps de commutation encore plus courts [50].

Il existe deux familles de semi-conducteurs intéressants pour les applications optoélectroniques : les composés III-V et II-VI à bande directe (GaAs par exemple) et les composés IV à bande indirecte (Si par exemple).

Les mécanismes de photoconduction de ce type de composants peuvent être obtenus sous deux régimes différents [51] :

- Régime linéaire : L'énergie d'un photon incident sur le matériau crée uniquement une paire d'électron-trou [52]. Dans ce régime, l'impulsion laser contrôle totalement le processus de commutation et notamment le temps de montée de l'impulsion électrique générée. L'avantage de ce mode est d'avoir une synchronisation forte entre l'impulsion laser et l'impulsion électrique avec une gigue temporelle quasi-nulle. La reproductibilité des impulsions électriques reste excellente et dépend uniquement des performances de stabilité des sources lasers. Néanmoins, l'inconvénient majeur de ce type de composants est la quantité d'énergie optique importante nécessaire pour la commutation de hautes tensions.
- Régime avalanche : Le principe de ce mode de fonctionnement est de provoquer un processus à très fort gain par multiplication des porteurs lors de la collision des charges initiales avec le réseau cristallin [53] [54]. Ces collisions induisent la création

de nouveaux porteurs. L'avantage majeur de ce type de régime de fonctionnement est la faible quantité d'énergie nécessaire pour activer le processus de commutation [55] [56]. Cependant, le mécanisme d'avalanche introduit une gigue temporelle plus importante entre l'impulsion électrique et l'impulsion optique de commande. De plus, avec ce régime il est plus difficile de générer des profils d'impulsion électrique de manière reproductible.

Un descriptif de la théorie des semi-conducteurs et notamment des mécanismes de génération et de recombinaison des porteurs sera détaillé dans le chapitre II de ce manuscrit.

V.4. Résumé des performances des techniques de commutation pour la génération des puissances pulsées

Le tableau 3 résume les performances des technologies de commutation pour la génération de hautes puissances pulsées.

Performances	Semi-conducteurs de puissance	Eclateurs à gaz	Commutateur optoélectronique
Tenue en tension	+	+++	++
Courant de conduction élevé	+	+++	++
Gigue temporelle	+	++	+++
Efficacité	++	++	+++
Taux de répétition	++	+	+++
Coût	+	++	++
Durée de vie	++	+	+++

Tableau 3. Comparaison des performances des principales technologies de commutation

Il apparaît clairement que les composants optoélectroniques permettent de concilier à la fois les besoins pour générer des impulsions ultra-courtes et des impulsions avec des profils temporels et spectraux particuliers. Néanmoins, la tension maximale commutée reste limitée à quelques dizaines de kilovolts.

Le développement et la commercialisation de nouvelles sources lasers compactes, énergétiques et fiables a permis le développement de générateurs optoélectroniques peu encombrants avec la possibilité de faire varier certains paramètres de l'impulsion comme par exemple le profil.

VI. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté le contexte général de l'étude concernant l'utilisation des champs électriques pulsés en particulier dans des applications de bio-électromagnétisme.

L'utilisation d'impulsions électriques longues (ms, μ s) induit des mécanismes d'électroporation de la membrane externe des cellules. La forme, le nombre, l'amplitude, la durée et la fréquence de répétition de ces impulsions influent sur l'efficacité de ce mécanisme. Ces impulsions sont utilisées aujourd'hui en clinique pour le traitement des métastases cutanées et sous-cutanées chez l'homme.

Avec des impulsions plus courtes (ns, ps), des mécanismes d'électroporation des membranes des structures intracellulaires ont été observés. Ce nouveau mécanisme a permis d'envisager de nouvelles applications de ce type d'impulsion.

Dans ce sens, l'objectif de notre travail est de développer un système compact de génération d'impulsions de champ électrique nanosecondes et sub-nanosecondes avec un contrôle le plus complet possible sur les paramètres de ces impulsions (amplitude, durée, contenu spectral).

Pour cela un état de l'art des techniques de génération des hautes puissances pulsées a été présenté. Il apparaît clairement que la technologie des lignes et des réseaux de mise en forme d'impulsions offre les avantages d'une compacité des systèmes, une flexibilité au niveau des paramètres des impulsions et une maîtrise des problèmes hautes fréquences de ces structures.

Une description non exhaustive des techniques de commutation pour la génération d'impulsions électriques a été présentée. Avec une commutation ultrarapide (de l'ordre de la picoseconde) et la possibilité de moduler le profil des impulsions électriques, les composants optoélectroniques se positionnent comme des candidats sérieux pour répondre à nos besoins.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter les grandeurs physique et électriques mises en jeu dans la commutation optoélectronique. Une caractérisation des performances de ces composants sera aussi réalisée.

VII. BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. S. Bretscher, « The Molecules of the Cell Membrane. », *Scientific American*, vol. 253, n^o. 4, p. 100–08, 1985.
- [2] C. Yao, Y. Mi, C. Li, X. Hu, X. Chen, et C. Sun, « Study of transmembrane potentials on cellular inner and outer membrane—Frequency response model and its filter characteristic simulation », *Biomedical Engineering, IEEE Transactions on*, vol. 55, n^o. 7, p. 1792–1799, 2008.
- [3] K. H. Schoenbach, F. E. Peterkin, R. W. Alden III, et S. J. Beebe, « The effect of pulsed electric fields on biological cells: Experiments and applications », *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 25, n^o. 2, p. 284–292, 1997.
- [4] M. S. Bretscher, « The Molecules of the Cell Membrane. », *Scientific American*, vol. 253, n^o. 4, p. 100–08, 1985.
- [5] T. Kotnik et D. Miklavcic, « Analytical description of transmembrane voltage induced by electric fields on spheroidal cells », *Biophysical journal*, vol. 79, n^o. 2, p. 670–679, 2000.
- [6] J. M. Crowley, « Electrical breakdown of bimolecular lipid membranes as an electromechanical instability », *Biophysical Journal*, vol. 13, n^o. 7, p. 711–724, 1973.
- [7] G. Pucihar, T. Kotnik, B. Valič, et D. Miklavčič, « Numerical determination of transmembrane voltage induced on irregularly shaped cells », *Annals of biomedical engineering*, vol. 34, n^o. 4, p. 642–652, 2006.
- [8] J. Teissie et M. P. Rols, « An experimental evaluation of the critical potential difference inducing cell membrane electropermeabilization », *Biophysical journal*, vol. 65, n^o. 1, p. 409–413, 1993.
- [9] H. Wolf, M. P. Rols, E. Boldt, E. Neumann, et J. Teissie, « Control by pulse parameters of electric field-mediated gene transfer in mammalian cells », *Biophysical journal*, vol. 66, n^o. 2, p. 524–531, 1994.
- [10] M. P. Rols et J. Teissié, « Electropermeabilization of mammalian cells to macromolecules: control by pulse duration », *Biophysical journal*, vol. 75, n^o. 3, p. 1415–1423, 1998.
- [11] E. Neumann, S. Kakorin, et K. Toensing, « Fundamentals of electroporative delivery of drugs and genes », *Bioelectrochemistry and bioenergetics*, vol. 48, n^o. 1, p. 3–16, 1999.
- [12] P. J. Canatella, J. F. Karr, J. A. Petros, et M. R. Prausnitz, « Quantitative study of electroporation-mediated molecular uptake and cell viability », *Biophysical Journal*, vol. 80, n^o. 2, p. 755–764, 2001.
- [13] D. S. Dimitrov, « Electroporation and electrofusion of membranes », *Handbook of Biological Physics*, vol. 1, p. 851–901, 1995.

- [14] E. Neumann, A. E. Sowers, et C. A. Jordan, *Electroporation and electrofusion in cell biology*. Springer Us, 1989.
- [15] A. J. H. Sale et W. A. Hamilton, « Effects of high electric fields on microorganisms:: I. Killing of bacteria and yeasts », *Biochimica et Biophysica Acta (BBA)-General Subjects*, vol. 148, n^o. 3, p. 781–788, 1967.
- [16] E. Neumann, M. Schaefer-Ridder, Y. Wang, et P. H. Hofschneider, « Gene transfer into mouse lymphoma cells by electroporation in high electric fields. », *The EMBO journal*, vol. 1, n^o. 7, p. 841, 1982.
- [17] L. M. Mir et al., « Effective treatment of cutaneous and subcutaneous malignant tumours by electrochemotherapy. », *British journal of cancer*, vol. 77, n^o. 12, p. 2336, 1998.
- [18] L. M. Mir, H. Banoun, et C. Paoletti, « Introduction of definite amounts of nonpermeant molecules into living cells after electroporation: direct access to the cytosol », *Experimental cell research*, vol. 175, n^o. 1, p. 15–25, 1988.
- [19] M. P. Rols et J. Teissié, « Electroporation of mammalian cells to macromolecules: control by pulse duration », *Biophysical journal*, vol. 75, n^o. 3, p. 1415–1423, 1998.
- [20] K. H. Schoenbach et al., « The effect of intense subnanosecond electrical pulses on biological cells », *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 36, n^o. 2, p. 414–422, 2008.
- [21] K. H. Schoenbach, S. J. Beebe, et E. S. Buescher, « Intracellular effect of ultrashort electrical pulses », *Bioelectromagnetics*, vol. 22, n^o. 6, p. 440–448, 2001.
- [22] K. H. Schoenbach et al., « Ultrashort electrical pulses open a new gateway into biological cells », *Proceedings of the IEEE*, vol. 92, n^o. 7, p. 1122–1137, 2004.
- [23] S. J. Beebe, P. F. Blackmore, J. White, R. P. Joshi, et K. H. Schoenbach, « Nanosecond pulsed electric fields modulate cell function through intracellular signal transduction mechanisms », *Physiological Measurement*, vol. 25, p. 1077, 2004.
- [24] P. T. Vernier, Y. Sun, L. Marcu, S. Salemi, C. M. Craft, et M. A. Gundersen, « Calcium bursts induced by nanosecond electric pulses », *Biochemical and biophysical research communications*, vol. 310, n^o. 2, p. 286–295, 2003.
- [25] F. M. Andre et al., « Efficiency of high-and low-voltage pulse combinations for gene electrotransfer in muscle, liver, tumor, and skin », *Human gene therapy*, vol. 19, n^o. 11, p. 1261–1272, 2008.
- [26] A. M. Lebar et D. Miklavčič, « Cell electroporation to small molecules in vitro: control by pulse parameters », *Radiol*, vol. 35, n^o. 3, p. 193–202, 2001.
- [27] J. Rubinsky, G. Onik, P. Mikus, et B. Rubinsky, « Optimal parameters for the destruction of prostate cancer using irreversible electroporation », *The Journal of urology*, vol. 180, n^o. 6, p. 2668–2674, 2008.

- [28] T. B. Napotnik, M. Reberšek, T. Kotnik, E. Lebrasseur, G. Cabodevila, et D. Miklavčič, « Electroporation of endocytotic vesicles in B16 F1 mouse melanoma cells », *Medical and Biological Engineering and Computing*, vol. 48, n° 5, p. 407–413, 2010.
- [29] G. Pucihar, L. M. Mir, et D. Miklavi, « The effect of pulse repetition frequency on the uptake into electroporated cells in vitro with possible applications in electrochemotherapy », *Bioelectrochemistry*, vol. 57, n° 2, p. 167–172, 2002.
- [30] D. Miklavcic et al., « The effect of high frequency electric pulses on muscle contractions and antitumor efficiency in vivo for a potential use in clinical electrochemotherapy », *Bioelectrochemistry*, vol. 65, n° 2, p. 121–128, 2005.
- [31] T. Kotnik, G. Pucihar, M. Reberšek, D. Miklavi, et L. M. Mir, « Role of pulse shape in cell membrane electroporation », *Biochimica et Biophysica Acta (BBA)- Biomembranes*, vol. 1614, n° 2, p. 193–200, 2003.
- [32] T. Kotnik, L. M. Mir, K. Flisar, M. Puc, et D. Miklavi, « Cell membrane electroporation by symmetrical bipolar rectangular pulses* 1:: Part I. Increased efficiency of permeabilization », *Bioelectrochemistry*, vol. 54, n° 1, p. 83–90, 2001.
- [33] T. Kotnik, D. Miklavi, et L. M. Mir, « Cell membrane electroporation by symmetrical bipolar rectangular pulses* 1:: Part II. Reduced electrolytic contamination », *Bioelectrochemistry*, vol. 54, n° 1, p. 91–95, 2001.
- [34] R. P. Joshi et al., « Simulations of intracellular calcium release dynamics in response to a high-intensity, ultrashort electric pulse », *Physical Review E*, vol. 75, n° 4, p. 041920, 2007.
- [35] N. Pavšelj, V. Prát, et D. Miklavčič, « A numerical model of skin electroporation based on in vivo experiments », *Annals of biomedical engineering*, vol. 35, n° 12, p. 2138–2144, 2007.
- [36] N. Pavšelj et D. Miklavčič, « Numerical modeling in electroporation-based biomedical applications », *Radiology and Oncology*, vol. 42, n° 3, p. 159–168, 2008.
- [37] T. Kotnik et D. Miklavcic, « Second-order model of membrane electric field induced by alternating external electric fields », *Biomedical Engineering, IEEE Transactions on*, vol. 47, n° 8, p. 1074–1081, 2000.
- [38] L. Rivail, C. Chipot, B. Maigret, I. Bestel, S. Sicsic, et M. Tarek, « Large-scale molecular dynamics of a G protein-coupled receptor, the human 5-HT₄ serotonin receptor, in a lipid bilayer », *Journal of Molecular Structure: THEOCHEM*, vol. 817, n° 1-3, p. 19–26, 2007.
- [39] A. Khalfa, W. Treptow, B. Maigret, et M. Tarek, « Self assembly of peptides near or within membranes using coarse grained MD simulations », *Chemical Physics*, vol. 358, n° 1-2, p. 161–170, 2009.

- [40] J. Hénin, B. Maigret, M. Tarek, C. Escrieut, D. Fourmy, et C. Chipot, « Probing a model of a GPCR/ligand complex in an explicit membrane environment: the human cholecystokinin-1 receptor », *Biophysical journal*, vol. 90, n^o. 4, p. 1232–1240, 2006.
- [41] D. F. Warne et I. of E. Engineers, *Advances in high voltage engineering*. IET, 2004.
- [42] R. J. Barker et E. Schamiloglu, *High-power microwave sources and technologies*. IEEE Press New York, 2001.
- [43] F. GARDIOL, « Traité d'électricité Volume 13: hyperfréquences », 1987.
- [44] Nicolas, Faure, « FAURE Nicolas. Modélisation électromagnétique en présence de charges d'espace : application à l'étude de tubes électroniques de type magnétron [En ligne]. Thèse de doctorat : Électronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique. Limoges : Université de Limoges, 2006 ».
- [45] M. Sack et R. Stangle, « A bipolar Marx generator for a mobile electroporation device », in *2007 16th IEEE International Pulsed Power Conference*, Albuquerque, NM, 2007, p. 1319-1322.
- [46] M. Rebersek et al., « Blumlein configuration for high-repetition-rate pulse generation of variable duration and polarity using synchronized switch control », *IEEE Transactions on Bio-Medical Engineering*, vol. 56, n^o. 11, p. 2642-2648, nov. 2009.
- [47] H. Heo et al., « Compact Marx generator for repetitive applications », in *Pulsed Power Conference, 2007 16th IEEE International*, vol. 1, p. 874–876.
- [48] BLUMLEIN A.D, « British Patent n^o589 127 ». oct-1947.
- [49] P. W. Smith, *Transient electronics: pulsed circuit technology*. J. Wiley, 2002.
- [50] B. Cadilhon et al., « Development of a fast Marx generator for high power ultra wideband pulse radiation ».
- [51] D. H. Auston, *Picosecond semiconductor electronic switch controlled by optical means*. Google Patents, 1975.
- [52] A. Karabegovic, R. M. O'Connell, et W. C. Nunnally, « Photoconductive switch design for microwave applications », *Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on*, vol. 16, n^o. 4, p. 1011–1019, 2009.
- [53] G. M. Loubriel et al., « Photoconductive semiconductor switches », *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 25, n^o. 2, p. 124–130, 2002.
- [54] G. Renxi, Z. Yimen, Y. Linan, S. Shunxiang, Z. Tongyi, et Z. Yuming, « Characterization of the performance parameters of linear photoconductive semiconductor switches », in *Solid-State and Integrated-Circuit Technology, 2001. Proceedings. 6th International Conference on*, 2002, vol. 2, p. 1270–1273.

- [55] F. J. Zutavern, G. M. Loubriel, M. W. O'Malley, W. D. Helgeson, et D. L. McLaughlin, « High gain photoconductive semiconductor switching », Sandia National Labs., Albuquerque, NM (USA), 1991.
- [56] M. Tani, K. Sakai, et H. Mimura, « Ultrafast photoconductive detectors based on semi-insulating GaAs and InP », *JAPANESE JOURNAL OF APPLIED PHYSICS PART 2 LETTERS*, vol. 36, p. 1175–1178, 1997.
- [57] G. M. Loubriel et al., « Longevity of optically activated, high gain GaAs photoconductive semiconductor switches », *Plasma Science, IEEE Transactions on*, vol. 26, n^o. 5, p. 1393–1402, 1998.
- [58] F. J. Zutavern et al., « Properties of high gain GaAs switches for pulsed power applications », in *Pulsed Power Conference, 1997. Digest of Technical Papers. 1997 11th IEEE International*, 1997, vol. 2, p. 959–964.

CHAPITRE II:

La photocommutation pour la génération d'impulsions électriques brèves

I.Introduction

La commutation optoélectronique, technique permettant une conversion ultrarapide d'un signal optique en signal électrique, est devenue une branche de plus en plus vitale pour les télécommunications basées sur la fibre optique. Des avancées considérables dans les techniques d'épitaxie ont permis de concevoir des composants de plus en plus rapides et performants.

Dans le domaine de la génération des champs électriques pulsés, ces composants optoélectroniques doivent présenter une résistivité hors éclairage très grande, des porteurs au temps de vie très courts (pour obtenir des impulsions très brèves), une grande mobilité (pour obtenir des signaux intenses) et une grande tension de claquage (pour supporter les grandes tensions de polarisation).

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord les grandeurs physiques et électriques associées au semi-conducteur afin de mieux comprendre le phénomène de la photoconduction. Les effets de ces paramètres sur le profilage des impulsions électriques générées seront également abordés.

Ensuite, une méthode électro-optique pour la caractérisation de ces composants hors équilibre sera décrite. L'étude de l'effet de l'illumination optique et du champ électrique de polarisation sur le comportement de ces matériaux sera proposée.

L'objectif de cette étude est d'appréhender les limites de fonctionnement de ces composants et de fixer les conditions optimales pour des commutations à haut rendement.

II. Grandeurs physiques et électriques de la commutation optoélectronique

II.1. Grandeurs physiques

II.1.a. Génération des porteurs

La génération d'un excès de porteurs dans un matériau semi-conducteur peut intervenir de diverses manières (radiations ionisantes, champs électriques intenses, déséquilibre thermique). Dans le cas, d'une commutation optoélectronique, ce mécanisme est déclenché par l'illumination par faisceau optique.

Dans un réseau cristallin, les atomes ne peuvent être considérés comme séparés les uns des autres. Au contraire, les électrons sont mis en commun pour réaliser les liaisons covalentes du cristal. Soumis à l'influence du potentiel des atomes voisins, leurs niveaux d'énergie se groupent en bandes d'énergie continues séparées par des bandes dites « interdites ». Les derniers niveaux d'énergies autorisés pour les électrons sont contenus dans la bande de valence et la bande immédiatement supérieure qui est la bande de conduction.

Lorsqu'un faisceau optique est appliqué sur le réseau cristallin, l'énergie incidente se transmet aux électrons de la bande de valence leur permettant de passer à la bande de conduction. Ce phénomène s'accompagne d'une modification des propriétés électriques du semi-conducteur passant d'un état isolant à un état conducteur. Selon le type du matériau utilisé, il existe deux modes de fonctionnement qui modulent la courbe de génération des porteurs.

- Un régime d'avalanche, dont la courbe d'évolution des porteurs est différente de celle du profil de l'impulsion optique mais ceci permet de générer une quantité de porteurs beaucoup plus importante que celle des photons. Il en résulte une gigue temporelle forte rendant impossible la synchronisation parfaite entre le déclenchement de deux semi-conducteurs.
- Un régime linéaire où le profil de l'impulsion optique contrôle l'évolution de la quantité des porteurs en évitant toute gigue temporelle entre la commande optique et la réponse du semi-conducteur (un photon est égal à une paire électron-trou).

Pour la génération d'impulsion à profil variable, il est nécessaire d'utiliser des composants fonctionnant en régime linéaire afin de contrôler parfaitement le temps de montée et la reproductibilité des impulsions générées.

Notons qu'au delà des caractéristiques intrinsèques des semi-conducteurs, l'environnement de ce dernier (champ électrique appliqué, température et les conditions de surface) influe aussi sur la quantité de porteurs engendrés.

II.1.b. Mobilité des porteurs

Le premier paramètre décrivant le mouvement des électrons et des trous d'un semi-conducteur est la mobilité des porteurs. En absence de tout champ électrique, les porteurs libres se déplacent aléatoirement selon un mouvement de type Brownien avec une vitesse moyenne nulle. La température du matériau définit la vitesse thermique v_{th} qui traduit le déplacement entre deux collisions :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3Tk_B}{m}} \quad \text{Équation II.1}$$

où m représente la masse effective des électrons ou des trous en kg
 K_B représente la constante de Boltzman qui vaut $1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
 T correspond à la température absolue exprimée en kelvin

L'application d'un champ électrique accélère le mouvement des porteurs et augmente leur énergie. Cependant, les collisions qu'ils subissent peuvent à la fois leur faire perdre de l'énergie et modifier leur direction de propagation. Un équilibre est atteint entre l'accélération sous l'effet du champ électrique et le ralentissement sous l'effet des collisions. Cela se traduit par une vitesse moyenne de déplacement des porteurs non nulle appelée « vitesse de dérive ». L'aptitude des porteurs à se déplacer sous l'effet d'un champ électrique définit la mobilité des porteurs :

$$\mu = \frac{q\tau}{m} \quad \text{Équation II.2}$$

Avec μ la mobilité en $\text{cm}^2\text{V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
 τ le temps entre deux collisions en s

La mobilité est donc inversement proportionnelle à la masse effective et dépend des collisions dans le cristal.

Cette grandeur est importante car elle influe directement sur le profilage des impulsions que l'on va générer. En effet, une mobilité importante des porteurs dans un matériau optoélectronique offre la possibilité d'avoir une décroissance significative de la résistivité sous l'effet d'un champ optique modéré. Il est alors plus facile d'engendrer des impulsions électriques courtes et énergétiques.

II.1.c. Recombinaison des porteurs

Après l'excitation optique, un phénomène inverse à la génération, appelé « recombinaison des porteurs », intervient pour réduire l'excès de charges et rétablir un équilibre. Ce processus s'accompagne de l'émission d'un photon lors du passage des électrons du minimum de la bande de conduction au maximum de la bande de valence, il s'agit alors de « recombinaison radiative ». La présence de défauts ou d'impuretés chimiques dans le réseau crée des niveaux discrets d'énergie à l'intérieur de la bande interdite qui a pour conséquence l'apparition de centres de recombinaisons ou de pièges. Cela s'accompagne par l'émission de phonons et une dissipation thermique de l'énergie dans le réseau, on parle alors de « recombinaison non radiative ». Enfin, l'énergie émise peut être transmise à une troisième particule sous la forme d'énergie cinétique pour le cas d'une « recombinaison d'Auger ».

Notons que le temps de recombinaison des porteurs dépend de la nature du matériau mais aussi des techniques d'épitaxie qui ont contribué à le façonner [1].

La quantification des phénomènes de génération et de recombinaison des porteurs à l'échelle microscopique fait appel à la mécanique quantique, ce qui présente une complexité mathématique importante même pour des cas simples comme une transition électronique directe entre le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence.

En pratique, une approche phénoménologique est adoptée pour quantifier ce mécanisme qui fait appel à des modèles cinétiques plus simples.

Le modèle de Shockley-Read [2], par exemple, rend bien compte des phénomènes de la recombinaison des porteurs de charges en excès dans un photocommutateur hors équilibre. Le taux de recombinaison [3] peut alors se calculer en utilisant la formule suivante :

$$R(n, p) = \frac{v_{thn} v_{thp} \sigma_n \sigma_p g_0 g_1 N_t (pn - n_i^2)}{v_{thn} \sigma_n (g_{1n} + g_0 n_1) + v_{thp} \sigma_p (g_{0p} + g_1 p)} \quad \text{Équation II.3}$$

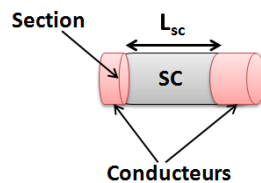
Avec n, p	Les concentrations des trous et des électrons en m^{-3} (ou cm^{-3})
σ_n, σ_p	Les sections efficaces des porteurs en cm^2
v_{thn}, v_{thp}	Les vitesses thermiques des porteurs en ms^{-1} (ou cms^{-1})
g_0	Facteur de dégénérescence en absence d'électrons
g_1	Facteur de dégénérescence en présence d'électrons
N_t	Densité des centres de recombinaison en m^{-3} (ou cm^{-3})

La durée de ce phénomène (de quelques dizaines de picosecondes à quelques microsecondes) est d'autant plus importante qu'elle fixe la limite du temps de conduction que l'on peut avoir dans des matériaux semi-conducteurs et par conséquent détermine la durée des impulsions électriques générées.

II.2. Grandeurs électriques

II.2.a. Rigidité diélectrique des photocommutateurs

L'utilisation de ces composants pour la génération de hautes puissances pulsées exige une rigidité diélectrique importante. Ce paramètre dépend à la fois du type du matériau et de la longueur du semi-conducteur l_{sc} entre les deux conducteurs. La relation suivante donne la rigidité électrique maximale V_m du semi-conducteur :



$$V_m = l_{sc} \times E \quad \text{Équation II.4}$$

Par ailleurs, la section du matériau fixe la densité de courant qui peut circuler à travers le matériau.

Avec $E = 90 \text{ kV/cm}$ pour du silicium et $E = 140 \text{ kV/cm}$ pour du GaAs

II.2.b. Résistance du photocommutateur

Sans illumination optique du matériau et à l'équilibre thermodynamique, les électrons sont excités essentiellement par l'énergie thermique selon le modèle de Boltzmann. Un courant faible, appelé courant d'obscurité, est observé et est dû principalement aux niveaux d'énergies superficielles. Le matériau présente une grande qualité d'isolation et une grande résistivité ρ_0 est observée dans le semi-conducteur. La résistance à l'état d'isolation peut se calculer par :

$$R_{Isolation} = \frac{\rho_0 \cdot h_s}{w_s d_s} \quad \text{Équation II.5}$$

Lorsque le matériau est hors équilibre, l'énergie optique apportée, modifie le nombre de porteurs et le matériau semi-conducteur passe d'un état d'isolation à un état de conduction. Dans le cas où le temps de recombinaison des porteurs T_r est très grand par rapport à la durée des impulsions électriques, la résistance de conduction peut se calculer par [4] :

$$R_{Conduction} = \frac{h_s^2 E_p}{(1-r) \mu_s q_e E_0} \quad \text{Équation II.6}$$

Avec	h_s	Hauteur du photocommutateur en m
	w_s	Largeur du photocommutateur en m
	d_s	Epaisseur du photocommutateur en m
	E_p	Energie d'un photon en eV
	r	Coefficient de réflexion à la surface
	μ_s	Somme de la mobilité des trous et des électrons $m^2 V^{-1} s^{-1}$
	q_e	Charge d'un électron en C
	E_0	Energie optique incidente totale en J
	T_r	Temps de recombinaison en s

Pour des temps de recombinaison T_r inférieurs à la largeur des impulsions électriques, l'expression de la résistance de conduction devient :

$$R_{Conduction} = \frac{h_s^2 E_p}{(1-r) \mu_s q_e T_r E_0} \quad \text{Équation II.7}$$

Cette valeur de la résistance de conduction, appelée aussi « résistance résiduelle » est souhaitée la plus faible possible dans le système de génération des impulsions électriques brèves. En effet, une résistance résiduelle importante introduit des pertes lors de la libération des charges et conduit à un affaiblissement du rendement de commutation.

Une étude sur la caractérisation de cette résistance sera détaillée dans la suite de ce chapitre.

III. Performances et limitations des matériaux semi-conducteur hors équilibre

III.1. Effets des caractéristiques de l'impulsion optique : énergie et longueur d'onde

L'incidence d'un flux lumineux avec une énergie par photon supérieure à l'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction induit des phénomènes de réflexion, d'absorption et de diffusion. La partie absorbée par le semi-conducteur est responsable de la génération du courant de photoconduction. Ce mécanisme est décrit de façon phénoménologique par le coefficient d'absorption optique [5].

Cette profondeur d'absorption du matériau semi-conducteur dépend à la fois des caractéristiques du composant (bande interdite, impuretés chimiques, conditions de surface) mais aussi de la longueur d'onde des impulsions optiques utilisées. Par exemple, pour des matériaux à base de silicium, la longueur d'onde doit être inférieure à $1.09 \mu\text{m}$ correspondant à une bande interdite de 1.142 eV . Les coefficients d'absorption de plusieurs semi-conducteurs sont comparés dans la figure II.1.

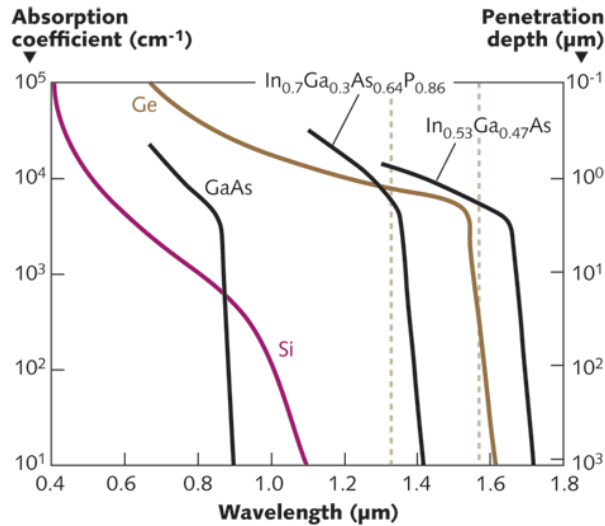


Figure II.1. Coefficient et profondeur d'absorption de quelques semi-conducteurs en fonction de la longueur d'onde de l'impulsion optique [6]

Afin d'obtenir une génération homogène des porteurs dans tout le volume du semi-conducteur, la longueur d'onde du faisceau optique doit être fixée avec un compromis entre le coefficient d'absorption et la profondeur de pénétration dans le semi-conducteur.

Un deuxième paramètre important à prendre en considération est la quantité d'énergie optique nécessaire pour la commutation à haute tension. Une faible énergie optique ne permettra pas de baisser suffisamment la résistance du photocommutateur ce qui pénalise à la fois le rendement de commutation mais aussi le profilage des impulsions.

Trop d'énergie optique peut exciter les électrons à des niveaux élevés dans la bande de conduction. Ainsi, les électrons tendent naturellement à revenir à des états du fond de la bande de conduction. Ce mécanisme de perte progressive d'énergie s'accompagne par l'émission de phonons qui sont à l'origine d'un réchauffement du réseau cristallin. Cette thermalisation affecte les performances de ces composants et peut pénaliser la reproductibilité du profil des impulsions électriques générées. Ainsi, une quantité d'énergie optimale pour une tension de polarisation donnée est à définir pour le bon fonctionnement du système.

III.2. Effets des champs intenses

Le premier phénomène mis en évidence par l'application de champs électriques très intenses au voisinage du semi-conducteur est une possible dépendance non linéaire de la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique. Pour des champs faibles, la mobilité varie linéairement en fonction du champ électrique selon la loi d'Ohm. Au-dessus de

1 kV/cm, le comportement de la mobilité des porteurs devient plus complexe avec un effet de saturation de la vitesse de déplacement. Pour des matériaux comme le Silicium ou le Germanium, on a respectivement des vitesses de l'ordre de 10^7 cm/s et $6 \cdot 10^6$ cm/s [7].

La figure II.2 présente le comportement de la vitesse de saturation dans le silicium, le germanium et dans l'arséniure de galium en fonction du champ électrique. Pour des semi-conducteurs à base d'arséniure de galium, l'augmentation du champ électrique au-delà de 3.2 kV/cm induit une décroissance importante de la mobilité des porteurs [8] [9].

Cette diminution de la mobilité a pour conséquence une augmentation de la résistance résiduelle du photocommutateur. On parle alors de résistance différentielle négative ou « effet Gunn ».

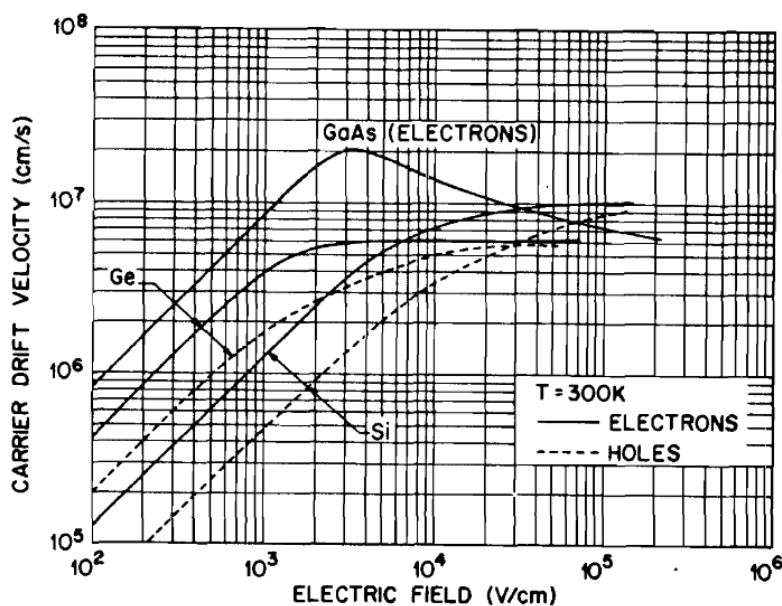


Figure II.2. Vitesse de saturation des porteurs dans le Silicium, le Germanium et l'Arséniure de galium en fonction du champ électrique [10]

Un deuxième phénomène important à prendre en considération et qui modifie le comportement des matériaux semi-conducteurs en fonction du champ électrique est l'effet Franz-Keldysh [11][12][13]. Ce mécanisme décrit le changement d'absorption optique des semi-conducteurs en fonction du champ électrique appliqué. Cela se traduit théoriquement par l'introduction dans l'équation de Schrödinger d'un terme de perturbation traduisant l'effet du champ électrique sur les transitions optiques inter bandes dans les semi-conducteurs. Notons que cela a pour conséquence la probabilité d'apporter une quantité d'énergie optique plus grande pour atteindre le même rendement de commutation.

Pour des matériaux à bande interdite directe comme le GaAs, cet effet est plus accentué avec des grandes variations du coefficient d'absorption optique.

III.3. Effets des défauts et des impuretés chimiques

La mobilité des porteurs est le premier paramètre impacté par l'introduction d'impuretés dans un matériau semi-conducteur. En effet, la présence de ces impuretés augmente la probabilité de chocs entre les charges et les défauts et diminue ainsi le temps entre les collisions. La mobilité [14] est directement pénalisée et peut être calculée par :

$$\mu \approx \frac{m^{-1} T^{\frac{3}{2}}}{N_d} \quad \text{Équation II.8}$$

Avec m la masse effective des électrons ou des trous en kg
 N_d densité de défauts en m^{-3} (ou cm^{-3})
 T température absolue en kelvin

La figure II.3 présente le comportement des porteurs dans un matériau de silicium en fonction du dopage.

L'intérêt d'incorporer des défauts par dopage, par exemple, est de réduire le temps de recombinaison des porteurs. Ces défauts diminuent le temps de vie des charges en agissant comme des pièges ou des centres de recombinaison rapides. Le modèle de Schokley-Read-Hall quantifie le temps de vie des porteurs τ_t en fonction de la probabilité qu'un électron transite dans la zone proche d'un défaut par [15] :

$$\tau_t = \frac{1}{\sigma(v)N_d} \quad \text{Équation II.9}$$

Avec σ la section efficace de piégeage en cm^2
 N_d la densité de pièges en m^{-3} (ou cm^{-3})
 (v) la vitesse moyenne des porteurs en ms^{-1} (ou cms^{-1})

Enfin, notons que les impuretés dues au dopage tendent à augmenter la résistivité du semi-conducteur hors éclairage, ce qui a pour conséquence une diminution du courant de fuite dans l'obscurité.

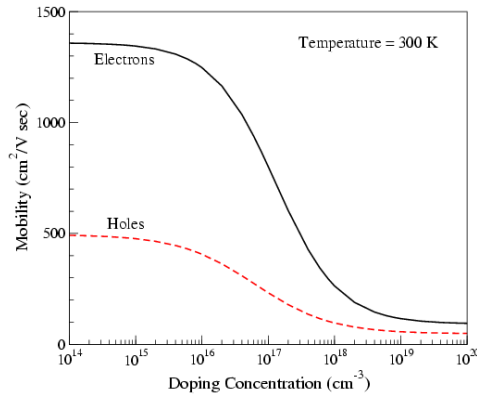


Figure II.3. Mobilité des électrons et des trous en fonction du dopage pour un matériau à base de silicium à température ambiante [16]

IV.Choix d'un composant optoélectronique adapté pour la génération d'impulsions électriques brèves

Deux familles de semi-conducteurs sont considérées comme les plus adaptées pour les applications optoélectroniques : les composés III-V et II-VI à bande directe et les composés IV à bande indirecte.

Les potentialités de ces matériaux à effectuer des commutations optoélectroniques ultrarapides avec un haut rendement, dépendent de leur largeur de bande interdite, de l'énergie de création des paires électron-trou, de la mobilité et du temps de recombinaison des porteurs.

Plusieurs types de semi-conducteurs ont été étudiés pour la génération des puissances pulsées (GaAs [17] [18], Si [19], Fe : InP [20], GaP [21], diamant [22]) mais les matériaux les plus utilisés restent le silicium (Si), l'Arséniure de galium (GaAs) et le Germanium (Ge).

Le tableau suivant résume les propriétés intrinsèques des ces semi-conducteurs.

Caractéristiques	Si	GaAs	Ge
Gap en énergie (eV) à 300 K	1,115	1,4	0,665
Densité intrinsèque de porteurs (cm ⁻³) à 300 K	1,5 10 ¹⁰	1,1 10 ⁷	2,4 10 ¹³
Résistivité intrinsèque (Ω .cm) à 300 K	2,3 10 ⁵	10 ⁸	47
Mobilité des électrons (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	1350	8500	3900
Mobilité des trous (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	480	400	1900
Longueur d'onde (nm)	1128	886	1870
Temps de recombinaison (s)	10 ⁻⁵	1	1

Tableau 1. Caractéristiques intrinsèques du Silicium, Germanium et de l'Arséniure de galium

Le GaAs offre une mobilité des porteurs très grande par rapport aux autres semi-conducteurs et se place comme un candidat sérieux pour générer des photocourants très intenses. En plus, les résistivités importantes, qu'offrent des matériaux à base de GaAs, sont particulièrement adaptées pour les applications de champ fort. Enfin, le fonctionnement du GaAs suit un modèle non linéaire dit « régime d'avalanche » permettant l'apport d'une quantité d'énergie optique moindre qu'en régime linéaire pour la génération d'impulsions haute tension [23].

Cependant pour des champs dépassant 10^4 V/cm la décroissance de la mobilité des porteurs pénalise le rendement de commutation. En plus, le régime d'avalanche présente une gigue temporelle plus importante (>dizaines de ps) ce qui rend plus difficile la mise en place d'une synchronisation avec tout système d'imagerie en temps réel.

Au-delà de ses qualités industrielles (matériaux non toxique et abondant), le silicium offre des propriétés intrinsèques très intéressantes pour les applications optoélectroniques. Il présente une bonne absorption optique au rayonnement visible et une pénétration importante au rayonnement infrarouge. En plus, il permet de garantir un régime linéaire quelque soit le champ électrique appliqué. Néanmoins, la mobilité des porteurs est moins importante que pour le GaAs et le temps de recombinaison des charges reste très long (de l'ordre de quelque μ s). Une solution pour réduire significativement ce temps de recombinaison est l'utilisation de matériaux de type silicium dopé.

Enfin le germanium était le matériau semi-conducteur choisi pour la réalisation du premier transistor en 1947. A cause de son bas point de fusion et de sa bande interdite étroite, le germanium a été supplanté par le silicium dans les domaines de la microélectronique et de l'optoélectronique.

Les sources hyperfréquences que l'on souhaite développer visent à générer des impulsions avec deux types de caractéristiques :

- Des impulsions avec des amplitudes de l'ordre de la dizaine de kV pour des largeurs proches de la dizaine de nanosecondes.
- Des impulsions avec des amplitudes de l'ordre de quelques kV avec des largeurs comprises entre quelques nanosecondes et la centaine de picosecondes.

A partir de ces exigences, notre choix s'est porté sur deux composants optoélectroniques ultrarapides à base de silicium dopé avec des tensions de rupture de 4 kV et

de 20 kV. Le même type de composants a déjà été utilisé au sein d'XLIM dans le cadre de la thèse de Monsieur B. Vergne pour des applications de type radar à bande spectrale ultra-large [25]. Ces composants ont montré de très bonnes performances optoélectroniques et des aptitudes pour réaliser un contrôle complet du profil temporel et spectral des impulsions générées.

Le choix de ce type de composant a été aussi validé par la possibilité de l'intégrer dans un système synchronisé entre la partie de génération d'impulsions électriques et une partie d'imagerie en temps réel.

L'objectif est d'observer, en temps réel, les effets des impulsions de champ électrique sur les mécanismes d'électroporation des cellules. Le régime linéaire de fonctionnement de ces composants optoélectroniques permet de coupler ces deux parties sans gigue temporelle en utilisant une source laser unique. La figure II.4 décrit un système d'imagerie couplé avec la partie génération d'impulsions électriques.

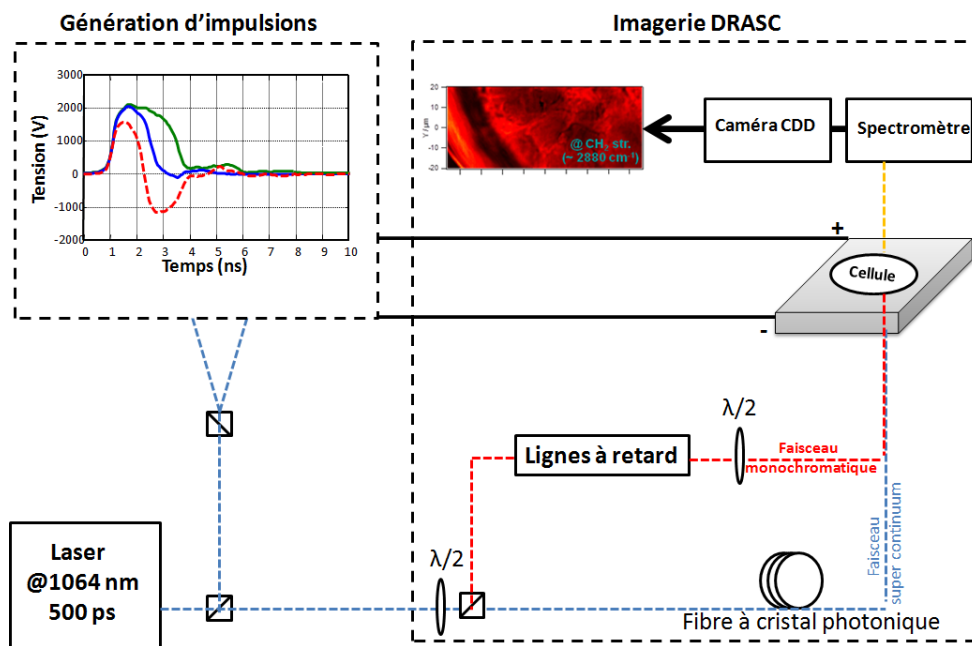


Figure II.4. Exemple d'un système d'imagerie de type DRASC couplé avec la génération d'impulsions électriques

Un système d'imagerie non linéaire basée sur le processus optique de la diffusion Raman Anti-Stokes Cohérente (DRASC) a été choisi. Cette méthode optique non-intrusive permet d'étudier les transitions vibrationnelles des matériaux et des tissus. Les liaisons chimiques dans la matière biologique nous donnent des renseignements sur la constitution des tissus biologiques. La spécificité repose ici sur l'utilisation d'une seule source laser pour le signal sonde pompe et d'un continuum qui permet d'avoir une réponse sur un large spectre.

Un travail important pour le développement de ce système est en cours de réalisation au sein d'XLIM dans le cadre de la thèse de M^{lle} Annalisa De Angelis.

V. Caractérisation des composants optoélectroniques

Dans cette partie, nous proposons une méthode électro-optique basée sur la mesure de tensions pour caractériser le comportement du commutateur choisi pour notre étude. L'influence des paramètres de la commande optique sur le profilage des impulsions générées sera étudiée. Enfin, le fait de travailler avec des champs électriques très intenses nous amène à quantifier l'effet de ce paramètre sur l'efficacité de commutation et de fixer les limites de fonctionnement.

Deux types de commutateurs seront testés avec des tensions de rupture de 4 kV et de 20 kV. Les dimensions de ces composants sont présentées sur la figure II.5.

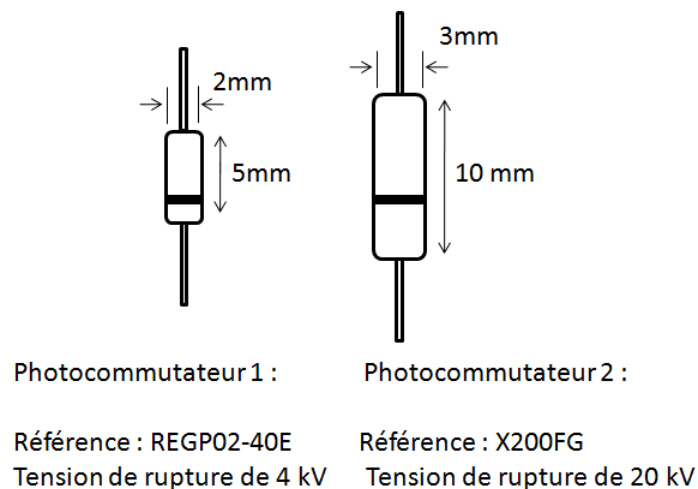


Figure II.5. Dimensions des différents photocommutateurs étudiés

V.1. Description du dispositif expérimental

Ces commutateurs à base de silicium dopé sont intégrés comme des éléments localisés sur une ligne de transmission de type coaxiale.

Un banc de mesure composé de trois parties distinctes a été mis en place (Figure II.6).

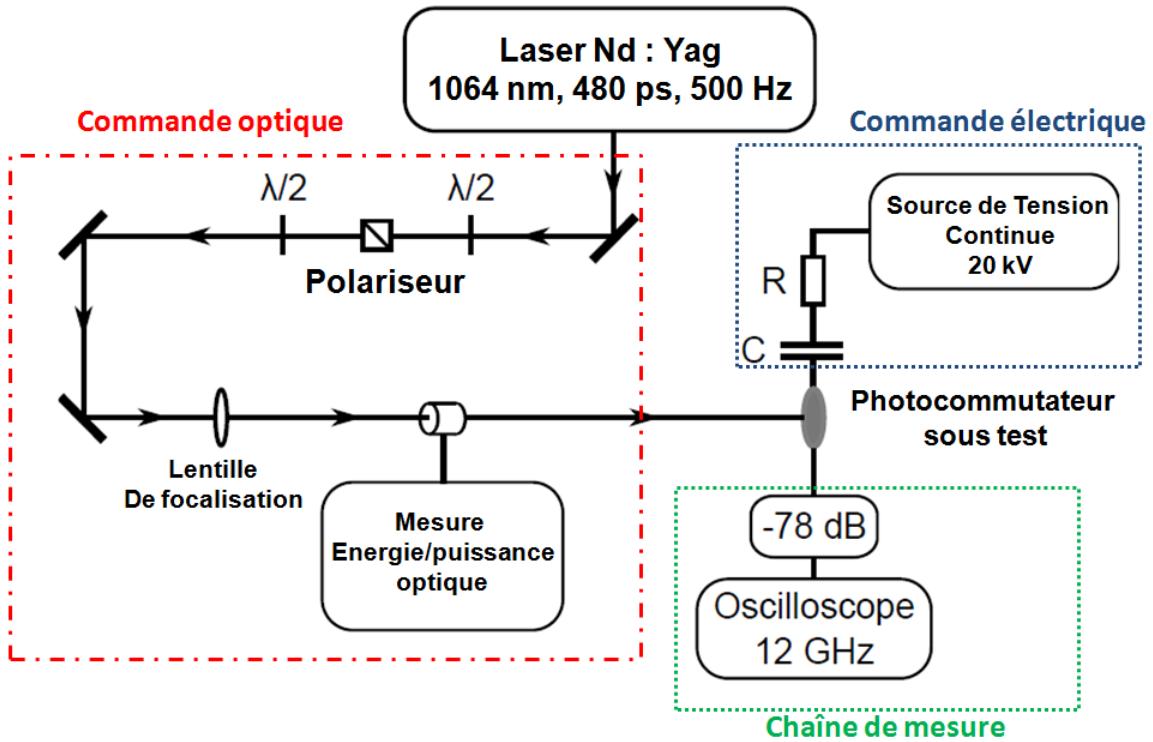


Figure II.6. Montage expérimental pour la caractérisation électro-optique du photocommutateur

La première partie concerne la commande optique qui permet de focaliser le faisceau sur le composant sous test et de modifier en temps réel la puissance d'excitation. La seconde et la troisième concernent la commande électrique avec la polarisation du circuit et une chaîne de mesure pour l'acquisition du profil des impulsions générées. Le détail des composants utilisés est donné ci-après.

V.1.a. Commande Optique

Deux types de sources lasers ont été utilisés selon le type de photocommutateur à caractériser.

Pour les composants avec des tensions de rupture de 4 kV, nécessitant peu d'énergie optique pour obtenir une commutation (de l'ordre du μJ), nous avons utilisé un microlaser amplifié (PNx-M series) produisant des impulsions subnanosecondes (figure II.7).



Figure II.7. Source laser picoseconde déclenché

L'impulsion optique de sortie de cette source a été mesurée à l'aide d'une photodiode rapide de 10 GHz de bande passante couplée à un oscilloscope large bande de 12GHz.

Cette impulsion possède un temps de montée de l'ordre de 230 ps pour une largeur de 480 ps à mi-hauteur (figure II.8). La longueur d'onde centrale est de 1064 nm avec une fréquence de récurrence de 500 Hz. L'énergie maximale délivrée en sortie est de 100 μ J.

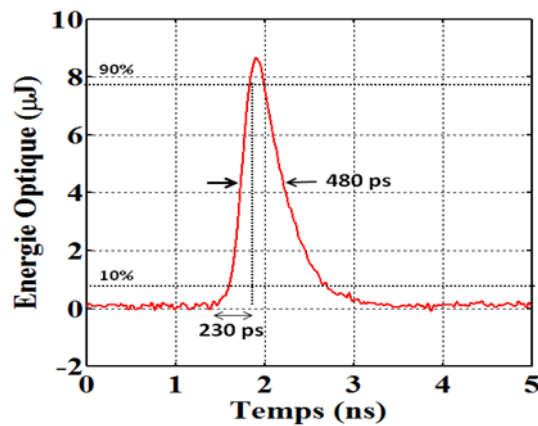


Figure II.8. Profil de l'impulsion optique de la source laser picoseconde

Pour les composants avec des tensions de rupture de 20 kV, des énergies optiques plus importantes sont nécessaires (de l'ordre du mJ). On utilise alors une source laser (EKSPLA série SL 300) déclenché avec une unité de refroidissement séparée (Figure II.9).



Figure II.9. Source laser nanoseconde avec son unité de refroidissement séparée

Cette source produit des impulsions optiques à 1064 nm avec des durées d'impulsion à mi-hauteur de 2,4 ns et des temps de montée de l'ordre de 1,25 ns. La fréquence de répétition est de 20 Hz et l'énergie maximale fournie en sortie peut atteindre 30 mJ. La mesure du profil de cette impulsion optique est représentée sur la figure II.10.

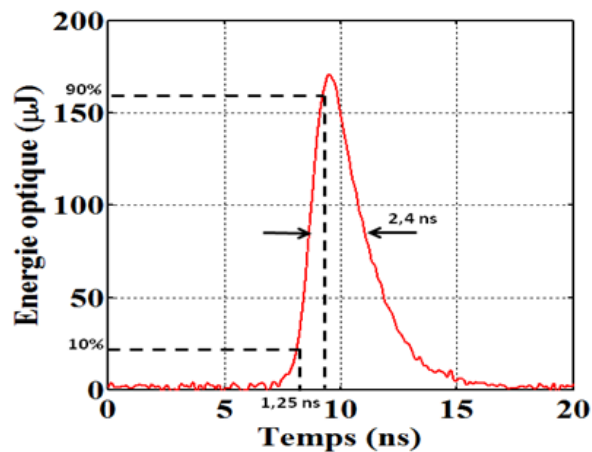


Figure II.10. Profil de l'impulsion optique du laser nanoseconde

L'énergie optique de ces deux sources laser a été contrôlée par un système optique externe composé d'un polariseur et d'une lame demi-onde. Nous observons une stabilité énergétique tir-à-tir de 2% pour la source laser picoseconde et de 8 % pour la source laser nanoseconde.

V.1.b. Commande électrique

La commande électrique est réalisée avec une source délivrant une tension continue entre 0 et 30 kV (système Technix SR30-(P/N/R)-8000) (Figure II.11).



Figure II.11. Source de tension continue 0-30 kV (Technix)

Une résistance de grande valeur (330 k Ω) est placée entre cette source et la ligne à polariser. Le courant maximum autorisé correspond aux limitations de la source continue.

V.1.c. Chaîne de mesure des impulsions électriques

La rapidité de commutation de ces composants (quelques dizaines de picosecondes) a nécessité l'utilisation d'un oscilloscope (Tektronic TDS 6124C) monocoup avec une très large bande passante (12 GHz) et un trigger interne de 7 GHz (Figure II12). Une chaîne d'atténuation (Barth model 142 Series) de -78 dB est intégrée entre le dispositif de test et l'oscilloscope. Ces atténuateurs peuvent supporter des hautes tensions (jusqu'à 2.5 kV pour des impulsions de largeur de 400 ns) et offrent une bande passante très large fixée par la connectique. Deux types de connectiques sont utilisées : Type N ou HNB.

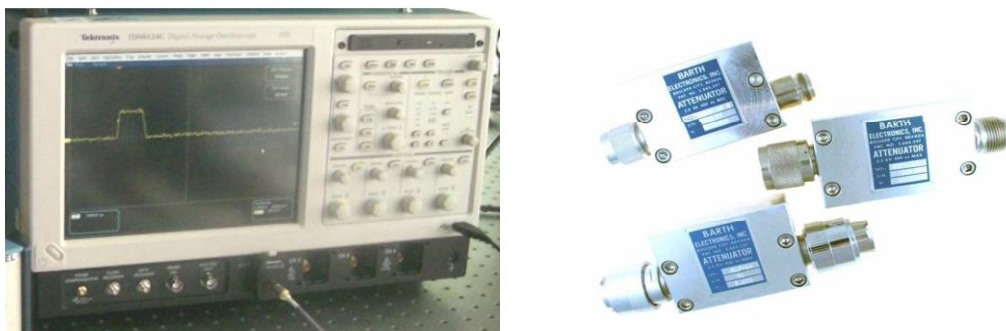


Figure II.12. Oscilloscope Tektronix TDS 6124C et des d'atténuateurs haute tension utilisés pour l'acquisition des impulsions

Dans certains cas, une sonde haute tension avec une bande passante de 6 GHz a été utilisée.

Après avoir décrit le dispositif expérimental, la partie suivante présentera la méthode utilisée pour la caractérisation des composants optoélectroniques.

V.2. Méthode de caractérisation des semi-conducteurs

V.2.a. Calcul de la résistance de conduction

Lorsque le photocommutateur est hors équilibre, il se comporte comme un composant résistif avec une résistance résiduelle R_{ON} qui dépend de la quantité d'énergie optique absorbée par le composant. La figure II.13 présente le schéma équivalent du circuit.

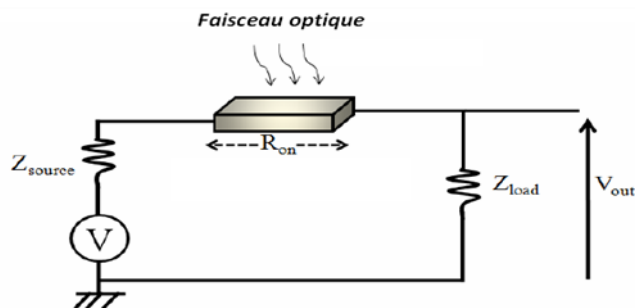


Figure II.13. Schéma équivalent du circuit à l'état de conduction du photocommutateur

Dans le cas idéal, la résistance résiduelle est nulle et correspond à l'efficacité maximale que l'on peut obtenir avec une tension de sortie égale à la moitié de la tension de polarisation. En pratique, une résistance résiduelle de quelques Ohms à quelques dizaines d'Ohms est toujours observée. Sa valeur minimale dépend des caractéristiques intrinsèques du matériau et correspond à la conductivité maximale que peut avoir le semi-conducteur.

La résistance résiduelle peut se calculer par :

$$R_{ON} = \frac{(V - V_{OUT}) \times Z_{Load}}{V_{OUT}} - Z_{Source} \quad \text{Équation II.10}$$

Avec V la tension de polarisation en V

V_{out} la tension mesurée à la charge en V

Z_{source} l'impédance interne de la ligne de transmission en Ω

Z_{Load} l'impédance de la charge de sortie en Ω

Si nous souhaitons garder le contrôle du profil temporel des impulsions générées, la valeur de la résistance résiduelle doit être la plus faible possible par rapport à l'impédance interne de la ligne de propagation du signal.

V.2.b. Calcul de l'efficacité de commutation

Il existe deux approches pour définir l'efficacité de commutation d'un photocommutateur. La première, correspond au rapport entre l'énergie optique absorbée par le photocommutateur et l'énergie électrique libérée à la charge. Elle nous renseigne, pour une configuration donnée, sur le rapport d'énergies nécessaires pour une commutation optimale.

Pour notre étude, nous avons choisi une définition qui prend en compte l'énergie apportée par la polarisation. L'efficacité est définie comme le rapport entre la tension que l'on obtient au niveau de la charge et la tension maximale que l'on peut obtenir en sortie. Dans le cas idéal, le circuit correspond à un diviseur de tension et la tension maximale est égale à la moitié de la tension de polarisation (Figure II.13). L'efficacité peut se calculer par :

$$\text{Efficacité (\%)} = \frac{(V_{Out})}{(V / 2)} \times 100 \quad \text{Équation II.11}$$

V.3. Résultats expérimentaux

V.3.a. Etude de l'efficacité de commutation en fonction de l'énergie optique

L'objectif de cette étude est de définir la quantité d'énergie optique minimale nécessaire pour une efficacité de commutation pour des champs faibles (300 V) et pour des champs forts (4 kV).

Pour le commutateur 1 (composant de 4kV), nous avons fixé la tension de polarisation à 300 V et nous avons augmenté l'énergie optique de 0 à 50 μ J. Les résultats obtenus sont présentés sur la II.14.

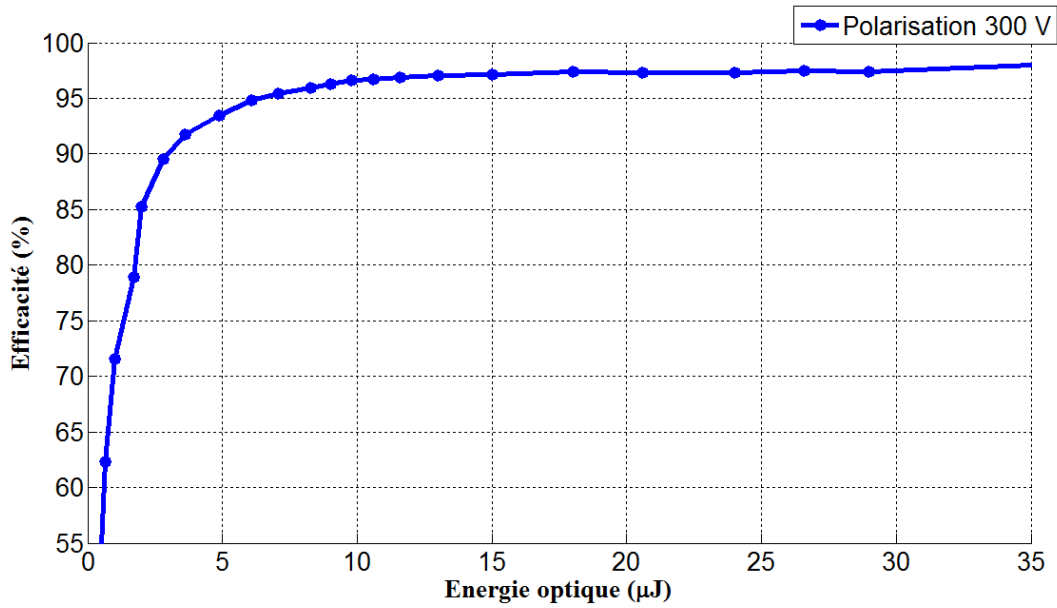


Figure II.14. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de l'énergie optique pour le commutateur 1 (composant de 4kV) avec une tension de polarisation de 300 V

Pour des tensions de polarisation faibles (<300V), une énergie optique de 7 µJ est suffisante pour atteindre une efficacité de commutation supérieure à 95%. Au dessus de cette énergie optique, un phénomène de saturation est observé.

Pour des tensions de polarisation fortes (4 kV) une énergie de 25 µJ est nécessaire pour atteindre une efficacité optimale (Figure II.15). Au dessus de cette valeur, le profil temporel des impulsions reste inchangé et un plateau de saturation est également observé.

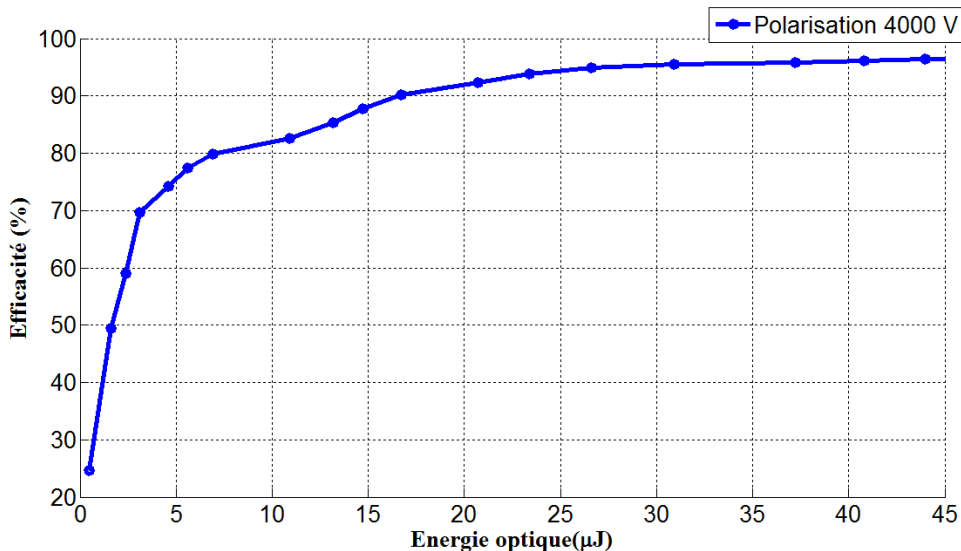


Figure II.15. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de l'énergie optique pour le commutateur 1 (composant de 4 kV) avec une tension de polarisation de 4000 V

Notons qu'une énergie optique incidente supérieure à la valeur nécessaire pour la commutation tend à dégrader la durée de vie de ces composants à cause des phénomènes de thermalisation dans le matériau.

Pour le commutateur 2 (composant de 20 kV), nous avons fixé la polarisation à 300 V et nous avons augmenté l'énergie optique de 0 à 4 mJ (Figure II.16).

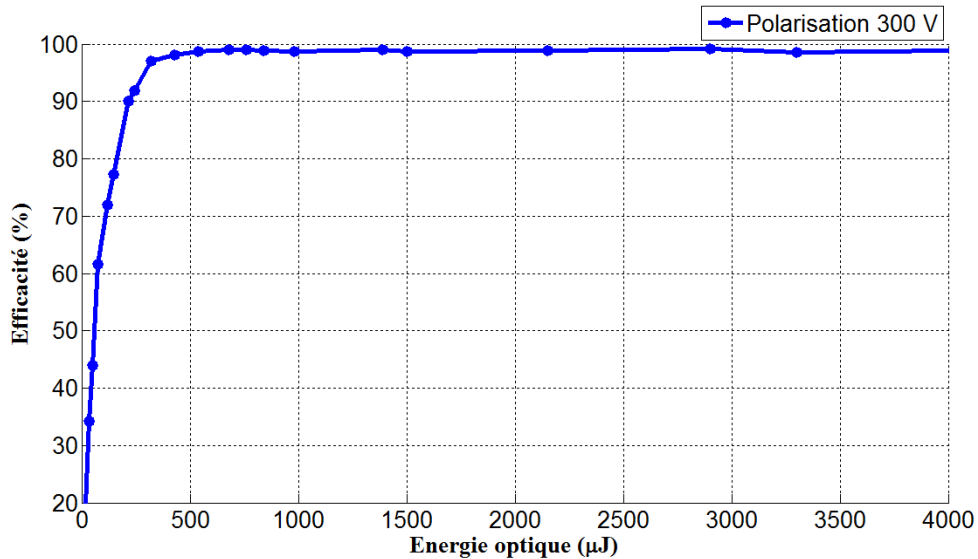


Figure II.16. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de l'énergie optique pour le commutateur 2 avec une tension de polarisation de 300 V

Une énergie optique de 300 μJ est nécessaire pour atteindre une commutation optimale qui est proche de 97 %. Au delà de cette valeur, on observe une saturation de la commutation.

La même opération (Composant 20 kV) en augmentant la tension de polarisation jusqu'à 4000 V a été réalisée. Dans ce cas, une énergie optique minimale de 1.2 mJ est nécessaire pour atteindre un rendement de commutation proche de 90 % (Figure II.17).

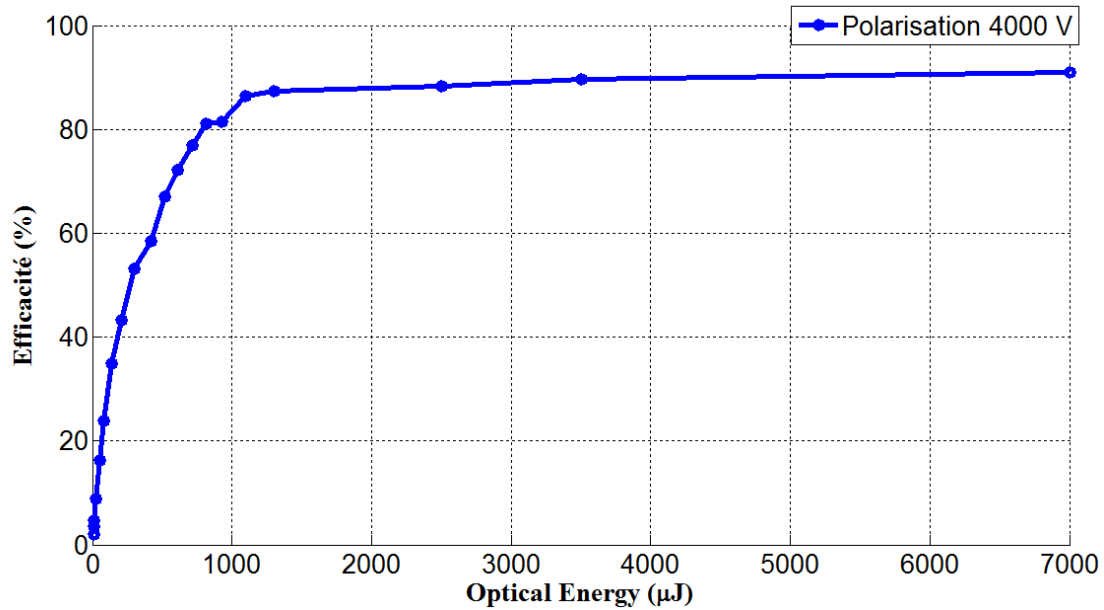


Figure II.17. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de l'énergie optique pour le commutateur 2 avec une tension de polarisation de 4000 V

V.3.b. Synthèse sur l'étude de l'efficacité de commutation en fonction de l'énergie optique

Sur les deux types de commutateurs que nous avons utilisés (composants de 4 kV et de 20 kV), on observe clairement l'évolution de l'efficacité de commutation en fonction de l'énergie optique. Un effet de saturation est observé au delà d'une énergie seuil de 25 μJ pour un composant de 4 kV et de 1,2 mJ pour un composant de 20 kV. Cette différence d'énergie est imputable à deux paramètres. Le premier est la surface du semi-conducteur. En effet, un composant construit pour tenir une tension statique de polarisation de 20 kV est plus long qu'un composant supportant uniquement 4 kV. Dans ces conditions, nous avons besoin de plus d'énergie optique pour descendre de manière significative la résistance des composants de 20 kV.

Le second paramètre est visible sur la figure II.18. Le type d'isolant vitreux utilisé pour empêcher un claquage dans l'air est très différent entre les deux semi-conducteurs. Dans le cas du composant de 20 kV, un effet de diffusion de la lumière augmente l'énergie nécessaire à la commutation. Ces pertes optiques nous pénalisent fortement en terme d'énergie laser utile. Dans le cas de l'utilisation d'un composé vitreux identique à celui utilisé pour le composant de 4 kV seulement 125 μJ serait nécessaire pour obtenir une commutation de 4 kV avec un composant de 20 kV.

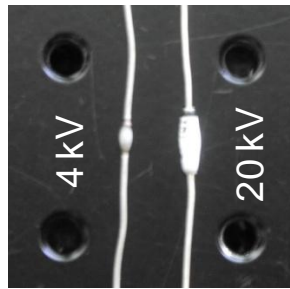


Figure II.18. Photographie des semi-conducteurs utilisés.

V.3.c. Etude de l'efficacité de commutation en fonction de la tension de polarisation :

L'objectif de cette étude est de déterminer si la tension de polarisation a un impact sur le comportement du photocommutateur.

Pour s'affranchir des effets de l'énergie optique sur l'efficacité de commutation, nous avons fixé cette énergie à $10 \mu\text{J}$ pour le commutateur de 4kV (correspondant à une énergie suffisante pour commuter sous l'effet des champs faibles). Nous avons ensuite augmenté progressivement la tension de polarisation jusqu'à 300 V.

Les mesures de l'efficacité de commutation en fonction de la tension de polarisation pour le commutateur 1 sont représentées sur la figure II.19.

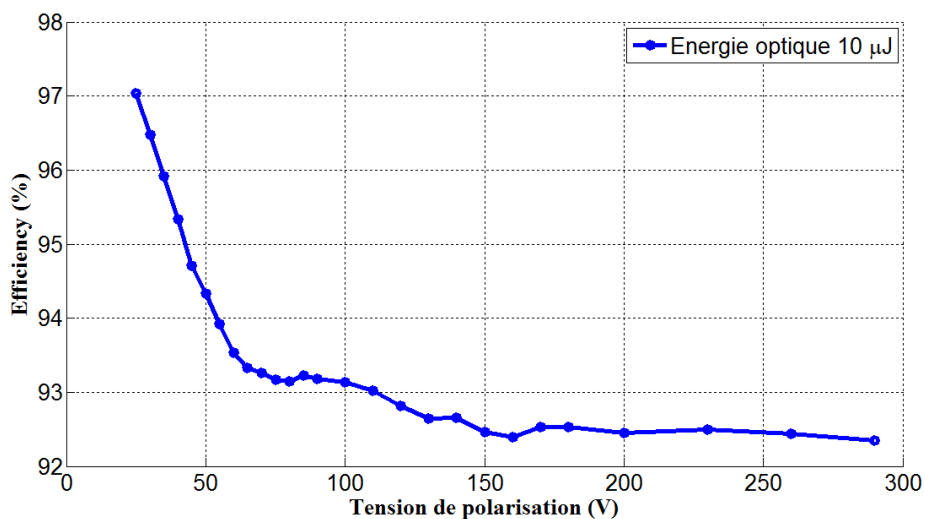


Figure II.19. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de la tension de polarisation pour le commutateur 1 (composant de 4kV) avec une énergie optique de $10 \mu\text{J}$

Pour le commutateur 2 (composant de 20 kV), nous avons fixé l'énergie optique à 150 μJ et nous avons augmenté la tension de polarisation jusqu'à 4000 V. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure II.20.

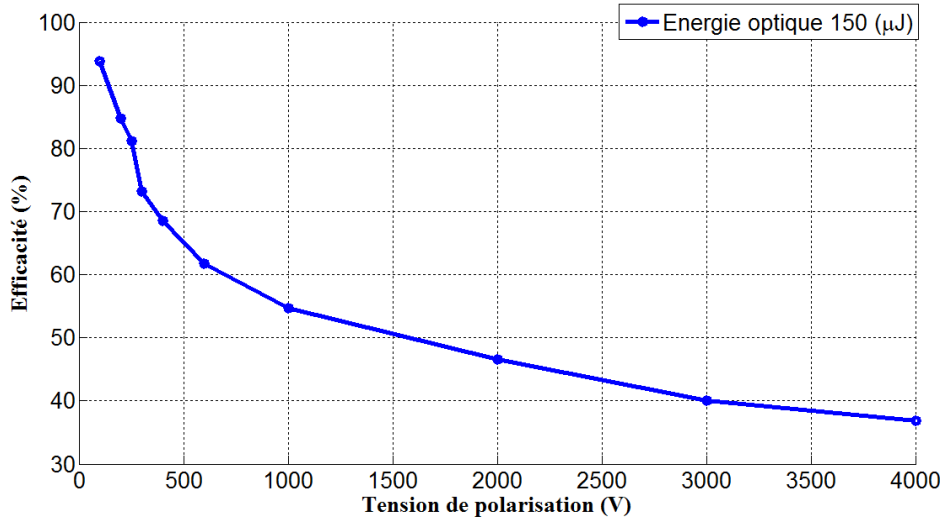


Figure II.20. Evolution de l'efficacité de commutation en fonction de la tension de polarisation pour le commutateur 2 avec une énergie optique de 150 μJ

Pour les deux commutateurs, nous pouvons constater, qu'il existe une forte dépendance de l'efficacité de commutation en fonction de la tension de polarisation. Plus la tension de polarisation augmente, plus l'efficacité de commutation décroît. Elle passe d'environ 97 % à 92,5 % pour le composant de 4 kV polarisé entre 25 V et 300 V tandis que l'efficacité passe de 95% à moins de 40% pour le composant de 20 kV polarisé entre 100 V et 4 kV. Cette évolution semble pouvoir s'expliquer en considérant l'effet Franz-Keldysh (décrit dans la partie III.2).

En effet, la variation du champ électrique au voisinage du commutateur modifie significativement son spectre d'absorption optique. L'augmentation de la tension de polarisation a pour effet de décaler le coefficient d'absorption du matériau vers des longueurs d'ondes plus grandes. Il en résulte une plus forte absorption et une moins bonne pénétration de l'énergie optique dans le matériau d'où une diminution significative de la commutation.

Pour pallier cet effet, il sera nécessaire d'apporter au commutateur une quantité d'énergie plus grande pour atteindre une efficacité de commutation optimale.

Un autre point important à prendre en considération est la variation du front de montée des impulsions électriques commutées en fonction de la tension de polarisation. La figure II.21 représente l'évolution de ce front de montée pour des tensions de polarisation variant de 50 à 300 V. Bien que le régime linéaire de ces composants permette, en théorie, de

générer des impulsions électriques ayant le même temps de montée que l'impulsion optique, nous observons une dégradation du temps de montée lorsque la tension de polarisation augmente.

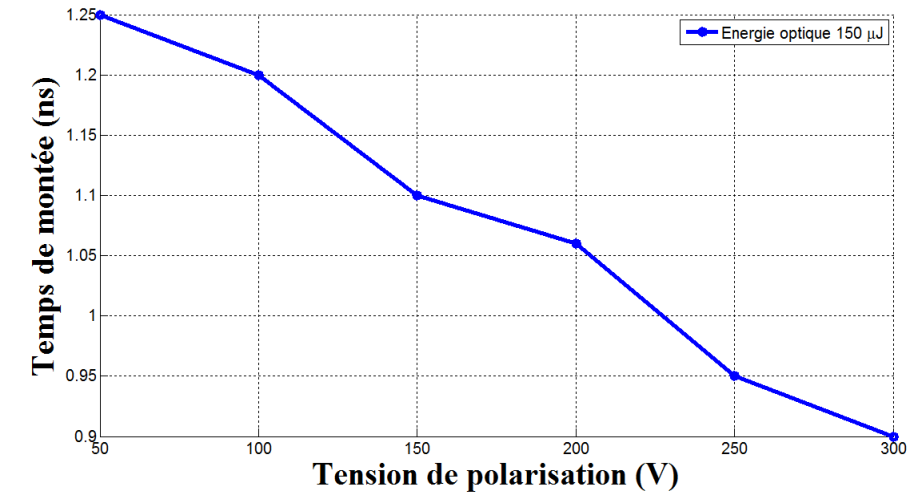


Figure II.21. Evolution du temps de montée des impulsions générées en fonction de la tension de polarisation

Ce phénomène peut être expliqué en terme de désadaptation d'impédance lors de la commutation partielle du semi-conducteur. En effet, le générateur optoélectronique présenté sur la figure II.13 est réalisé en configuration de lignes coplanaires avec des impédances caractéristiques de 50 ohms. Lors d'une commutation parfaite du semi-conducteur, aucune résistance résiduelle n'est présente dans le schéma équivalent et toute l'énergie est alors transférée à la charge. Lors d'une commutation partielle, une impédance non nulle se rajoute ce qui diminue l'adaptation d'impédance et crée un filtre passe bas. Les fronts de montée des impulsions électriques commutées s'en trouvent alors dégradés.

V.3.d. Etude de la résistance de conduction en fonction de l'énergie optique

L'objectif de cette étude est de déterminer la résistance résiduelle la plus faible possible que l'on peut obtenir avec ces composants.

La figure II.22 représente l'évolution de la résistance résiduelle en fonction de l'énergie optique pour le commutateur 1 (composant de 4 kV).

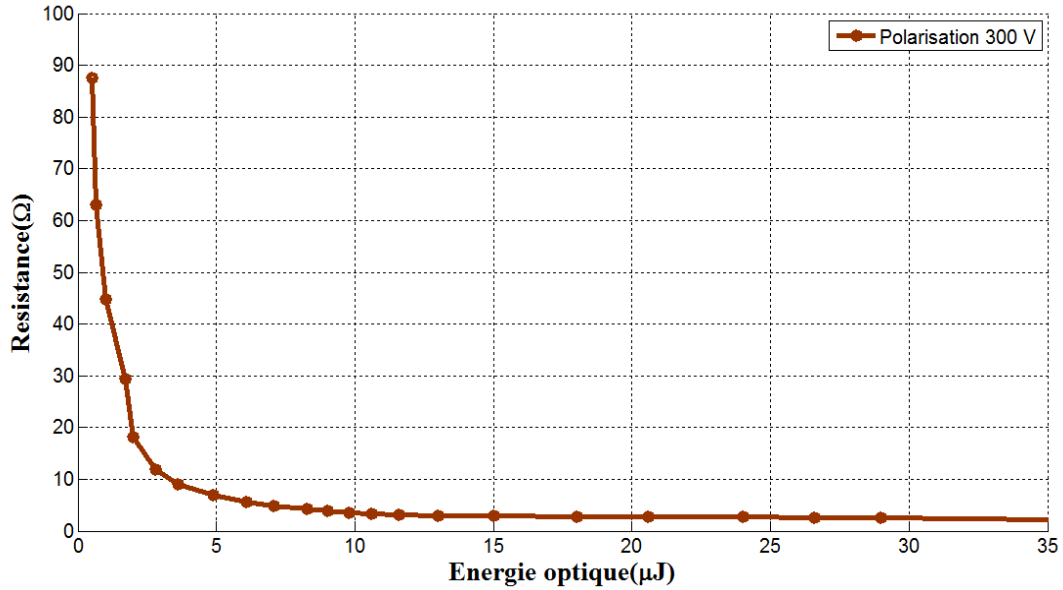


Figure II.22. Evolution de la résistance résiduelle du photocommutateur en fonction de l'énergie optique pour le commutateur 1

Nous obtenons une résistance de conduction minimale de 2.7 Ω pour des énergies optiques supérieures à 15 μJ.

Pour le commutateur 2 (composant 20 kV), la figure II.23 montre l'évolution de la résistance résiduelle pour des énergies optiques variant de 0 à 4.5 mJ. La valeur minimale obtenue est de 2.5 Ω pour des énergies optiques supérieures à 1 mJ.

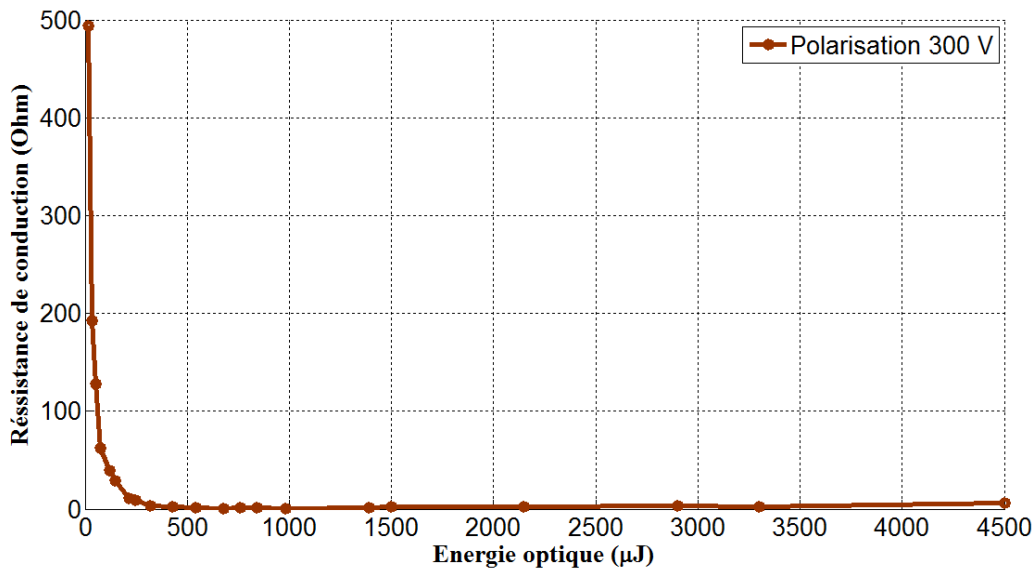


Figure II.23. Evolution de la résistance résiduelle du photocommutateur en fonction de l'énergie optique du commutateur 2

Avec des résistances résiduelles de l'ordre de quelques Ohms, ces composants peuvent être intégrés dans des lignes de transmissions d'impédance supérieure à 20Ω sans affecter le profil des impulsions générées.

Pour des impédances de lignes plus faibles, des solutions technologiques existent pour réduire l'impédance résiduelle du commutateur. Avec une quantité d'énergie plus importante, une association en parallèle de deux commutateurs réduit de moitié la résistance résiduelle équivalente.

V.3.e. Reproductibilité des impulsions générées

Pour cette étude, nous avons utilisé la source laser picoseconde qui présente une stabilité énergétique tir-à-tir de 2%. Une acquisition de deux profils d'impulsion a été réalisée à intervalle de temps de 45 minutes avec une tension de polarisation de 300 V.

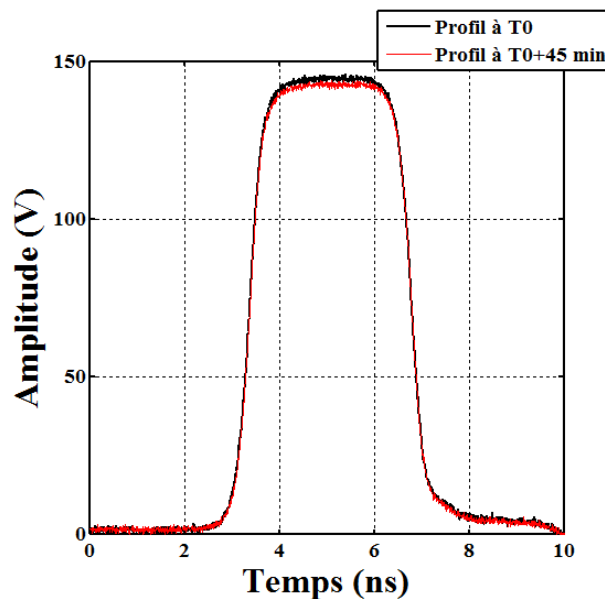


Figure II.24. Comparaison de deux traces d'impulsions à un intervalle de temps de 45 minutes

Nous observons une très bonne stabilité dans le temps des performances de ces photo commutateurs avec une différence sur la tension maximale inférieure à 3%.

Notons qu'en plus du photocommutateur, les performances de stabilité des sources lasers influent significativement sur la reproductibilité des impulsions générées. Pour certaines études, des sources lasers avec des stabilités moins performantes (entre 10% et 20%) ont été utilisées. Dans ce cas, une solution pour se prémunir de ces fluctuations est de se positionner dans la plage haute de l'intervalle de saturation de l'efficacité de commutation en

apportant une énergie optique plus importante. Dans ces conditions le semi-conducteur se comporte comme un absorbant saturable limitant l'impact des fluctuations optiques sur la commutation.

V.3.f. Mesure du temps de recombinaison des porteurs

Usuellement, la mesure du temps de vie des porteurs dans un matériau semi-conducteur se fait selon une méthode de réflectométrie optique temporelle. Nous proposons ici une méthode expérimentale afin de mettre en évidence cette recombinaison des charges.

Ce phénomène peut être quantifié à partir de la décroissance du signal de sortie lorsque la durée de ce mécanisme est plus courte que la durée totale du signal. Pour avoir une durée de signal la plus grande possible, un câble de longueur de 28 m a été connecté à la ligne de transmission pour augmenter la quantité de charges électriques stockées. La commutation du semi-conducteur est alors réalisée avec une impulsion optique de 35 ps, ce qui est largement inférieur aux 140 ns du signal qui sera engendré.

La figure II.25 montre la décroissance du signal pour une tension de polarisation de 1 kV et une énergie optique incidente de 15 μJ (utilisation du composant de 4 kV).

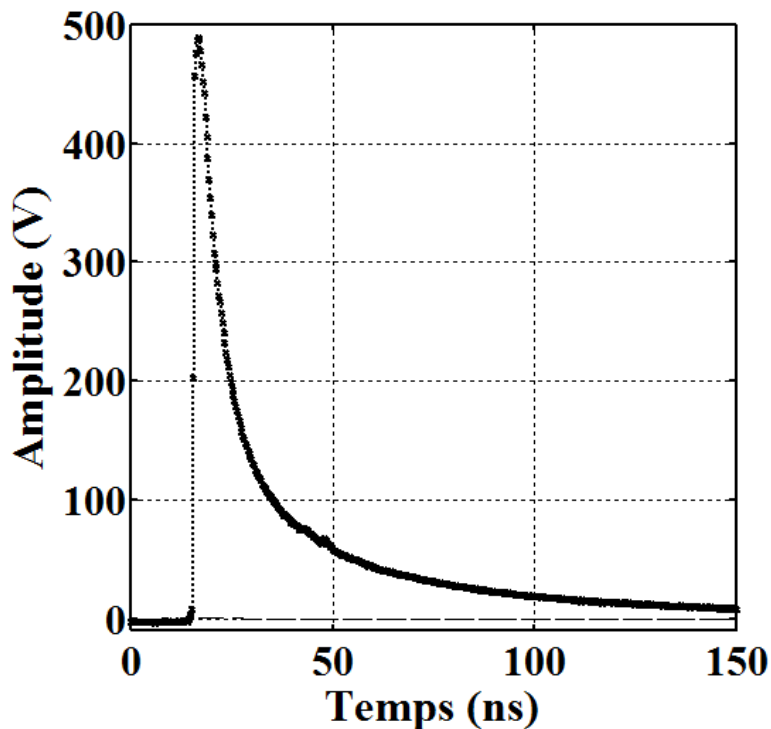


Figure II.25. Evolution du profil de l'impulsion utilisée pour déterminer le temps de recombinaison

Sachant que l'expression de la densité des porteurs en fonction du temps de recombinaison peut être décrite par :

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_R}} \quad \text{Équation II.12}$$

La constante caractéristique de la décroissance exponentielle du signal τ_R correspond au temps de recombinaison des porteurs. Nous obtenons alors un temps de recombinaison de l'ordre de 53 ns pour le commutateur 1 (composant de 4 kV).

Il est également important de noter que ce temps caractéristique de recombinaison dépend fortement du nombre de charges créées dans le semi-conducteur grâce à l'impulsion optique. Cela se traduit, dans notre cas, par une augmentation du temps de recombinaison pour une énergie optique supérieure à 15 μJ . Cette étude n'a pourtant pas été menée car nous constatons que le temps de désexcitation est déjà largement supérieur à la durée des impulsions que nous souhaitons engendrer. Aucune limitation n'est alors à craindre de ce côté là.

Dans le régime de commutation linéaire, la durée de l'impulsion électrique générée par commutation dépend de la durée du front de montée de l'impulsion optique, du temps de recombinaison des porteurs ou du nombre de charges électriques stockées. En effet, le front descendant de l'impulsion commutée est généralement obtenu grâce à un appauvrissement des charges stockées et non pas par la recombinaison des porteurs. Dans ces conditions, la durée des impulsions courtes (centaines de picosecondes à une dizaine de nanosecondes) sera limitée par le nombre de charges stockées dans le circuit d'alimentation.

VI. CONCLUSION

Dans ce chapitre, les grandeurs physiques et électriques intervenant dans la commutation optoélectronique ont été étudiées. Cette analyse a permis de mettre en évidence l'effet de ces paramètres sur la génération d'impulsions électriques. Des énergies de commutation de quelques μJ pour des composants supportant une tension de polarisation statique de 4 kV ont été mesurées. L'utilisation de composants supportant des tensions plus hautes (20 kV) implique une augmentation significative de l'énergie optique de commande (1.2 à 4 mJ).

Une caractérisation des photocommutateurs en fonction des commandes optiques et électriques a également permis d'identifier les conditions nécessaires pour une commutation efficace. Une résistance résiduelle du semi-conducteur inférieure à quelques ohms a été mesurée après illumination optique. Le décalage de la bande d'absorption du semi-conducteur en fonction de la tension de polarisation a été montré « Effet Franz-Keldysh ». Cette caractérisation a fait l'objet d'une publication dans une revue internationale [24].

Ces études ont montré que ces composants répondent pleinement à nos besoins pour la génération des hautes puissances pulsées:

- Des rigidités électriques importantes (jusqu'à 20 kV)
- Une faible gigue temporelle (< 5 ps) [25], permettant de synchroniser nos générateurs avec des systèmes d'imagerie des cellules biologiques en temps réel.
- Des résistances résiduelles faibles ($< 3 \Omega$) permettant de réduire les phénomènes de discontinuités dans les lignes de transmission lors du déclenchement de ces composants.
- Un régime linéaire de fonctionnement permettant une forte reproductibilité des impulsions électriques générées.

Dans le chapitre suivant, une étude numérique et expérimentale sera réalisée afin d'intégrer ces composants dans des structures à faibles pertes pour la génération d'impulsions de champs électriques nanosecondes et sub-nanosecondes à profil évolutif.

VII. Bibliographie

- [1] J.-L. Coutaz, Optoélectronique térahertz. L'Editeur : EDP Sciences, 2008.
- [2] W. Shockley et W. T. Read Jr, « Statistics of the recombinations of holes and electrons », Physical Review, vol. 87, no. 5, p. 835, 1952.
- [3] R. N. Hall, « Electron-hole recombination in germanium », Physical Review, vol. 87, no. 2, p. 387, 1952.
- [4] W. C. Nunnally, « High-power microwave generation using optically activated semiconductor switches », Electron Devices, IEEE Transactions on, vol. 37, no. 12, p. 2439–2448, 1990.
- [5] K. C. Kao, Dielectric phenomena in solids: with emphasis on physical concepts of electronic processes. Academic Pr, 2004.
- [6] H. Zimmermann, Integrated silicon optoelectronics, vol. 148. Springer Verlag, 2009.
- [7] J. H. Son, T. B. Norris, et J. F. Whitaker, « Terahertz electromagnetic pulses as probes for transient velocity overshoot in GaAs and Si », JOSA B, vol. 11, no. 12, p. 2519–2527, 1994.
- [8] J. G. Ruch et G. S. Kino, « MEASUREMENT OF THE VELOCITY-FIELD CHARACTERISTIC OF GALLIUM ARSENIDE », Applied Physics Letters, vol. 10, no. 2, p. 40–42, 1967.
- [9] K. Meyer, M. Pessot, G. Mourou, R. Grondin, et S. Chamoun, « Subpicosecond photoconductivity overshoot in gallium arsenide observed by electro-optic sampling », Applied physics letters, vol. 53, no. 23, p. 2254–2256, 1988.
- [10] N. E. Islam, E. Schamiloglu, C. B. Fleddermann, J. S. H. Schoenberg, et R. P. Joshi, « Improved hold-off characteristics of gallium arsenide photoconductive switches used in high power applications », in Pulsed Power Conference, 1999. Digest of Technical Papers. 12th IEEE International, 1999, vol. 1, p. 316–319.
- [11] J. Callaway, « Optical absorption in an electric field », Physical Review, vol. 130, p. 549–553, 1963.
- [12] M. Chester et L. Fritsche, « Phonon-assisted electroabsorption », Phys. Rev, vol. 139, p. A518, 1965.
- [13] A. Frova, P. Handler, F. A. Germano, et D. E. Aspnes, « Electro-absorption effects at the band edges of silicon and germanium », Physical Review, vol. 145, no. 2, p. 575, 1966.
- [14] A. Ricaud et M. Grätzel, Photopiles solaires:(de la physique de la conversion photovoltaïque aux filières, matériaux et procédés). 1997.

- [15] F. Lévy, *Physique et technologie des semiconducteurs*, vol. 18. PPUR presses polytechniques, 1995.
- [16] C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, et A. Alberigi Quaranta, « A review of some charge transport properties of silicon », *Solid-State Electronics*, vol. 20, no. 2, p. 77–89, 1977.
- [17] C. H. Lee, « Picosecond optoelectronic switching in GaAs », *Applied Physics Letters*, vol. 30, no. 2, p. 84–86, 1977.
- [18] F. W. Smith et al., « Picosecond GaAs-based photoconductive optoelectronic detectors », *Applied physics letters*, vol. 54, no. 10, p. 890–892, 1989.
- [19] G. Mourou et W. Knox, « High-power switching with picosecond precision », *Applied Physics Letters*, vol. 35, no. 7, p. 492–494, 1979.
- [20] F. J. Leonberger et P. F. Moulton, « High-speed InP optoelectronic switch », *Applied Physics Letters*, vol. 35, no. 9, p. 712–714, 1979.
- [21] W. Margulis et W. Sibbett, « Picosecond GaP switches », *Optics Communications*, vol. 37, no. 3, p. 224–228, 1981.
- [22] P. T. Ho, C. H. Lee, J. C. Stephenson, et R. R. Cavanagh, « A diamond opto-electronic switch », *Optics Communications*, vol. 46, no. 3-4, p. 202–204, 1983.
- [23] M. Y. Frankel, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, F. W. Smith, et A. R. Calawa, « High-voltage picosecond photoconductor switch based on low-temperature-grown GaAs », *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 37, no. 12, p. 2493–2498, 1990.
- [24] S. El Amari, A. De Angelis, D. Arnaud-Cormos, V. Couderc, et P. Leveque, « Characterization of a Linear Photoconductive Switch used in Nanosecond Pulsed Electric Field Generator », *Photonics Technology Letters, IEEE*, n^o. 99, p. 1–1.
- [25] B. Vergne, « Synthèse d'ondes électriques picosecondes de puissance par commutation optoélectronique; application aux radars à bande spectrale ultralarge. », 2006.

CHAPITRE III :
GENERATEUR A ONDE
GELEE : OUTILS
NUMERIQUES ET
EXPERIMENTAUX

I.Introduction

Après une caractérisation des performances des composants optoélectroniques choisis pour la génération des nsPEF, l'objectif de ce chapitre est de les intégrer dans une structure adaptée capable de générer des impulsions nanosecondes et sub-nanosecondes à forte intensité et à profil variable. Pour sa simplicité de réalisation et la grande flexibilité qu'il offre au niveau de la gestion du profil des impulsions, nous avons choisi un système de génération de type « générateur à onde gelée » [1] [2].

Dans une première partie, nous décrirons le fonctionnement d'un générateur à onde gelée et nous montrerons les possibilités de génération d'impulsions que l'on peut obtenir avec ce système.

Une deuxième partie sera consacrée à l'analyse numérique de ce générateur. Nous commencerons tout d'abord par exposer brièvement les principes de la méthode des différences finies en introduisant ses avantages et ses faiblesses. Ensuite, nous présenterons les outils numériques développés et les résultats obtenus.

La troisième partie, concerne la réalisation de ces générateurs avec une technologie microruban pour une impédance interne de 50Ω puis de 10Ω plus adaptée pour certaines applications biologiques. Ensuite, une confrontation des résultats obtenus par mesure et par simulation sera donnée.

Enfin, une dernière partie, présentera des générateurs développés avec une technologie coaxiale qui offrent une flexibilité plus grande au niveau du profil des impulsions générées et des niveaux de tensions plus élevés.

I.1. Générateur à onde gelée

La figure III.1 présente le schéma du générateur à onde gelée. Ce générateur se compose d'une ligne de transmission d'impédance caractéristique égale à l'impédance de l'échantillon biologique et de deux photocommutateurs qui délimitent cette ligne. Le premier commutateur est connecté à la charge de sortie alors que le deuxième commutateur est relié à la référence de masse du circuit.

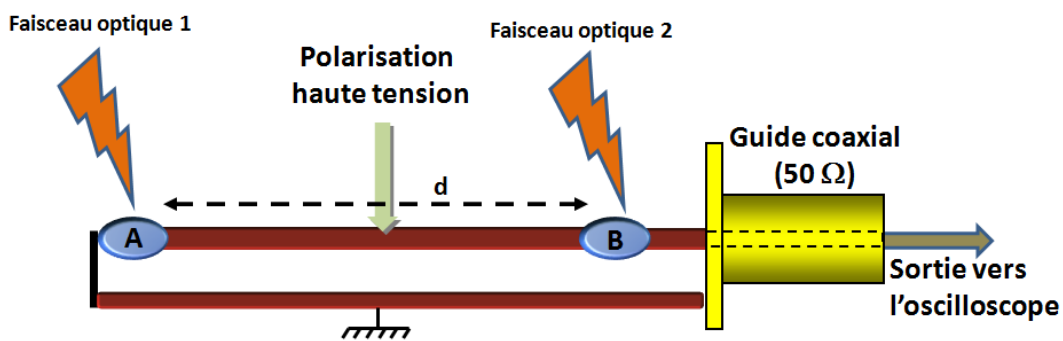


Figure III.1. Schéma d'un générateur à onde gelée. La ligne de transmission se trouve entre les deux photocommutateurs, notés A et B.

La génération de l'impulsion dans un générateur à ondes gelées se déroule en deux phases :

- Phase statique : lorsque les deux commutateurs sont ouverts, la ligne de transmission est chargée à l'aide d'une source de tension continue et ses extrémités présentent un circuit ouvert. On peut alors considérer que deux ondes contra-propagatives sont emprisonnées entre les photocommutateurs et engendrent une onde stationnaire.

- Phase dynamique : la fermeture de l'un des deux photocommutateurs libère les ondes vers la charge ou le plan de masse. La figure III. 2 présente la répartition de ces ondes emprisonnées sur la ligne de transmission constituant le générateur à onde gelée.

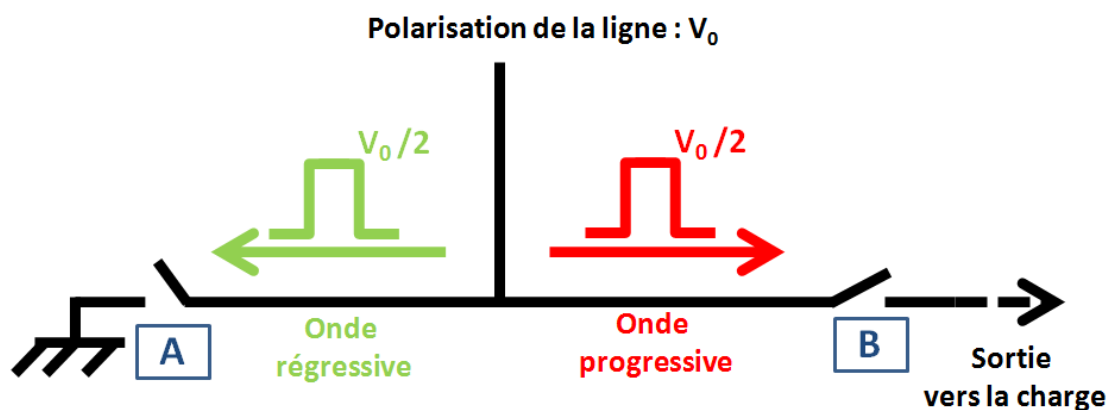


Figure III.2. Fonctionnement d'un générateur à onde gelée

A partir de cette configuration, il est possible de générer des signaux, avec des profils temporels et spectraux ajustables. La figure III.3 résume les différents profils d'impulsions que l'on peut obtenir avec le générateur à onde gelée.

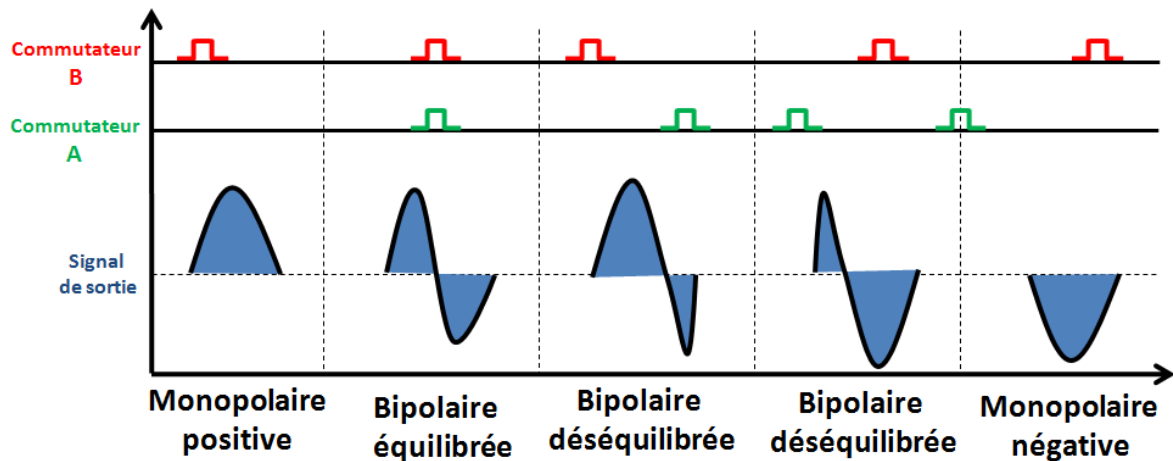


Figure III.3. Evolution du profil de l'impulsion générée en fonction du déclenchement des commutateurs A et B

- Lorsque seul le commutateur B de sortie est déclenché, l'onde progressive se libère vers la charge avec une amplitude égale à la moitié de la tension de polarisation. Dans le même temps, l'onde régressive se dirige vers le commutateur A qui peut être considéré comme un circuit ouvert lorsque qu'il n'est pas déclenché. Cette onde régressive est réfléchiée puis libérée vers la charge de sortie avec la même amplitude que l'onde progressive. Nous obtenons alors un signal de type monopolaire au niveau de la charge de sortie. La durée de l'impulsion est égale à deux fois le temps de parcours entre les deux photocommutateurs.

Le temps de montée de l'impulsion est au mieux égal au temps de commutation du photocommutateur B et cela dans le cas d'une adaptation parfaite des impédances entre le circuit et la charge.

- Lorsque les deux commutateurs sont déclenchés simultanément, les ondes progressive et régressive sont libérées simultanément vers la charge et le plan de masse. L'onde régressive est alors réfléchiée avec une polarité inversée à cause du court circuit engendré par la commutation du photocommutateur A. Nous obtenons alors une impulsion de type bipolaire équilibrée au niveau de la charge de sortie. L'amplitude crête-à-crête de cette impulsion est égale à la tension de polarisation. Sa durée est égale au temps de propagation des ondes dans le générateur.

- Dans ce genre de circuit il est possible de contrôler la forme de l'impulsion bipolaire en modifiant les durées des ondes positive et négative. Pour cela, une désynchronisation est introduite entre les instants de déclenchement des deux commutateurs.

Une impulsion de type bipolaire déséquilibrée est alors obtenue. Ce retard de commutation entre les photocommutateurs est parfaitement contrôlé grâce au régime d'excitation linéaire ce qui ne serait pas le cas en régime avalanche.

- Enfin, il est possible de générer un signal monopolaire de polarité opposée à la tension de polarisation si le photocommutateur B est éclairé suffisamment tôt par rapport au photocommutateur de sortie A.

La vitesse de propagation dans la ligne de transmission entre les deux photocommutateurs ($v_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$) fixe le temps de propagation dans cette ligne.

La durée totale de l'impulsion engendrée avec ce générateur est égale à deux fois le temps de propagation dans la ligne.

Notons que ce contrôle du profil des impulsions est possible seulement si les faisceaux optiques incidents apportent une énergie suffisante pour une commutation optimale et si le temps de recombinaison des porteurs des photocommutateurs est assez grand pour laisser le temps aux ondes progressive et régressive de se propager complètement en dehors du générateur à onde gelée.

A partir du retard et de l'énergie optique des faisceaux éclairant les deux photocommutateurs, il est possible de contrôler de manière complète le profil temporel et spectral de ces impulsions [3] [4]. Cette possibilité sera étudiée en détails dans le chapitre IV de ce manuscrit.

Dans la partie suivante, nous allons présenter l'analyse numérique du fonctionnement d'une structure de type générateur à ondes gelées.

II. Analyse numérique d'un générateur à onde gelée

Afin de modéliser le comportement du générateur à ondes gelées, une méthode de calcul numérique basée sur les différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été choisie. Depuis plusieurs années, des outils d'analyse électromagnétique basés sur cette méthode sont développés au sein du laboratoire [5].

L'avantage de la méthode FDTD est qu'elle est applicable à des structures non homogènes et elle opère dans le domaine temporel, ce qui présente un avantage certain pour

la prise en compte de phénomène non linéaire. Elle fournit une haute résolution spatiale et permet d'appréhender une complète répartition des champs en trois dimensions. On retiendra aussi la simplicité relative de la programmation, la facilité de développer de nouveaux algorithmes et l'accessibilité à la solution dans tout l'espace.

Son inconvénient majeur réside dans le fait que la discrétisation se fait avec un maillage rectiligne et cette méthode nécessite des ressources informatiques importantes.

Dans cette partie, après une introduction des grandes lignes de la méthode FDTD, nous allons modéliser un générateur à ondes gelées avec une technologie microruban. Deux approches sont possible pour cette analyse :

- Une résolution en statique pour polariser la ligne de transmission du générateur puis en dynamique pour la décharge de la ligne et la mise en forme de l'impulsion. Cette approche a fait l'objet des travaux de F. DANEI dans le cadre de son stage de Master de l'Université La Sapienza à ROME , Italie ;
- Une approche entièrement en dynamique qui permet de traiter un seul problème.

Dans les deux cas, l'approche dynamique permet d'appréhender les aspects non linéaire.

II.1. Présentation de la méthode FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite difference time domain) repose sur le principe de dérivées centrées. L'utilisation de cette méthode implique un découpage cartésien de l'espace. En effet, la structure à étudier est discrétisée en mailles parallélépipédiques dans lesquelles sont calculées les différentes composantes de champs électriques et magnétiques (E_x, E_y, E_z et H_x, H_y, H_z) et les dérivées spatiales et temporelles à partir des équations de Maxwell par approximation du premier ordre. Chacune de ces mailles est caractérisée par les propriétés électromagnétiques de l'objet qu'elle discrétise. Ce maillage, appelé aussi schéma de Yee, est présenté sur la figure III.4.

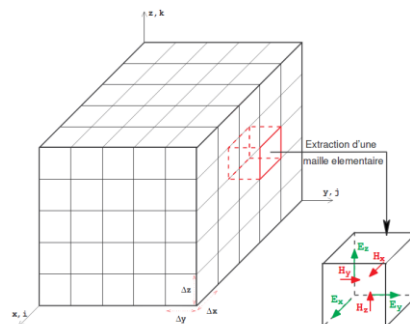


Figure III.4. Volume de calcul et maille élémentaire de Yee

Un schéma dit ‘leap frog’ est utilisé afin d’obtenir « une précision de second ordre sur le temps avec l’utilisation d’un décalage d’un demi pas temporel » entre le champ électrique E et le champ magnétique H selon la décomposition de Taylor. La figure III.5, présente le schéma de discrétisation.

L’espace est divisé en segments de largeur Δ et le temps avec un pas d’échantillonnage Δt . Les composantes de champs E et H sont décalées de $\Delta/2$ et les instants de calculs de $\Delta t/2$ alors que les dérivées spatiales et temporelles sont centrées.

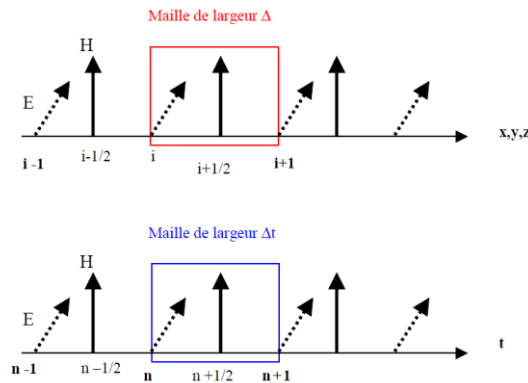


Figure III.5. Schéma de discrétisation

Avec cette méthode, les composantes de champs électrique et magnétique sont calculées de façon entrelacée dans l’espace mais aussi dans le temps. Un stockage en mémoire d’un minimum d’informations est nécessaire puisque les nouvelles valeurs de champ électrique et de champ magnétique sont obtenues à partir des précédentes.

Un critère de stabilité a été introduit afin que les erreurs commises sur le calcul des dérivées à un instant donné n’impliquent pas une divergence du champ électromagnétique au cours du temps. Cette condition de stabilité, appelée aussi critère de « Courant-Friedrichs-Levy » reliant le pas d’échantillonnage temporel au pas de discrétisation temporelle s’exprime sous la forme suivante [6] [7]:

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_p \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad \text{Équation III.1}$$

où Δx , Δy , Δz représentent les dimensions d’une maille élémentaire et v_p la vitesse de propagation d’une onde dans le milieu ($v_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$ dans le cas d’un matériau diélectrique de permittivité ϵ_r).

Enfin, pour obtenir une bonne approximation de grandeurs calculées et pour limiter le volume de calcul, un critère de discrétisation spatiale Δ , inférieur à la longueur d'onde λ_g , doit être précisé.

$$\Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \ll \lambda_g$$

Une discrétisation spatiale en $\lambda_g/10$ s'avère suffisante dans la plupart des cas modélisés.

Pour modéliser l'espace libre, des couches absorbantes de type PML (Perfectly Matched Layers) sont utilisées dans la méthode FDTD [8] [9]. Ces couches, développées par J.P Berenger, permettent de traiter séparément les composantes du champ électrique et magnétique dans la région absorbante, avec la possibilité d'imposer des pertes différentes sur chaque composante. Ces développements ont permis de créer un milieu non physique dont le coefficient de réflexion est indépendant de l'angle d'incidence et de la fréquence de l'onde à absorber, ce qui permet d'avoir une distance faible entre les couches absorbantes et la structure à étudier (2 mailles).

Après une brève présentation des grandes lignes de la méthode FDTD, nous allons présenter deux approches pour l'analyse numérique d'un générateur à ondes gelées basé sur une technologie microruban.

II.2. Approche transitoire

Dans ce paragraphe, nous présenterons tout d'abord la structure du générateur à ondes gelées à étudier en introduisant les éléments et paramètres nécessaires à son analyse. Ensuite, une présentation des distributions des champs et la mise en forme des impulsions dans cette structure seront données.

II.2.a. Présentation de la structure

Dans cette première étude, une structure d'un générateur à ondes gelées basé sur une technologie microruban a été utilisée. Cette structure a été réalisée avec le système de coordonnées suivant : les axes X et Y sont centrés par rapport à la structure, tandis que

l'origine de l'axe Z est au niveau de la masse du circuit. La figure III.6 présente la structure utilisée.

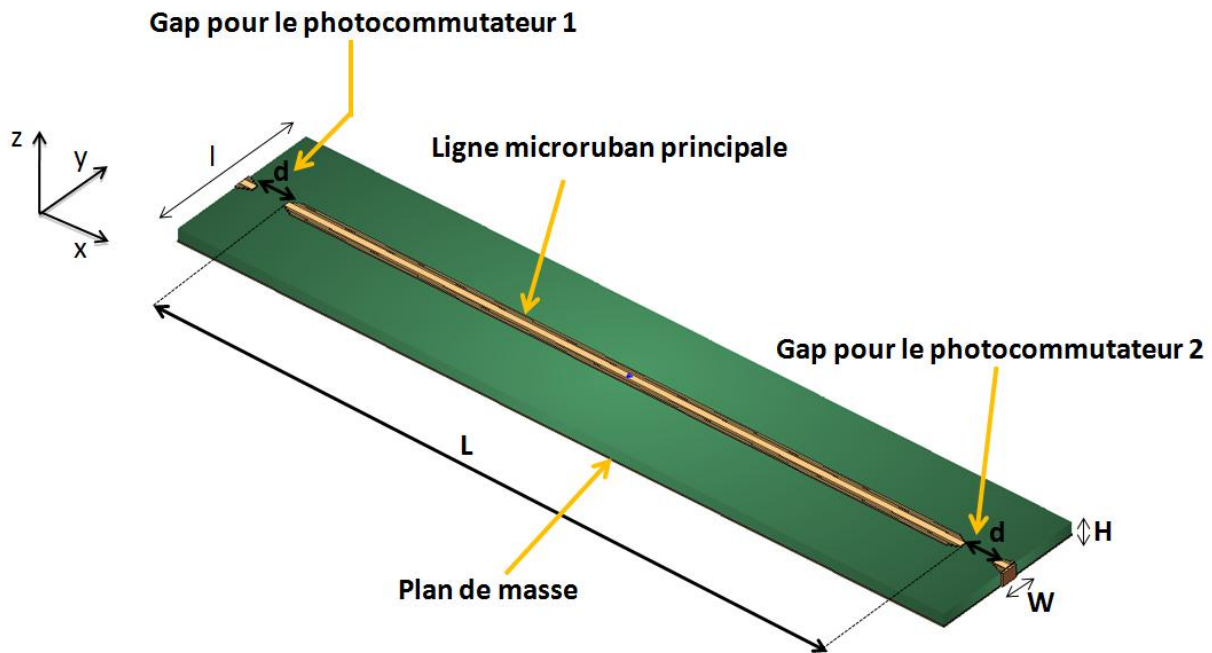


Figure III.6. Structure modélisée du générateur par la méthode FDTD

La structure se compose d'une ligne centrale, séparée de deux lignes secondaires (à droite et à gauche) par un gap d'air d de longueur de 5 mm. Les deux commutateurs viendront s'intégrer à cette structure dans une étape ultérieure. La ligne centrale et les deux lignes secondaires ont une largeur identique W de 3 mm. La longueur totale L de la ligne est de 106 mm. La transition entre les lignes et le gap d'air est faite par rétrécissement progressif de la métallisation sur une longueur de 1.5 mm pour arriver à une largeur de ligne finale de 1 mm.

Le substrat diélectrique a une largeur l de 24 mm, une épaisseur H de 1.6 mm, tandis que l'épaisseur de métallisation est de 0.2 mm. Le plan de masse couvre toute la surface du côté bas du substrat. Le volume total de calcul est de $122 \times 26 \times 5$ mm avec une discrétisation spatiale de $0.25 \times 0.25 \times 0.2$ mm pour un nombre total de cellules égal à $485 \times 106 \times 27$.

En ce qui concerne le modèle diélectrique, tous les matériaux ont été considérés sans perte : le substrat a une permittivité relative de 4.5 et la métallisation est considérée comme un conducteur parfait (PEC). Le volume de calcul est délimité par des couches absorbantes de type PML. La modélisation du fonctionnement du générateur s'est déroulée en deux étapes : une étape statique pour la polarisation de la ligne et une étape dynamique pour la décharge de

la structure et la mise en forme de l'impulsion. Cette distinction en deux phases s'explique par plusieurs raisons.

- Tout d'abord, il est nécessaire d'examiner le comportement de la ligne microruban lorsqu'elle est soumise à des niveaux de polarisation élevés (quelques kV). Pendant le chargement, la structure microruban est reliée à une source de haute tension continue créant ainsi une distribution de champ électrique statique. Après une courte transition, le champ électrique statique prend une valeur constante sur tout le volume du diélectrique et reste confiné au niveau du substrat avec une valeur égale au rapport entre la tension de polarisation et l'épaisseur du substrat. A ce stade, la résistance de conduction des deux commutateurs est maximale et peut être modélisée par un circuit ouvert.

- La deuxième étape est une simulation dynamique qui modélise la décharge de la ligne et la génération de l'impulsion. Dans ce cas, les commutateurs présentent des résistances de conduction variables dans le temps, et la mise en forme de l'impulsion dépend de l'instant de fermeture de chacun des commutateurs.

Cette subdivision du problème permet également de réaliser des économies de calcul. En effet, lorsque la valeur de la tension de polarisation reste constante, on peut utiliser la même matrice de distribution du champ statique pour plusieurs simulations dynamiques.

Après avoir décrit les caractéristiques de la structure à étudier et la démarche générale de cette première approche, nous allons présenter les résultats des simulations obtenus en phase statique et dynamique.

II.2.b. Résultats de la modélisation du générateur à ondes gelées

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats des simulations en phases statique et dynamique obtenus pour le générateur à ondes gelées avec une polarisation de 4.5 kV et l'activation d'un seul commutateur puis de deux commutateurs simultanément (profil d'impulsion monopolaire et bipolaire souhaités).

Polarisation de la ligne

La cartographie de la distribution du champ électrique E_z obtenue dans les trois plans orthogonaux, respectivement x-y avec $z=0$ (a), x-z avec $y=0$ (b) et y-z avec $x=0$ (c) est présentée sur la figure III.7.

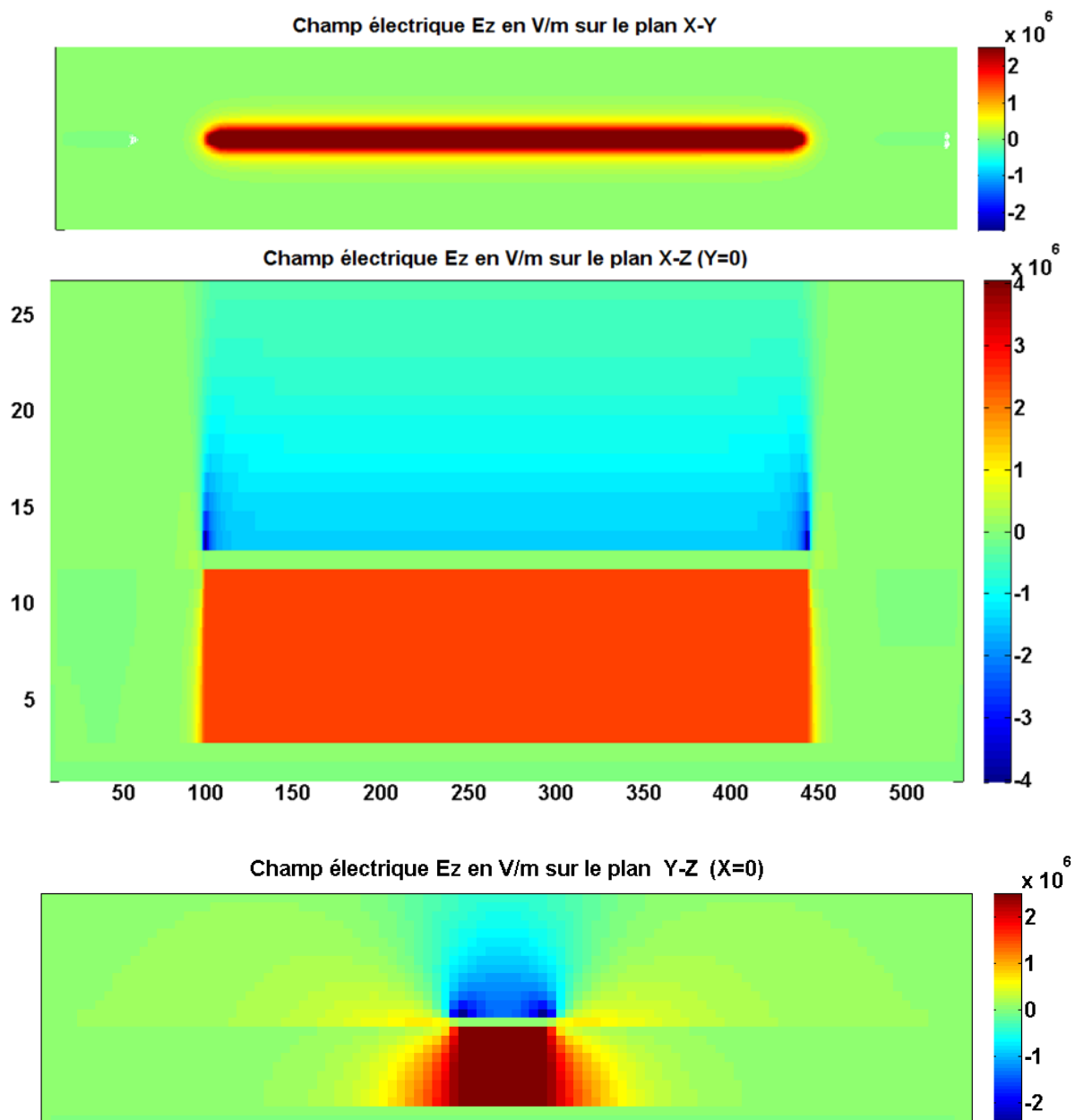


Figure III.7. Cartographie du champ électrique E_z en V/m sur les plans x-y ; x-z ($y=0$) et y-z ($x=0$)

La distribution des champs statiques montre que le champ électrique E_z reste confiné au niveau du substrat entre la ligne de transmission et le plan de masse.

Notons aussi que le champ électrique dans l'air est plus intense au niveau des bords de la ligne micro ruban. Cela est dû à des pertes par rayonnement plus importantes au niveau des discontinuités de la ligne.

La figure III.8 montre la distribution des champs transversaux E_x et E_y . Ils sont nettement inférieurs au champ E_z en raison du mode quasi-TEM dominant dans cette structure.

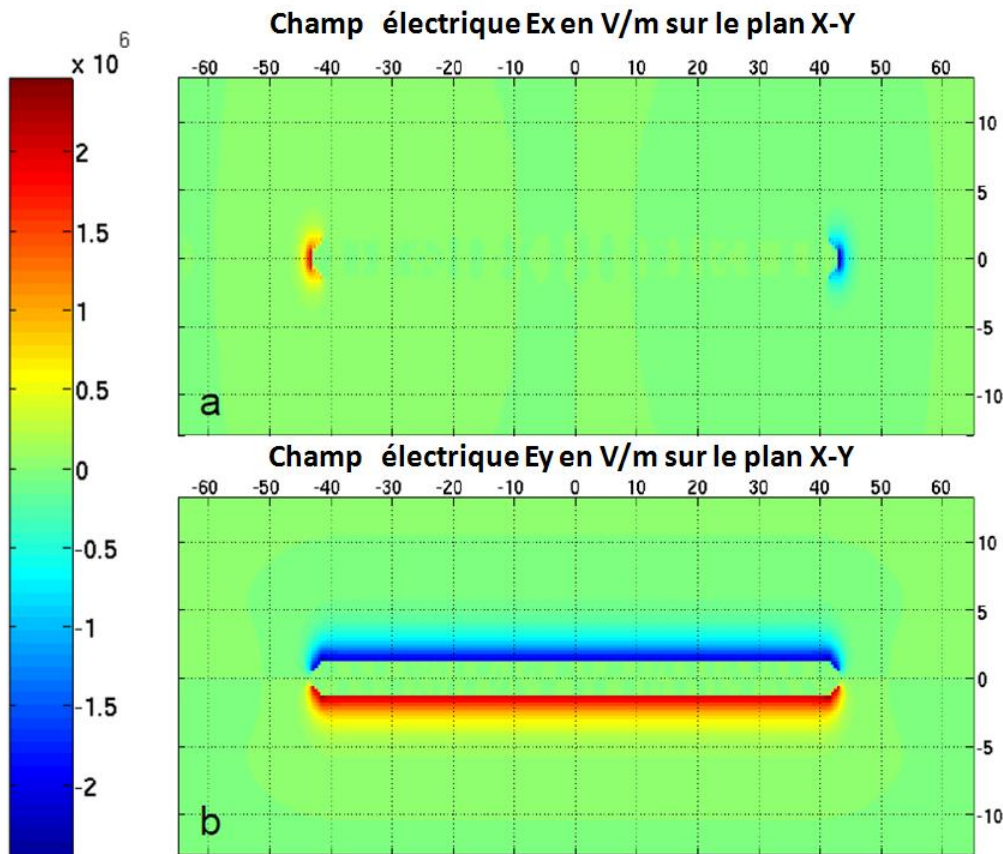


Figure III.8. Cartographie du champ E_x et E_y en V/m sur le plan x-y

Les résultats obtenus pour la simulation statique sont en accord avec la distribution classique du champ électrique dans une structure micro ruban [10] [11] et ont été utilisés pour la simulation dynamique.

Simulation dynamique

Dans cette partie, les deux photocommutateurs sont pris en compte dans les équations FDTD au niveau du gap entre la ligne principale et les lignes secondaires (figure III.6).

La caractérisation des photocommutateurs dans le chapitre 2 montre une décroissance rapide de la résistance du photocommutateur dans le temps avec une valeur maximale de 10 MΩ correspondant à l'état ouvert du commutateur puis de 5 Ω correspondant à la résistance résiduelle à l'état fermé.

En raison du régime linéaire du fonctionnement des ces photocommutateurs, la décroissance de la résistance suit rigoureusement le profil gaussien de l'impulsion optique.

Dans le code numérique, les commutateurs peuvent alors être considérés comme une résistance non linéaire qui varie dans le temps. Nous avons choisi une fonction de type gaussienne pour tenir compte de cette résistance dans l'algorithme FDTD :

$$R(n) = R_{ON} + (R_{off} - R_{ON})e^{-\left[\frac{n\Delta t}{2\alpha}\right]^2} \quad \text{Équation IVII.2}$$

- Avec R_{ON} la résistance à l'état passant en Ω
- R_{off} la résistance à l'état bloqué en Ω
- Δt le pas temporel en s
- n le nombre d'itérations
- α pour réguler le temps décroissance de la fonction

La modification apportée aux équations de Maxwell par l'introduction de ce modèle de commutateur est présentée en annexe 1.

La figure III.9 présente l'évolution de la résistance du photocommutateur utilisée dans le code numérique.

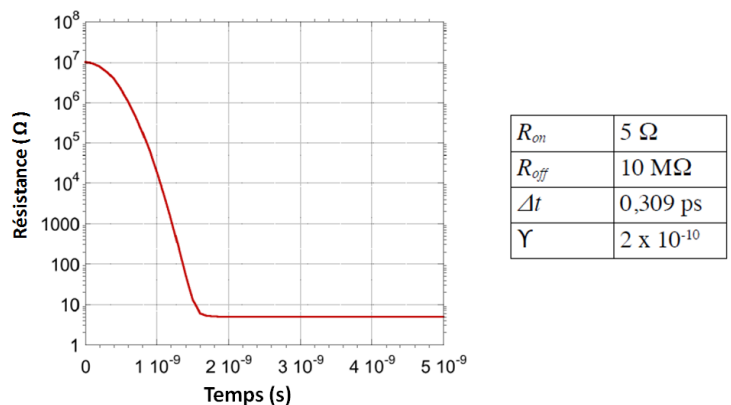


Figure III.9. Fonction de l'évolution de la résistance et de ses paramètres

Le volume de chaque photocommutateur est de 5×1×0.2 mm pour un total de 80 cellules FDTD. Pour décrire la génération de l'impulsion, un pas temporel de 0.309 ps a été

choisi et le nombre d'itérations a été fixé à 25 000. La longueur totale de la ligne a été choisie pour générer une impulsion d'une durée de 1.6 ns.

La modélisation du générateur a été réalisée en activant d'abord un seul puis les deux photocommutateurs. La figure III.10 présente les profils d'impulsions obtenus pour ces deux configurations.

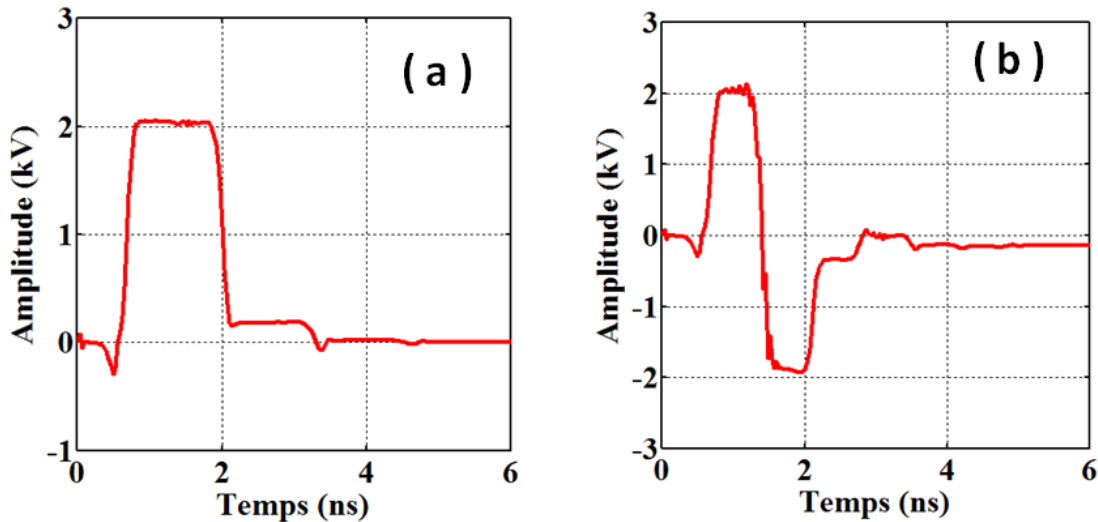


Figure III.10. Impulsion bipolaire (a) et mono polaire (b) générées avec la modélisation FDTD du générateur

Dans le cas où seul le commutateur de sortie est activé, une impulsion de profil monopolaire est alors engendrée avec une amplitude maximale de 2056 V et une durée d'impulsion de 1.6 ns (Figure III.10.a). Lorsque les deux photocommutateurs sont déclenchés simultanément, une impulsion de type bipolaire est générée avec une amplitude crête-à-crête de 4068 V et une durée d'impulsion de 1.7 ns (Figure III.10.b).

Notons que l'amplitude des impulsions générées est inférieure à la tension maximale attendue, cela est dû à la valeur de la résistance résiduelle des photocommutateurs (5Ω) fixée dans la simulation numérique. On peut également remarquer que la résistance résiduelle des photocommutateurs introduit une désadaptation d'impédance dans le circuit ce qui se traduit par l'apparition d'une impulsion parasite de faible amplitude située après l'impulsion principale.

A partir de ces premiers résultats, nous constatons que le modèle numérique développé décrit bien la mise en forme des impulsions d'un générateur à onde gelée. La durée des impulsions obtenues correspond aux dimensions des lignes de transmission utilisées.

Dans la partie suivante, une deuxième approche de la modélisation du générateur tout en dynamique sera présentée.

II.3. Approche « Full dynamic »

Dans cette approche, la polarisation de la structure, le déclenchement des photocommutateurs et la propagation sont effectués au cours d'une seule et même simulation numérique. Cela présente l'avantage d'avoir un volume de calcul identique, en particulier au niveau des frontières, dans les différentes phases de la simulation. Le problème se décompose de la façon suivante :

- un générateur est positionné entre le plan de masse et la ligne microruban. La technique utilisée est celle employée pour l'alimentation des antennes imprimées par exemple. Le générateur de tension est placé sur un fil conducteur avec une impédance interne de 50Ω . Un échelon unité est appliqué au niveau du générateur avec une montée de type gaussienne pour éviter une transition trop brutale. Après quelques allers-retours du signal sur la ligne microruban, les photocommutateurs étant en position ouvert, le signal devient constant, ainsi que les champs électromagnétiques. La ligne est ainsi polarisée et l'ensemble fil générateur peut alors être retiré. Cette étape prend environ une dizaine de nanoseconde et dépend de la longueur de la ligne de propagation.
- La ligne étant polarisée, il existe une différence de potentiel de part et d'autre des photocommutateurs. Il est alors possible de faire varier la résistance équivalente (figure III.9) du composant optoélectronique pour simuler le passage de l'état ouvert à l'état fermé. Il y a alors propagation des signaux le long des lignes de propagation et formation des impulsions délivrées par le générateur.
- La charge peut être considérée soit comme parfaite (dans les PML), soit comme réelle en modélisant un applicateur (cuvette à électrodes par exemple).

Cette technique a été préférée à la technique précédente pour modéliser le générateur 10Ω présenté par la suite. Elle a permis entre autres de réduire les signaux parasites qui apparaissent sur les signaux générés. Il apparaît, en effet, un signal négatif au premier instant sur la tension générée qui est inhérent aux limites de la technique utilisée.

III. Développement d'un générateur à base d'une technologie microruban

Les premiers générateurs à onde gelée ont été développés sur des structures basées sur une technologie microruban.

Cette technologie présente plusieurs avantages :

- Les dimensions du conducteur supérieur peuvent être modifiées facilement avec des méthodes peu coûteuses (photolithographie).
- Des éléments optoélectroniques peuvent être aisément fixés à cette structure puisqu'elle est de configuration plane.
- Tous les éléments incorporés à la structure sont aisément accessibles.

En contre partie, ces lignes ne peuvent supporter que des puissances faibles et les pertes par rayonnement au niveau des discontinuités deviennent importantes pour des fréquences élevées.

Pour les premiers générateurs réalisés, des structures de type microruban ont été développées avec une technique de lithographie optique (Annexe 2). La figure III.11 présente des exemples de lignes microrubans réalisées avec ce principe.

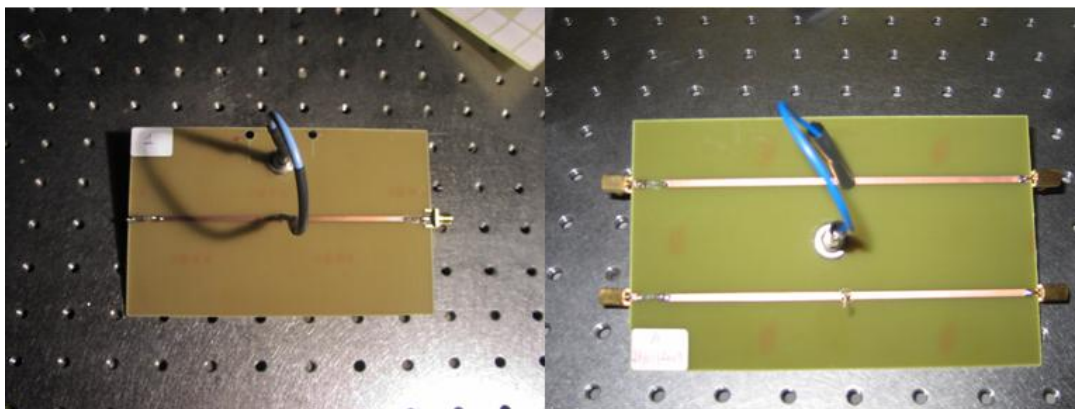


Figure III.11. Exemples de prototypes de lignes microrubans réalisés par photolithographie

Cette technique d'irradiation UV avec contact entre le masque et le substrat permet d'avoir une bonne définition des motifs. Cependant, une usure du masque est observée et cette méthode est très sensible à la présence de la poussière entre le masque et le substrat.

Dans la partie suivante, une confrontation des profils d'impulsions obtenus par mesure et par simulation sera exposée.

III.1. Comparaison des mesures expérimentales et des résultats des simulations FDTD

Dans ce paragraphe, nous avons comparé les résultats obtenus par la simulation numérique et par les mesures expérimentales avec un générateur à onde gelée d'impédance caractéristique de 50Ω et polarisé avec une tension de 4.5 kV. Dans ces expérimentations, les photocommutateurs sont déclenchés par une source laser picoseconde délivrant des impulsions optiques d'une durée de 500 ps et d'une énergie optique de 35 μ J.

III.1.a. Dispositif expérimental

La figure III.12 montre le système de mesure des impulsions. Il regroupe un extracteur de signal « Tap off » (245 NMFFP-100, Barth Electronics Technology) permettant d'obtenir les signaux incident et réfléchi dans le système. Des atténuateurs haute tension sont utilisés pour visualiser le profil de l'impulsion avec un oscilloscope large bande. Le ratio entre le signal affiché à l'oscilloscope et la tension délivrée par le générateur est de 10^4 . Enfin la charge de sortie est une résistance haute tension 50Ω adaptée à l'impédance interne du générateur.

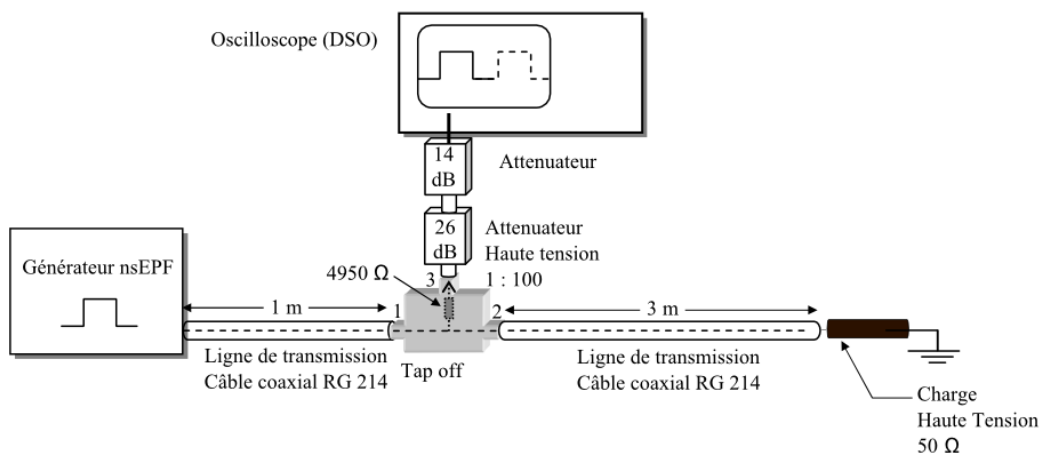


Figure III.12. Dispositif expérimental pour la mesure des impulsions

Les caractéristiques de la structure du générateur (ligne+substrat) restent les mêmes pour la simulation et la mesure. Les deux commutateurs ont été déclenchés simultanément avec une énergie optique suffisante pour une commutation efficace.

III.1.b. Comparaison simulation mesure

La figure III.13 présente le profil d'une impulsion bipolaire obtenue par simulation et par mesure.

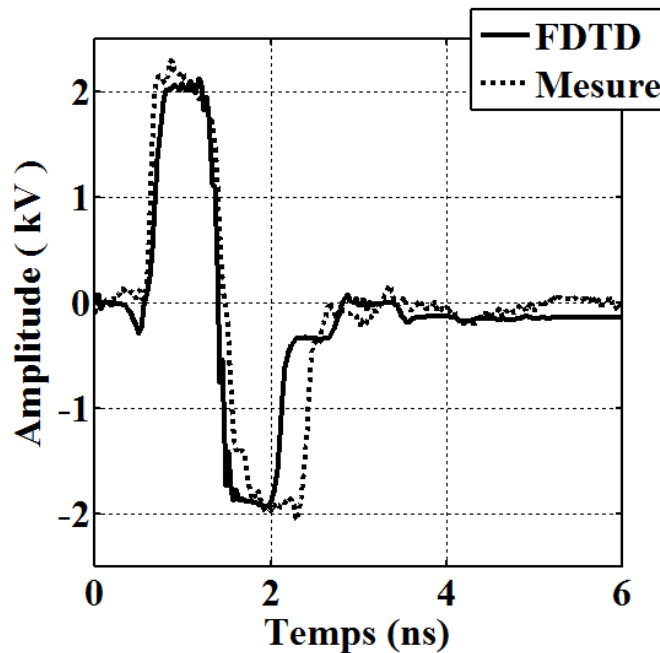


Figure III.13. Comparaison des profils d'impulsions bipolaires obtenues par la simulation et la mesure.

Il est à noter que les deux courbes montrent un bon accord au niveau du profil et de la polarité des impulsions.

Nous remarquons néanmoins que l'amplitude de l'impulsion mesurée est plus importante que celle obtenue par simulation. Cela est dû probablement à une diminution de la résistance résiduelle mesurée du photocommutateur plus importante que celle fixée dans le code numérique (5Ω). Dans le chapitre II, la caractérisation des photocommutateurs montrait une résistance résiduelle minimale obtenue de 2.5Ω .

Une différence sur la durée de l'impulsion est également observée. L'impulsion mesurée a une durée plus longue de 0.34 ns par rapport à celle obtenue par simulation. Cette différence peut s'expliquer par les petites variations sur la longueur de la ligne et sur les imprécisions sur la permittivité relative réelle définie dans le modèle numérique. On peut également noter un désaccord sur les pentes des transitions. En effet, des fronts de montée et

de descente plus longs sont obtenus en mesure. Cet écart peut être expliqué par la non prise en compte des caractéristiques exactes des photocommutateurs (impédance complexe) après illumination par un faisceau laser de forte puissance crête.

Malgré quelques différences, cet outil électromagnétique développé avec la méthode FDTD décrit bien le profil des impulsions obtenues par le générateur à onde gelée et permet d'appréhender le comportement statique et dynamique de ce type de structure.

Pour l'électroporation des cellules, la charge 50 Ω haute tension est remplacée par un applicateur de type cuvette biologique par exemple (Figure III.14). Ce dispositif permet l'exposition, à des impulsions de champ électrique, d'une grande population de cellules.

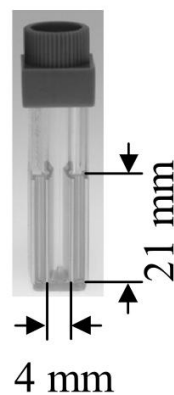


Figure III. 14 Photographie d'une cuvette biologique pour l'exposition des cellules aux impulsions de champ électrique

L'impédance caractéristique de cette cuvette biologique est donnée par [12] :

$$Z = \frac{d}{S(\sigma + 2j\pi f \epsilon_0 \epsilon_r)} \quad \text{Équation VII.3}$$

Avec

- σ la conductivité électrique de la solution biologique dans la cuvette en S/m
- ϵ_0 la permittivité du vide ($8.854 \times 10^{-12} \text{ m}^{-3} \text{ kg}^{-1} \text{ s}^4 \text{ A}^2$)
- ϵ_r la permittivité relative complexe de la solution biologique
- S la surface des électrodes de la cuvette biologique en m^2
- d la distance entre électrodes en m
- f la fréquence en Hz

Nous constatons que l'impédance caractéristique de la cuvette dépend de ses dimensions géométriques et des propriétés électromagnétiques de la solution biologique.

Avec une distance inter-électrodes d de 4 mm, une surface des électrodes de $2.1 \text{ cm} \times 1.2 \text{ cm}$ et une conductivité électrique de la solution biologique de 0.31 S/m , nous obtenons une impédance caractéristique de la cuvette égale à 50Ω .

La figure III.15 illustre le comportement de l'impédance de la cuvette en fonction de la fréquence. Cette caractérisation fréquentielle montre un comportement résistif de l'impédance de la cuvette en basse fréquence jusqu'à une fréquence de 70 MHz. Pour des fréquences plus élevées, des phénomènes de résonance apparaissent et réduisent la bande passante de la cuvette.

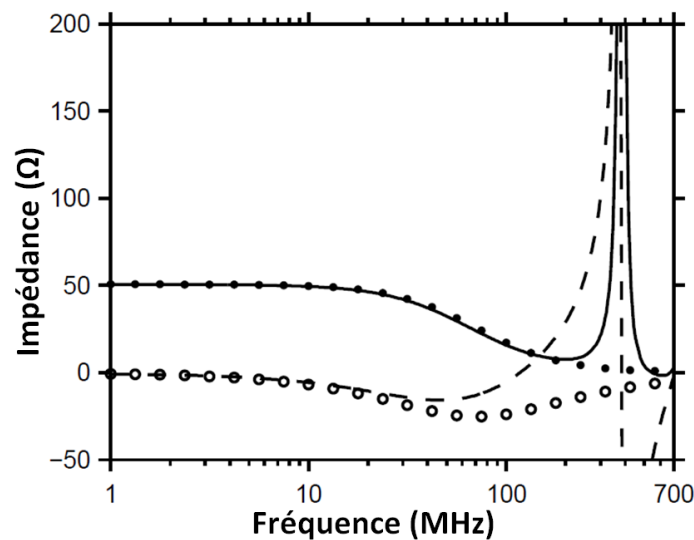


Figure III.15 Présentation de la partie réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique de la cuvette biologique [12]

Avec ce type d'applicateur, il est possible d'exposer des cellules biologiques avec des impulsions de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Pour des impulsions plus courtes, une forte atténuation au niveau de la cuvette biologique est observée.

Beaucoup de milieux biologiques utilisés pour l'étude des phénomènes d'électroporation des cellules présentent des conductivités électriques plus grandes ($\sim 1.5 \text{ S/m}$). Cela a pour conséquence une impédance très faible ($\sim 10 \Omega$) du système d'exposition (cuvette + cellules biologiques).

Pour adapter ces systèmes basse impédance à la partie génération des impulsions électriques nanosecondes, nous avons développé un générateur à onde gelée avec une

impédance interne de 10Ω capable de générer des impulsions ultracourtes. Ces développements ont contribué à deux publications scientifiques dans des revues internationales [12] [13] ainsi qu'à plusieurs communications dans des conférences internationales à comité de lectures et actes.

Dans la partie suivante, les principaux résultats obtenus par simulation et par mesure de ce générateur seront présentés.

III.2. Développement d'un générateur à onde gelée basse impédance

Dans cette partie, une analyse numérique du générateur basse impédance sera réalisée. Ensuite, une confrontation des résultats obtenus par mesure et par simulation sera faite.

III.2.a. Présentation de la structure du générateur 10 Ω

Le développement de ce générateur est basé sur la même technologie que celle utilisée pour le générateur 50Ω avec une différence sur les dimensions de la ligne principale et des lignes secondaires. La figure III.16 présente les dimensions du générateur basse impédance et de l'applicateur contenant la solution biologique [13].

Une largeur de ligne de transmission de 24 mm est nécessaire pour avoir une impédance caractéristique de 10Ω (voir annexe 3).

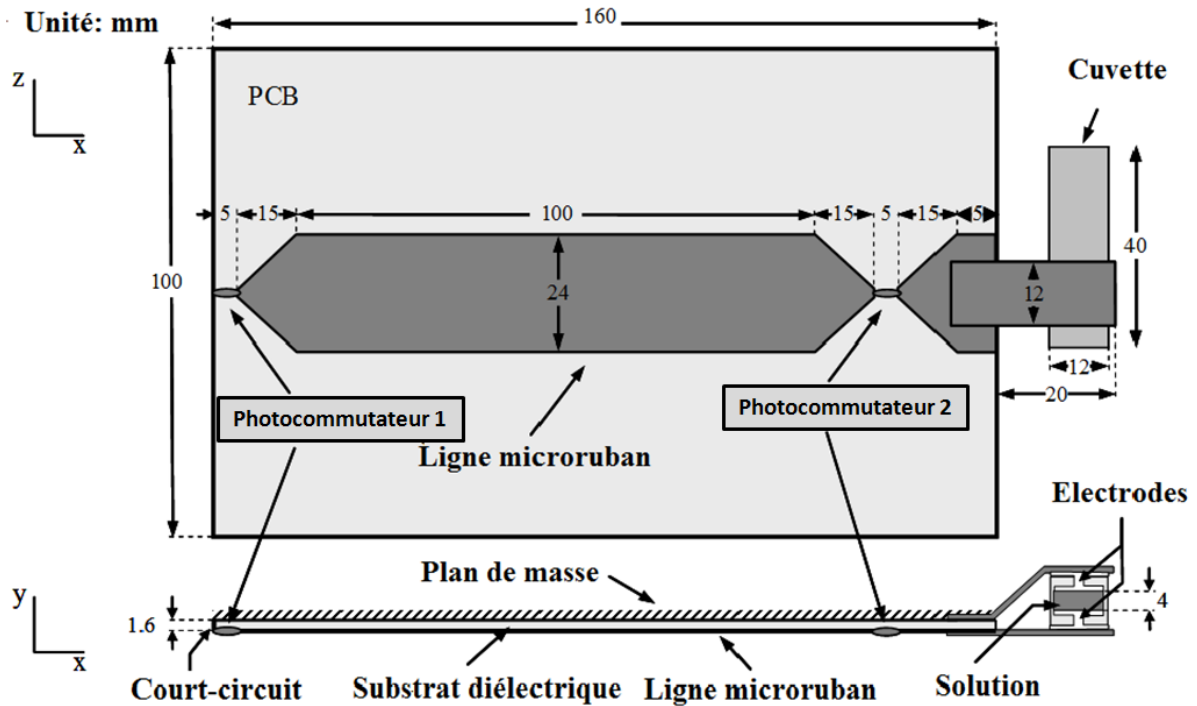


Figure III.16. Dimensions du générateur 10 Ω avec la cuvette biologique

La modélisation numérique de cette structure s'est faite également en deux phases, statique et dynamique, avec une discrétisation spatiale de 1 mm suivant la direction de x et de z et de 0.4 mm suivant la direction de y. Un pas temporel de 0,98 ps a été choisi pour un total de 10 000 itérations [13].

Polarisation de la ligne

La cartographie de la distribution du champ électrique E_z obtenue dans les trois plans orthogonaux, respectivement x-y avec $z=0$ (a), x-z avec $y=0$ (b) et y-z avec $x=0$ (c) est présentée sur la figure suivante.

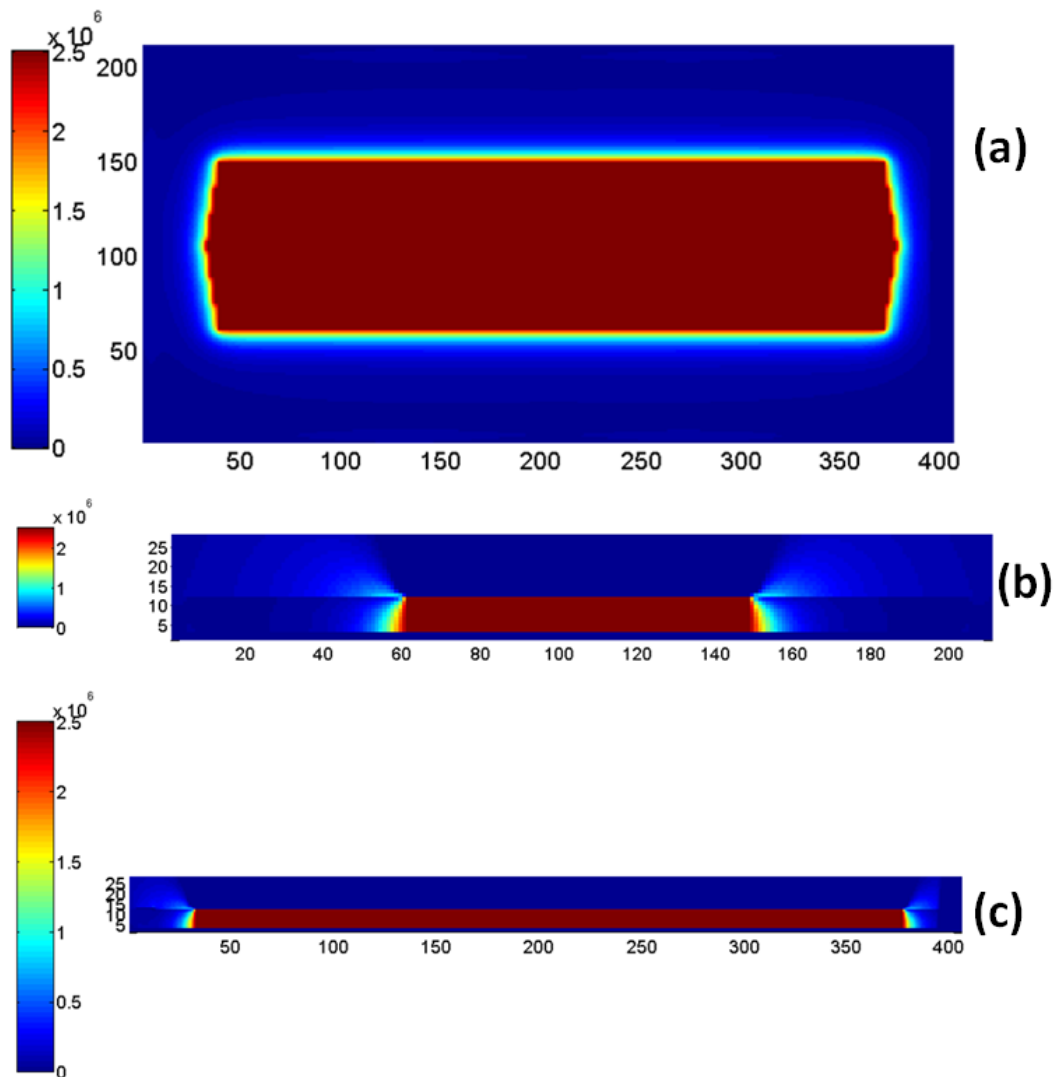


Figure III.17. Cartographie du champ électrique E_z en V/m sur les plans x-y (a) ; x-z ($y=0$) (b) et y-z ($x=0$) (c)

Comme pour le générateur 50Ω , la distribution du champ électrique reste confinée au niveau du diélectrique entre la ligne micro ruban et le plan de masse (Figure III.17.b, figure III.17.c).

Simulation dynamique :

Le but de cette partie est de voir l'effet des dimensions de la ligne micro ruban 10Ω sur le profil et l'amplitude de l'impulsion générée. La figure III.18 présente le profil d'une impulsion monopolaire obtenue avec le code FDTD.

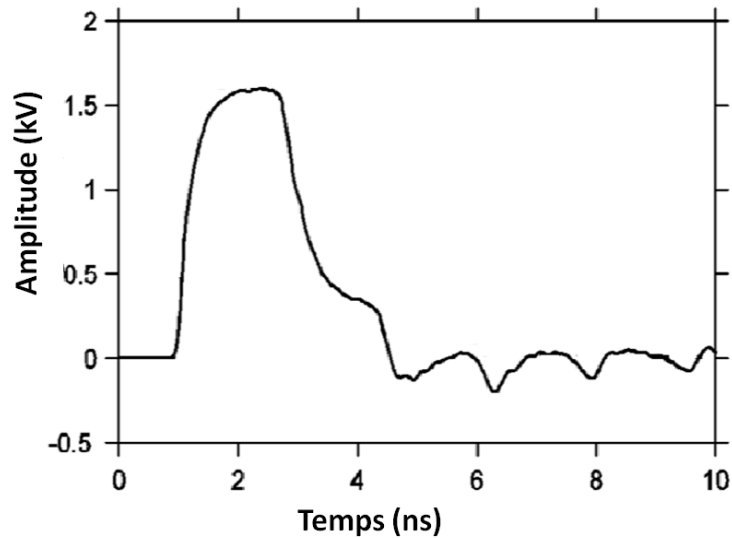


Figure III.18. Profil de l'impulsion générée avec la simulation FDTD du générateur 10Ω

Pour une polarisation de 4 kV, nous obtenons une impulsion monopolaire d'une amplitude de 1.6 kV et d'une durée d'impulsion à mi-hauteur de 2 ns.

Nous remarquons que le profil de l'impulsion obtenue subit une déformation forte et plusieurs rebonds secondaires apparaissent. L'amplitude de l'impulsion obtenue est inférieure de 20 % à celle idéalement obtenue avec ce type de générateur (2 kV). Ce résultat était attendu puisque la résistance résiduelle des photocommutateurs choisie dans le code numérique ($\sim 5 \Omega$) est très proche de l'impédance caractéristique de ce générateur basse impédance. Un phénomène de désadaptation est observé entre les lignes de transmission et les composants de commutation.

De plus, avec une ligne centrale de largeur importante (24 mm), la transition vers le commutateur s'effectue sur une longueur plus importante par rapport à une ligne 50Ω et accentue sans doute ce phénomène de désadaptation.

Un prototype de ce générateur a été réalisé avec un substrat de type FR4 avec une épaisseur de 1.6 mm et une permittivité relative de 4.6. La connectique avec la cuvette a été réalisée par deux électrodes et une polarisation de 4 kV a été appliquée.

Pour ces expérimentations, la solution biologique a été assimilée à une solution saline (Eau+NaCl). Pour obtenir une cuvette contenant la solution saline d'impédance équivalente de 10Ω nous avons fixé la conductivité électrique à 1.5 S/m pour une distance inter-électrodes de 4 mm.

III.2.b. Dispositif expérimental

Un système de mesure a été mis en place pour obtenir le profil des impulsions générées en amont et au niveau de la cuvette biologique. La figure III.19 illustre le système complet de mesure des impulsions. A la sortie du générateur, un extracteur de signal mesure l'impulsion générée. La mesure de l'impulsion au niveau de la cuvette biologique a été effectuée à l'aide d'une sonde haute tension avec une large bande passante de 0 à 6 GHz (2440, Barth Electronic Technologies) spécialement conçue pour la mesure des impulsions de courte durée et de haute tension.

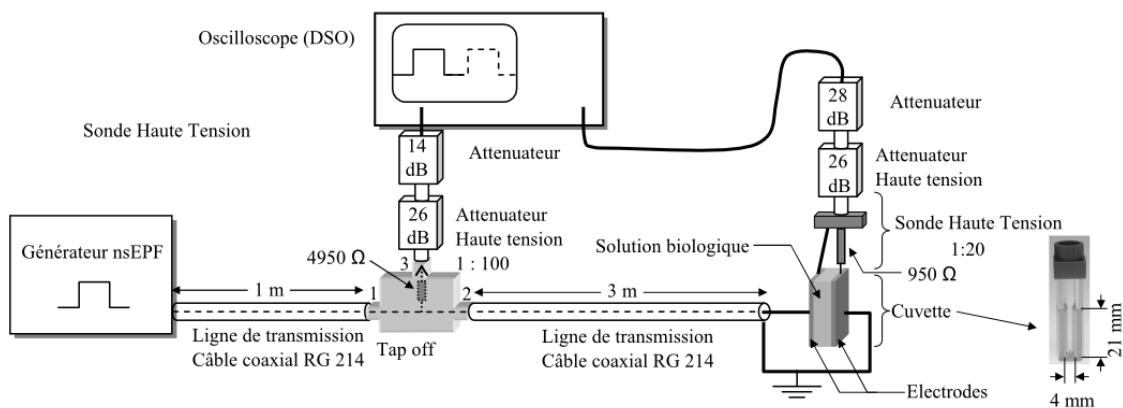


Figure III.19. Dispositif expérimental complet

III.2.c. Résultats

La figure III.20 présente la comparaison entre l'impulsion mesurée au niveau de la cuvette et l'impulsion obtenue par simulation en incorporant la caractérisation fréquentielle de la charge dans le code FDTD.

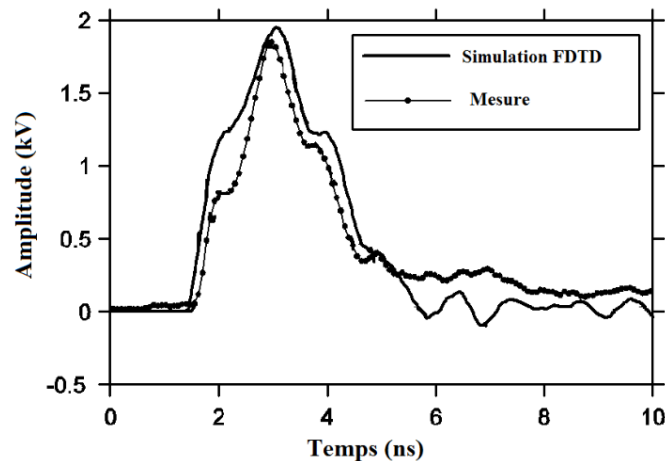


Figure III.20. Profil de l'impulsion obtenu au niveau de la cuvette par mesure et par simulation

Dans un premier temps, nous remarquons que les profils obtenus par l'expérience et par la simulation sont assez proches l'un de l'autre. Dans un second temps, nous observons une forte déformation du profil de l'impulsion transmise à la cuvette avec des oscillations apparaissant au niveau des fronts de l'impulsion. Une quantité d'énergie résiduelle est également observée au-delà de l'impulsion principale.

Cette déformation de l'impulsion est due en grande partie à une variation de l'impédance de la cuvette biologique en fonction de la fréquence. Ce phénomène est illustré sur la figure III.21. En effet, pour des fréquences supérieures à 30 MHz, la cuvette ne présente plus un comportement résistif et des phénomènes de résonances apparaissent. La bande passante limitée de la cuvette biologique est très clairement à l'origine de ces déformations. Néanmoins, la puissance des signaux appliqués aux cellules biologiques reste importante et la durée moyenne des impulsions est maintenue.

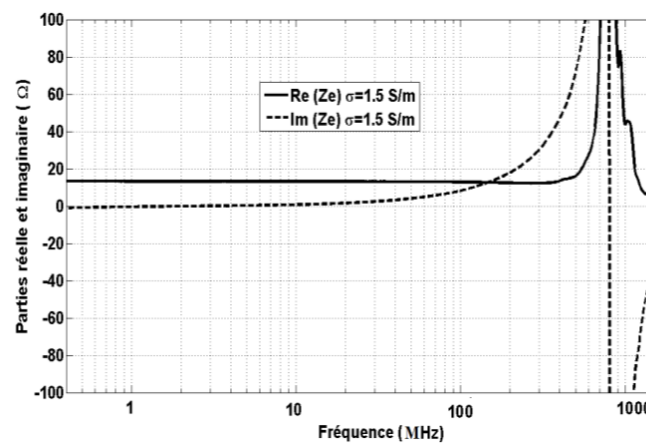


Figure III.21. Caractérisation fréquentielle de l'impédance caractéristique de la cuvette avec une solution de conductivité de 1.5 S/m : Parties réelle et imaginaire

A travers ces premières expérimentations, nous remarquons que ces générateurs réalisés avec une technologie microruban (10 Ω et 50 Ω) permettent de générer des impulsions de champ électrique avec :

- Des durées ultracourtes de l'ordre de la nanoseconde
- De fortes amplitudes jusqu'à 4 kV.
- Un profil configurable (monopolaire, bipolaire équilibré, bipolaire déséquilibré).

Pour des niveaux de tension supérieurs à 4 kV, le profil planaire de ces structures limite sensiblement la tenue en tension du circuit. En effet, la longueur de l'enveloppe entre

les électrodes du photocommutateur et le champ disruptif de l'air (variant de 1 kV/mm pour de l'air saturé en humidité jusqu'à 3.6 kV/mm pour de l'air sec) fixe la limite en tension de ces générateurs.

La durée totale des impulsions générées avec ce type de structure n'est pas modifiable et dépend de la longueur de la ligne de transmission. De plus, pour générer des impulsions de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, la ligne microruban présente des dimensions importantes et perd l'avantage de la compacité : par exemple, pour générer une impulsion de durée à mi-hauteur de 10 ns, une longueur de ligne microruban de 80 cm est nécessaire (Voir Annexe 3).

Le besoin de concevoir des systèmes de génération avec des durées d'impulsions variables sans modifier la structure du générateur, nous a amenés à passer à une technologie coaxiale.

La partie suivante décrit en détail le développement de ce nouveau type de générateur.

IV. Générateur à onde gelée – technologie coaxiale

L'objectif de cette partie est de développer un générateur à onde gelée basé sur une technologie coaxiale permettant de supporter des hautes tensions et d'avoir une flexibilité au niveau de la durée des impulsions générées.

Le guide d'onde de type coaxial est une ligne de transmission pour laquelle le mode dominant de propagation est une onde TEM. L'impédance caractéristique de cette ligne dépend de ses dimensions et de la nature de l'isolant. Son expression est donnée par :



$$Z_c = \frac{V_0}{I_0} = \frac{138,2}{\sqrt{\epsilon}} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad \text{Équation VIII.4}$$

Avec b le diamètre du diélectrique en mm

a le diamètre du conducteur central en mm

ε la constante diélectrique du matériau constituant le diélectrique

IV.1. Développement d'un générateur à onde gelée basé sur une structure coaxiale

L'approche choisie pour le développement de ce système de génération d'impulsions consiste à réaliser deux boîtiers indépendants intégrant chacun un des deux photocommutateurs nécessaires pour la génération d'impulsions bipolaires (Figure III.22). Ces deux structures sont connectées par l'intermédiaire d'une ligne de transmission de type coaxiale.

IV.1.a. Présentation de la structure interne du générateur

Deux boîtiers ont été réalisés sur une structure métallique à base d'aluminium et un matériau diélectrique isolant de type PTFE (téflon) de permittivité relative 2,1. Ces deux boîtiers reliés par un câble coaxial forment alors un générateur dit à onde gelée.

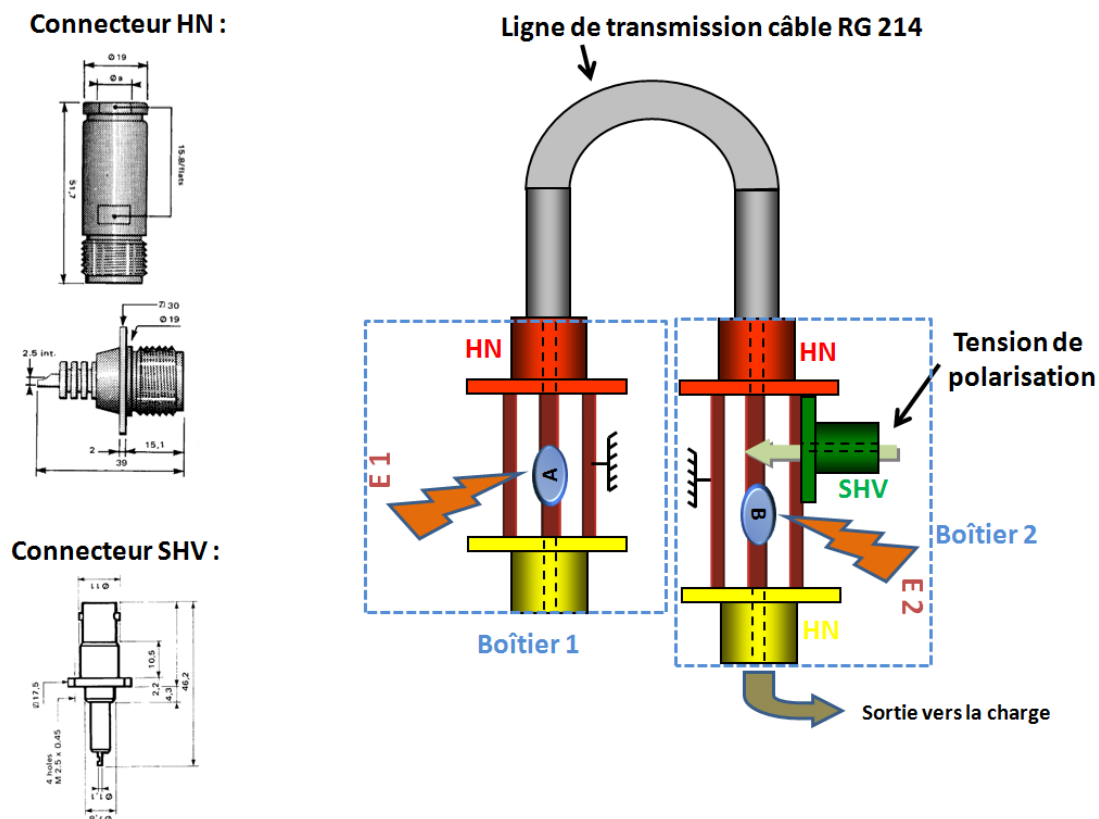


Figure III.22. Schéma d'un générateur à onde gelée avec une technologie coaxiale

La figure III.23 présente en détail la composition du premier boîtier à trois accès avec un commutateur. Le connecteur SHV, adapté pour les hautes tensions, est connecté à une source de tension continue et permettra de polariser la structure. Deux connecteurs de type HN de part et d'autre du commutateur permettent de transmettre l'impulsion générée sur une large bande de fréquence (0-3 GHz).

Des ouvertures ont été réalisées au niveau du diélectrique afin de permettre au faisceau optique d'arriver jusqu'au commutateur.

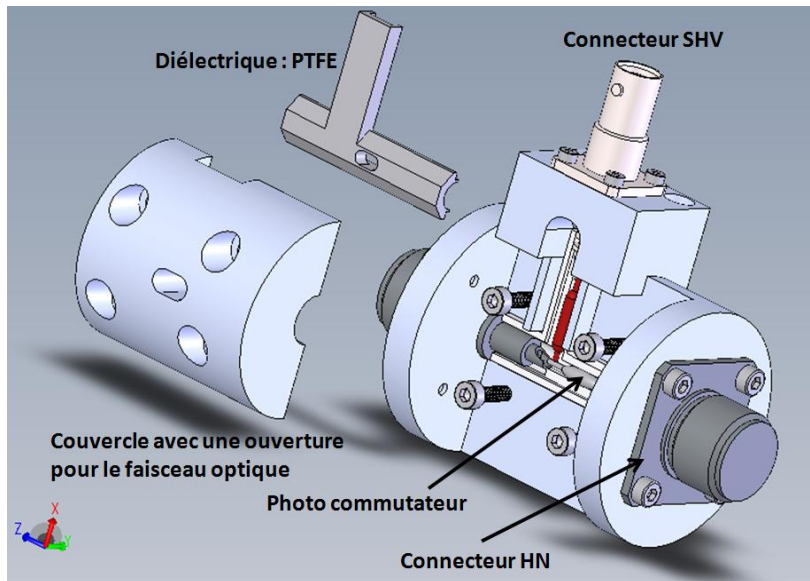


Figure III.23. Boîtier à trois accès intégrant le photocommutateur de sortie (coll. HorusLaser)

Le second boîtier a été réalisé pour intégrer le deuxième photocommutateur. La figure III.24 présente le schéma du deuxième boîtier à un accès. Il est composé d'un seul connecteur HN et d'une structure métallique pour réaliser le court circuit. La fonction de ce boîtier est de permettre l'inversion de la polarité du signal pour générer des impulsions de type bipolaire.

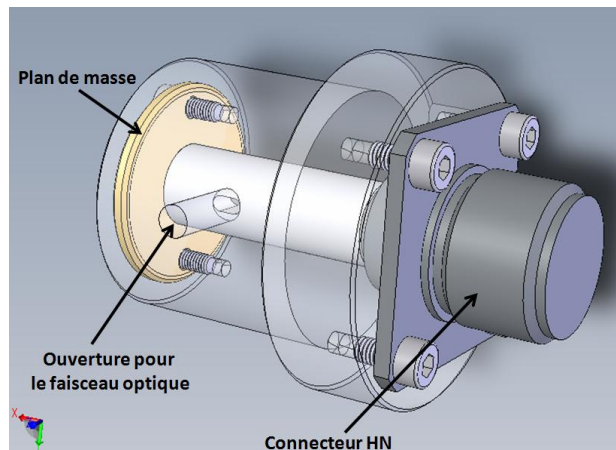


Figure III.24. Schéma du deuxième boîtier à un accès (coll. HorusLaser)

IV.1.b. Caractérisation fréquentielle

Pour les deux structures, le diamètre du conducteur interne a été fixé à 3mm et le diamètre du conducteur externe à 10 mm afin d’avoir une impédance interne de 50 Ω .

Une caractérisation fréquentielle de ces boîtiers a été réalisée pour valider ces dimensions. La figure III.25 présente les parties réelle et imaginaire de l’impédance caractéristique de la structure en fonction de la fréquence.

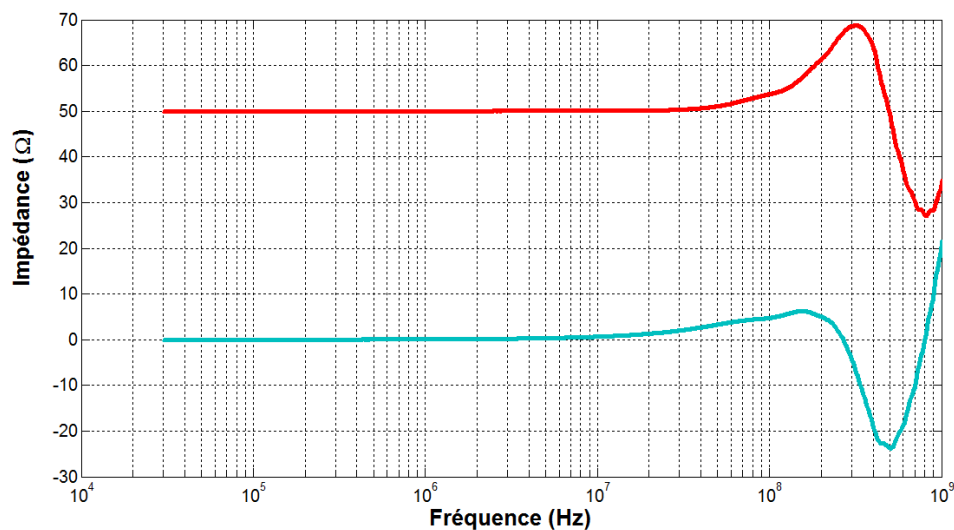


Figure III.25. Caractérisation fréquentielle de l’impédance caractéristique de la structure coaxiale : partie réelle et partie imaginaire.

L’impédance montre un comportement résistif pur égal à 50 Ω jusqu’à une fréquence de 100 MHz. Ensuite, la partie réelle commence à varier et la partie imaginaire n’est plus nulle. Une résonance a lieu à la fréquence de 300 MHz. Ce type de structure devrait permettre d’engendrer des impulsions d’une durée comprise entre quelques centaines de nanosecondes et environ 5 ns.

IV.1.c. Test de rigidité électrique des boîtiers

La limite en tension des boîtiers réalisés était fixée par la tenue en tension des connecteurs utilisés. Des essais de rigidité diélectrique ont été effectués afin de déterminer la tension de rupture (ou de claquage) de ces connecteurs.

Pour le connecteur SHV, un claquage électronique puis une destruction locale du connecteur par fusion thermique sont observés pour des tensions de polarisation au-dessus de

12 kV. Pour les connecteurs HN, cette tension de claquage est limitée à 6 kV. Le tableau suivant résume les caractéristiques des connecteurs utilisés dans nos générateurs.

<i>Connecteur</i>	<i>Fabricant</i>	<i>Fréquence de fonctionnement</i>	<i>Tension maximale</i>	<i>Type de l'isolant</i>
SHV	Radiall	0-3 GHz	6 kV	PTFE
HN	Radiall	0-2 GHz	12 kV	PTFE

Tableau 1. Caractéristiques des connecteurs HN et SHV

IV.2. Profils des impulsions générées avec ce type de générateur :

La figure III.26 présente le système complet avec les deux boîtiers connectés à travers une ligne coaxiale haute tension. La ligne de transmission coaxiale permet de stocker l'énergie électrique et fixe la longueur des impulsions (quelques dizaines de nanosecondes) sans pénaliser la compacité du système.

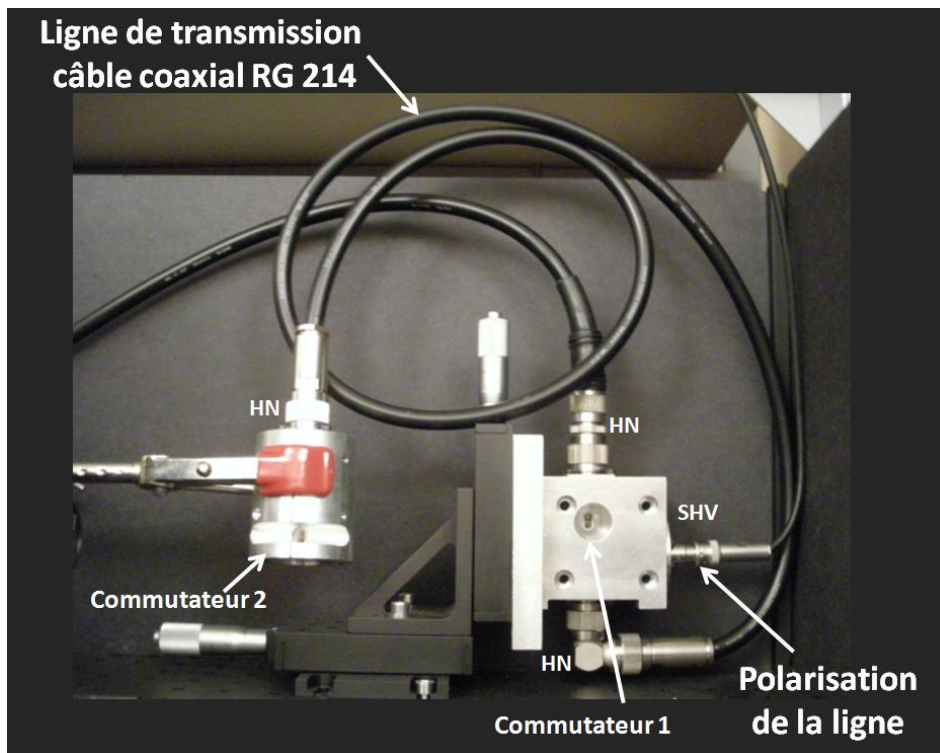


Figure III.26. Générateur à onde gelée basé sur une technologie coaxiale

Des câbles RG 214 MIL-C-17, avec un diélectrique de type de polyéthylène de permittivité relative 2.25, ont été utilisés.

Dans ces expérimentations, les photocommutateurs sont déclenchés par une source laser nanoseconde délivrant des impulsions optiques d'une durée de 2.3 ns et d'énergie optique de 35 μ J.

Dans un premier temps, nous avons connecté un câble coaxial de longueur de 135 cm entre les deux boîtiers et seul le commutateur de sortie est déclenché. Avec une polarisation de 4 kV du système, la figure III.27 montre l'impulsion générée.

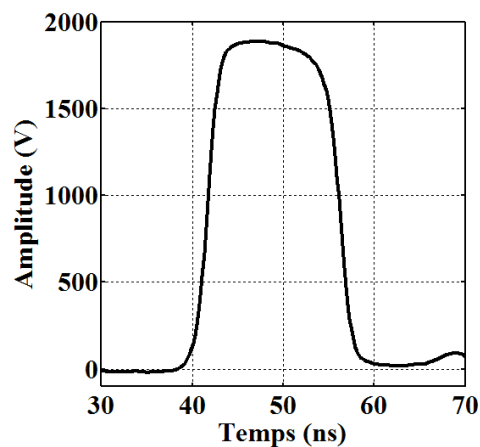


Figure III.27. Profil de l'impulsion monopolaire obtenue avec le générateur de type coaxial

Nous obtenons une impulsion monopolaire d'une amplitude de 1902 V pour une durée d'impulsion à mi-hauteur de 14,5 ns. Cette durée d'impulsion est supérieure de 0.9 ns à la valeur correspondant à une longueur de ligne de 135 cm. Cela s'explique par la variation de la longueur totale de la ligne de transmission introduite par les connecteurs HN entre le câble coaxial et le photocommutateur.

Nous remarquons également que le profil de l'impulsion obtenue avec cette technologie ne contient pas de réflexion ou d'oscillations par rapport aux générateurs basés sur une technologie microruban. En effet, l'intégration du photocommutateur au niveau du conducteur interne des structures coaxiales a permis de s'affranchir des problèmes de désadaptions d'impédance dûs aux transitions trop abruptes.

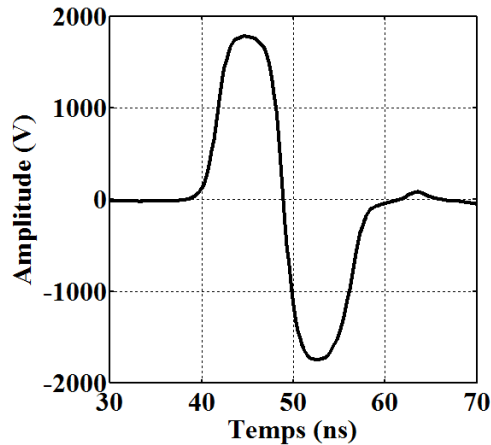


Figure III.28. Profil de l'impulsion bipolaire obtenue avec le générateur de type coaxial

Nous avons ensuite déclenché les deux commutateurs simultanément. La figure III.28 montre le profil de l'impulsion générée. Nous obtenons une impulsion d'une amplitude crête-à-crête de 3798 V et d'une durée totale de 15 ns. L'impulsion obtenue contient deux polarités parfaitement équilibrées sans la présence d'oscillations sur l'allure du signal.

Enfin, l'intérêt majeur concernant l'utilisation de ce système est de pouvoir contrôler la durée des impulsions générées sans modifier la structure. La figure III.29 montre deux profils d'impulsion de durées différentes de 14.5 ns (Figure III.29.a) et de 2.4 ns (Figure III.29.b) obtenues respectivement avec des longueurs de câble de 135 cm et de 18 cm.

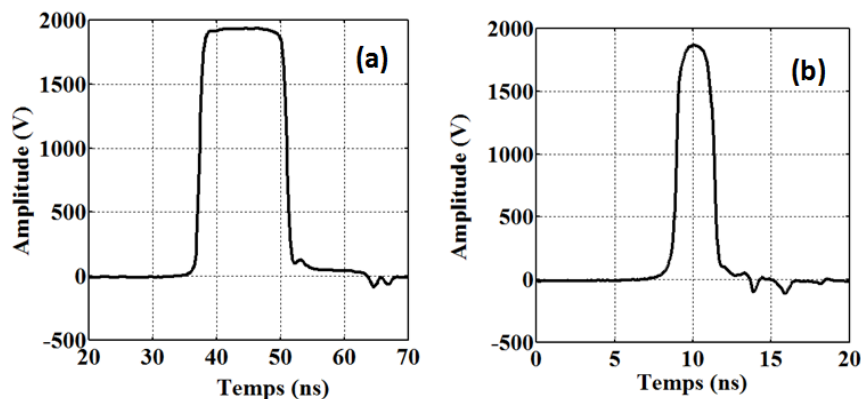


Figure III.29. Profil de deux impulsions de durée différente obtenue avec le même système de génération

Pour résumer, dans cette partie nous avons développés un système de génération compact basé sur une technologie coaxiale capable de générer des impulsions avec :

- Des durées courtes de l'ordre de la dizaine de nanosecondes en gardant une compacité du système
- De fortes amplitudes jusqu'à 6 kV.
- Un profil reconfigurable (monopolaire et bipolaire).
- Flexibilité au niveau de la durée des impulsions générées.

V. Conclusion

Dans ce chapitre, les outils numériques et expérimentaux nécessaires pour le développement, la caractérisation et la modélisation de générateurs à onde gelée ont été présentés.

Dans une première partie, deux approches numériques ont été présentées pour intégrer l'aspect non linéaire des composants optoélectroniques utilisés pour la génération de nsPEF. Une confrontation des résultats numériques et expérimentaux a montré la validité de ce code numérique.

Dans une deuxième partie, nous avons présenté la réalisation et la caractérisation de plusieurs générateurs permettant d'obtenir des impulsions bipolaire et monopolaire de durée de l'ordre de la nanoseconde.

Pour des applications spécifiques à l'électroporation des cellules biologiques, nous avons développé un générateur 10Ω capable d'engendrer des impulsions nanosecondes et sub-nanosecondes avec une amplitude maximale de 3 kV. Nous avons constaté une déformation des ces signaux au niveau de la solution biologique du à une bande passante limitée de la cuvette biologique. Néanmoins, la puissance de l'impulsion appliquée reste importante et la durée du signal est maintenue.

Afin d'obtenir une meilleure intégration des composants optoélectroniques et une tenue en tension plus grande de ces générateurs, nous avons développé des générateurs à onde gelée basés sur une technologie coaxiale. Des impulsions de durée de la dizaine de nanosecondes ont été obtenues en gardant une compacité du système. Le profil des impulsions est plus lisse et une flexibilité au niveau du profilage des impulsions est maintenue avec une amplitude maximale de 4 kV. L'intérêt majeur de ce système réside dans la flexibilité de modifier la durée des impulsions électriques en variant la longueur de la ligne de transmission coaxiale.

Dans le chapitre suivant, nous allons montrer les possibilités de contrôler le profil temporel et spectral des impulsions générées en agissant sur les paramètres de la commande optique.

VI. BIBLIOGRAPHIE

- [1] L. F. Rinehart et R. J. Gripshover, *Frozen Wave Generator Jammer*. DEPARTMENT OF THE NAVY WASHINGTON DC, 1985.
- [2] B. Vergne, V. Couderc, et P. Leveque, « A 30-kHz monocycle generator using linear photoconductive switches and a microchip laser », *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 20, n^o. 24, p. 2132–2134, 2008.
- [3] S. El Amari et al., « Kilovolt, nanosecond, and picosecond electric pulse shaping by using optoelectronic switching », *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 22, n^o. 21, p. 1577–1579, 2010.
- [4] C. H. Lee, « Optical control of semiconductor closing and opening switches », *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 37, n^o. 12, p. 2426–2438, 1990.
- [5] P. Leveque, « Diffraction d’ondes électromagnétiques transitoires par des obstacles en présence de milieux diélectriques à pertes », 1994.
- [6] A. Taflove, S. C. Hagness, et others, *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*, vol. 2010. Artech House Boston, 2005.
- [7] R. Courant, K. Friedrichs, et H. Lewy, « On the partial difference equations of mathematical physics », *IBM Journal of Research and Development*, vol. 11, n^o. 2, p. 215–234, 1967.
- [8] J. P. Berenger, « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *Journal of computational physics*, vol. 114, n^o. 2, p. 185–200, 1994.
- [9] J. P. Berenger, « Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *Journal of computational physics*, vol. 127, n^o. 2, p. 363–379, 1996.
- [10] C. A. Balanis, « Advanced engineering electromagnetics », 1989.
- [11] F. Gardiol, « Hyperfréquences, vol », *XIII du Traité d’Electricité de l’EPFL, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes*, 1981.
- [12] M. Kanaan et al., « Characterization of a 50 Ω Exposure Setup for High-Voltage Nanosecond Pulsed Electric Field Bioexperiments », *Biomedical Engineering, IEEE Transactions on*, vol. 58, n^o. 1, p. 207–214, 2011.
- [13] C. Merla et al., « A 10 Ω High-Voltage Nanosecond Pulse Generator », *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 58, n^o. 12, p. 4079–4085, 2010.
- [14] M. V. Schneider, « Microstrip lines for microwave integrated circuits », *Bell Syst. Tech. J*, vol. 48, n^o. 5, p. 1421–1444, 1969.
- [15] E. O. Hammerstad, « Equations for microstrip circuit design », in *Microwave Conference, 1975. 5th European*, 1975, p. 268–272.

CHAPITRE IV :

Profilage temporel des hautes tensions pulsées

I.Introduction

Plusieurs études ont mis en évidence l'effet du profil des impulsions électriques sur les mécanismes d'électroporation des cellules biologiques (Chapitre 1 I.2.2). Les premières expérimentations utilisaient des impulsions assez longues (de 1 μ s à quelques ms) mais peu d'études ont exploré l'effet de la forme des impulsions ultracourtes (centaines de ps à quelques dizaine de ns) sur les phénomènes d'électroporation des cellules. Dans ce chapitre, l'objectif est de générer des impulsions de durée nanosecondes et sub-nanosecondes à profil variable et configurable.

La caractérisation des photocommutateurs dans le chapitre II montre que la réponse de ces composants optoélectroniques à une excitation optique permet d'obtenir des fronts de montée rapide grâce au régime de commutation linéaire. La durée de ces fronts est limitée par la commande optique et l'adaptation d'impédance entre le générateur et la charge. L'énergie optique, l'absence de gigue temporelle entre l'excitation et le signal de sortie et la configuration du générateur permettent alors un contrôle partiel du profil de l'impulsion et donc une maîtrise de son contenu spectral.

Dans un premier temps, une approche circuit à l'aide du logiciel de simulation SPICE est présentée. Celle-ci sera utilisée pour évaluer les possibilités de génération d'impulsions à profils atypiques (subnanoseconde) que nous pouvons obtenir avec un générateur à onde gelée. Un travail sur la géométrie des lignes de transmission et de la commande optique sera réalisé. Dans un deuxième temps, une étude plus détaillée sur les profils temporel et spectral des impulsions obtenues avec nos générateurs sera présentée.

Enfin, une évolution de nos systèmes vers des impulsions plus intenses (de l'ordre de la dizaine de kV) sera exposée.

II. Modélisation Spice

Dans cette partie, nous proposons d'utiliser l'outil de simulation Spice pour évaluer les possibilités d'engendrer des profils d'impulsions grâce à un générateur à onde gelée. Cette méthode simple et rapide de simulation permet de déterminer l'allure temporelle et spectrale des impulsions en fonction des caractéristiques des commutateurs et de la ligne de transmission principale.

La figure IV.1 présente le schéma de simulation Spice d'un générateur à onde gelée.

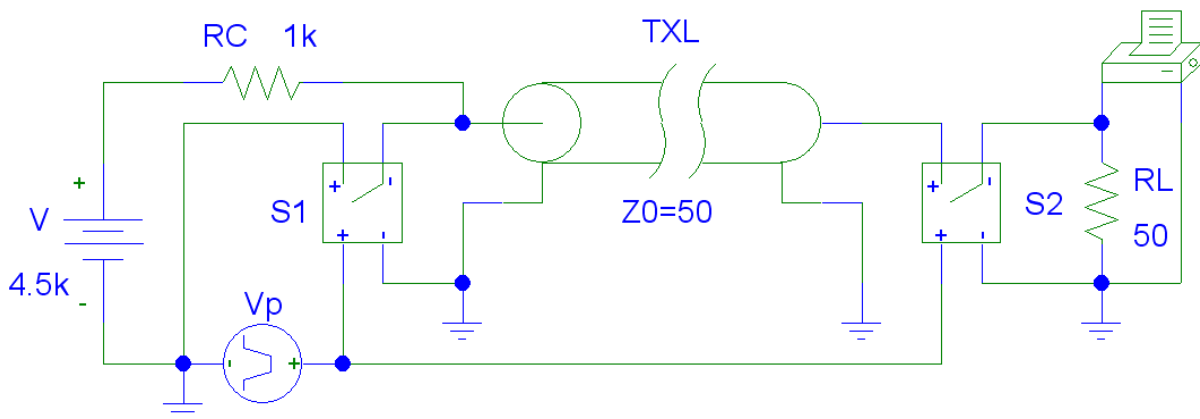


Figure IV.1. Schéma SPICE d'un générateur à onde gelée

Il est composé d'une ligne principale TXL chargée par une tension continue et délimitée par deux commutateurs S1 et S2. La mesure des impulsions obtenues par simulation s'effectue sur une charge résistive de 50Ω (R_L). Le modèle de la ligne de transmission est caractérisé par :

- Temps de propagation dans la ligne (T_D)
- Impédance caractéristique de la ligne (Z_0)

Le modèle du commutateur est caractérisé par :

- Temps de montée (T_{tran}) en ps
- Instant de déclenchement (T_{close}) en ns
- Résistance à l'état bloqué (R_{open}) en Ω
- Résistance à l'état passant (R_{closed}) en Ω
- Résistance de polarisation R_c en Ω

Pour la première étude, nous choisissons une longueur de ligne correspondant à un temps de propagation de 4 ns. Pour les deux commutateurs, le temps de montée de la commutation est fixé à 100 ps et la résistance de conduction des commutateurs varie de 1 M Ω à l'état bloqué jusqu'à 1 Ω à l'état passant. Il est possible aussi de modifier l'instant de déclenchement de chacun des commutateurs.

La ligne de transmission est polarisée à 4 kV à travers une résistance R_c de 1 k Ω . La figure IV.2 montre les profils temporel et spectral des impulsions obtenues dans le cas où un seul commutateur est activé (S1), puis lorsque les deux commutateurs sont déclenchés (S1 et S2).

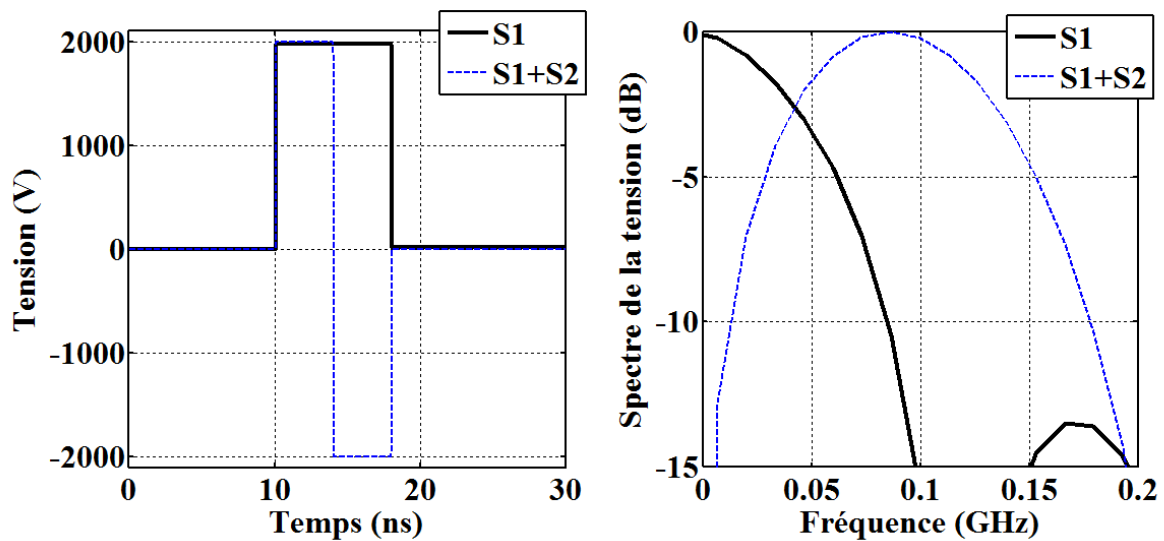


Figure IV.2. Profils temporel et spectral d'une impulsion bipolaire et monopolaire obtenus avec SPICE

Il est clairement visible sur ces courbes que la mise en forme bipolaire/monopolaire des impulsions s'effectue parfaitement avec un générateur à onde gelée. La durée de chaque impulsion est de 8 ns avec une amplitude de 2000 V pour l'impulsion monopolaire et de 4000 V pour l'impulsion bipolaire.

Au niveau du spectre de ces signaux, l'essentiel de la puissance du signal monopolaire se situe sur une bande de fréquence de 0 à 85 MHz (pour une atténuation de -10 dB) alors que pour le signal bipolaire cette bande se situe plus haut en fréquence dans une bande située entre 15 MHz et 175 MHz. Notons que le signal bipolaire se caractérise temporellement par une valeur moyenne nulle, ce qui lui donne pour une même durée d'impulsion une répartition spectrale plus riche en haute fréquence par rapport à un signal monopolaire.

Nous nous sommes intéressés ensuite à l'effet du retard optique, entre le déclenchement des commutateurs, sur le contenu spectral d'une impulsion bipolaire. Pour

cela, nous avons déclenché le commutateur de sortie (S1) en avance par rapport au commutateur S2 avec un retard de déclenchement de 0 ns, 1 ns puis de 2 ns. Le temps de montée de commutation est de 100 ps et nous fixons une résistance résiduelle de 1 Ω , identique pour les deux commutateurs. La figure IV.3 présente le profil temporel et spectral des impulsions obtenues.

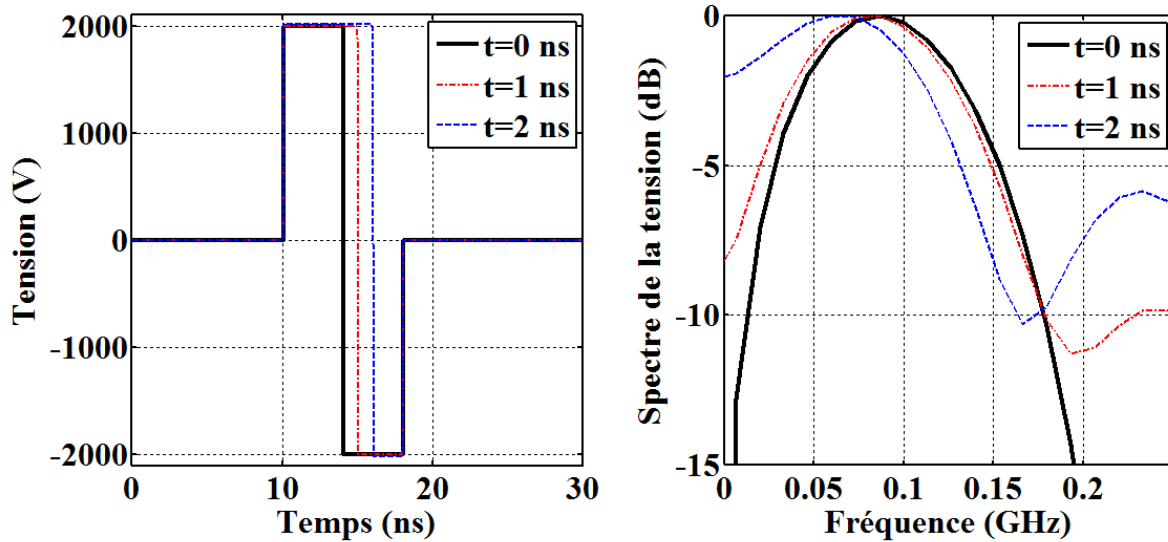


Figure IV.3. Profils des impulsions bipolaires obtenues avec une variation du retard de déclenchement entre commutateurs

Nous constatons que l'augmentation du retard de déclenchement entre commutateurs augmente la durée de la polarité positive de l'impulsion au détriment de la durée de la polarité négative alors que la durée totale de l'impulsion reste fixe. Cette variation du profil temporel se traduit au niveau spectral par un décalage de l'énergie du signal vers les basses fréquences. En pratique, la désynchronisation du déclenchement entre commutateurs dans nos systèmes optoélectroniques s'effectue en introduisant des lignes à retard pour modifier le trajet du faisceau laser. Ce système est assez encombrant car un retard de 1 ns représente une propagation d'environ 30 cm.

Nous nous sommes également intéressés à l'effet de la durée totale de l'impulsion sur l'allure du spectre. Nous avons modifié la longueur des lignes de transmission sous Spice en modifiant le temps de propagation dans ces lignes. La figure IV.4 présente les profils temporel et spectral des impulsions obtenues pour des temps de propagation de lignes de 500 ps, 2 ns et de 4 ns.

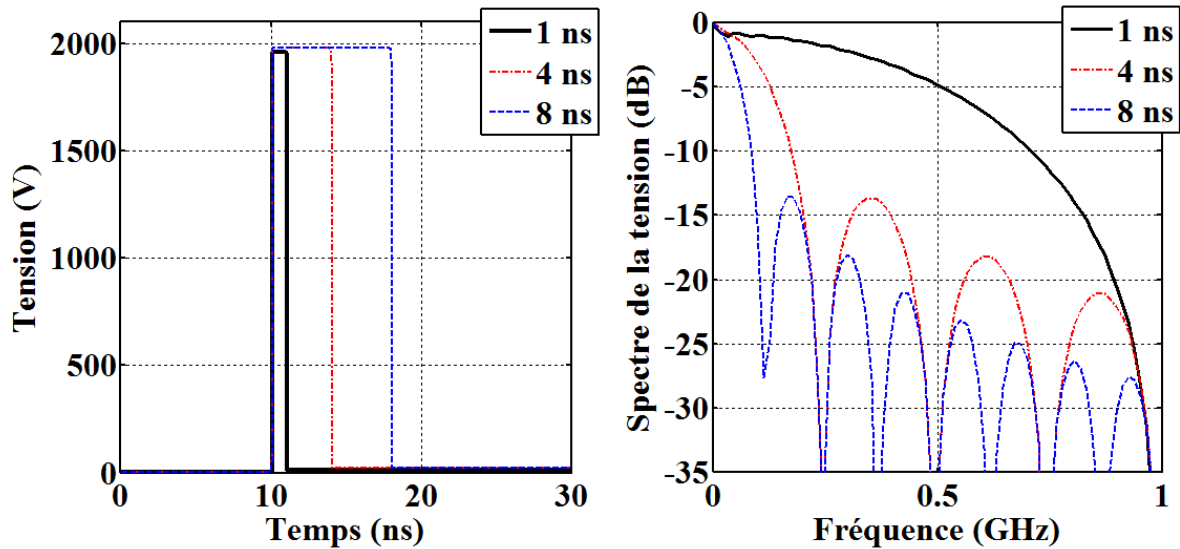


Figure IV.4. Profils des impulsions monopolaires avec des durées variables

Nous constatons que la durée totale de l'impulsion générée est bien égale à deux fois le temps de propagation dans la ligne et que cette durée conditionne la première coupure dans le spectre fréquentiel.

Enfin, nous avons étudié le rôle de la quantité d'énergie optique sur la mise en forme des impulsions. Le modèle du commutateur disponible sous Spice ne permet pas d'intégrer une variation de l'énergie optique de commutation. Nous avons alors modifié la résistance résiduelle R_{closed} des commutateurs pour simuler une variation de l'énergie optique. En effet grâce à une simple rotation d'une lame optique, il est possible de faire varier la puissance du faisceau incident et donc de choisir l'impédance résiduelle des semi-conducteurs.

Pour le commutateur S2, nous avons fixé une résistance résiduelle de 1Ω correspondant à une énergie optique suffisante pour une commutation efficace. Nous avons ensuite modifié la résistance résiduelle du commutateur S1 à 10Ω puis 20Ω pour modéliser une quantité d'énergie optique plus faible. La figure IV.5 présente le profil temporel et spectral des impulsions obtenues avec un retard optique d'illumination égal à zéro.

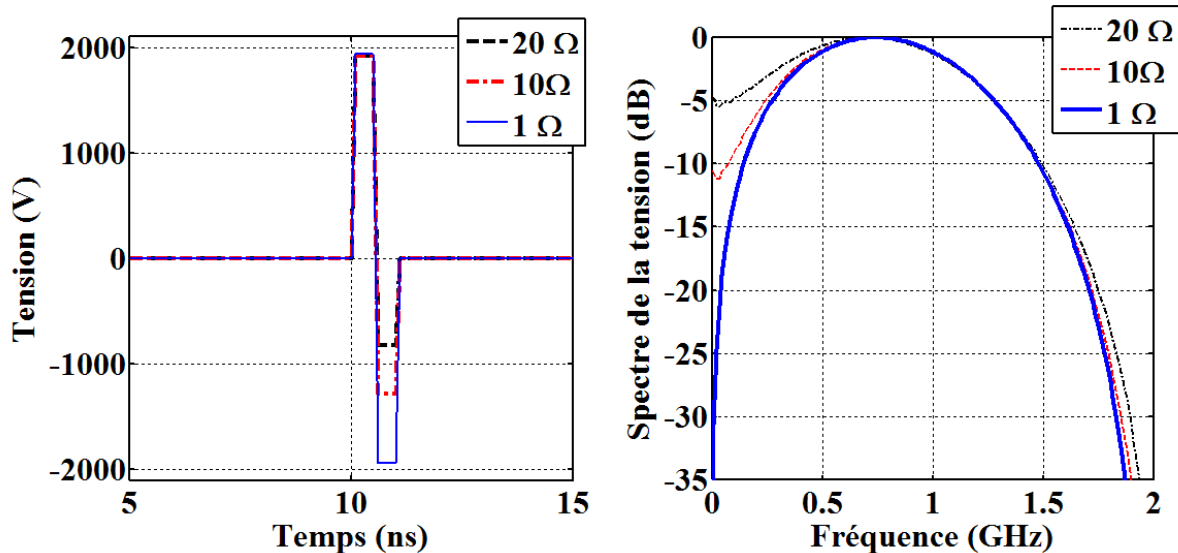


Figure IV.5. Profils des impulsions monopolaires avec une résistance résiduelle du commutateur S1 variable

Nous remarquons que l'augmentation de la résistance résiduelle du commutateur S1 diminue significativement l'amplitude de la polarité négative de l'impulsion. Une impulsion bipolaire déséquilibrée est alors obtenue avec une durée totale de 1 ns. Au niveau du spectre, cela se traduit par une répartition fréquentielle plus large. En effet, pour une impulsion monopolaire équilibrée où les deux commutateurs présentent une résistance résiduelle faible de 1Ω , nous avons l'essentiel de l'énergie du signal comprise dans une bande de 138 MHz à 1.48 GHz. Le déséquilibre au niveau de l'amplitude de la polarité de l'impulsion introduit par une résistance résiduelle plus grande (10Ω) positionne la bande spectrale du signal entre 73 MHz et 1.5 GHz. Il est alors possible de contrôler parfaitement la densité spectrale de puissance de nos impulsions.

Notons que cette approche circuit avec l'outil SPICE décrit le cas idéal de fonctionnement du générateur à onde gelée et ne tient pas compte de l'effet des discontinuités dans la ligne par exemple. L'approche retenue ne vise pas à décrire la totalité des paramètres impliqués dans la génération d'impulsions mais à dégager un comportement global.

Dans la partie suivante, nous allons montrer la possibilité de générer ces mêmes profils d'impulsions en modifiant uniquement la commande optique, à savoir l'énergie et le retard optique entre les faisceaux.

III. Mise en forme de l'impulsion

L'objectif de cette partie est de développer des systèmes capables de générer des impulsions nanosecondes et sub-nanosecondes avec un contrôle complet au niveau de la forme temporelle et spectrale de ces impulsions.

III.1. Description du système complet pour le profilage des impulsions

Pour modifier la forme des signaux, nous avons mis en place un système composé d'un générateur à onde gelée et d'une commande optique permettant de contrôler l'énergie et le retard optique entre faisceaux. La figure IV.6 présente le système complet.

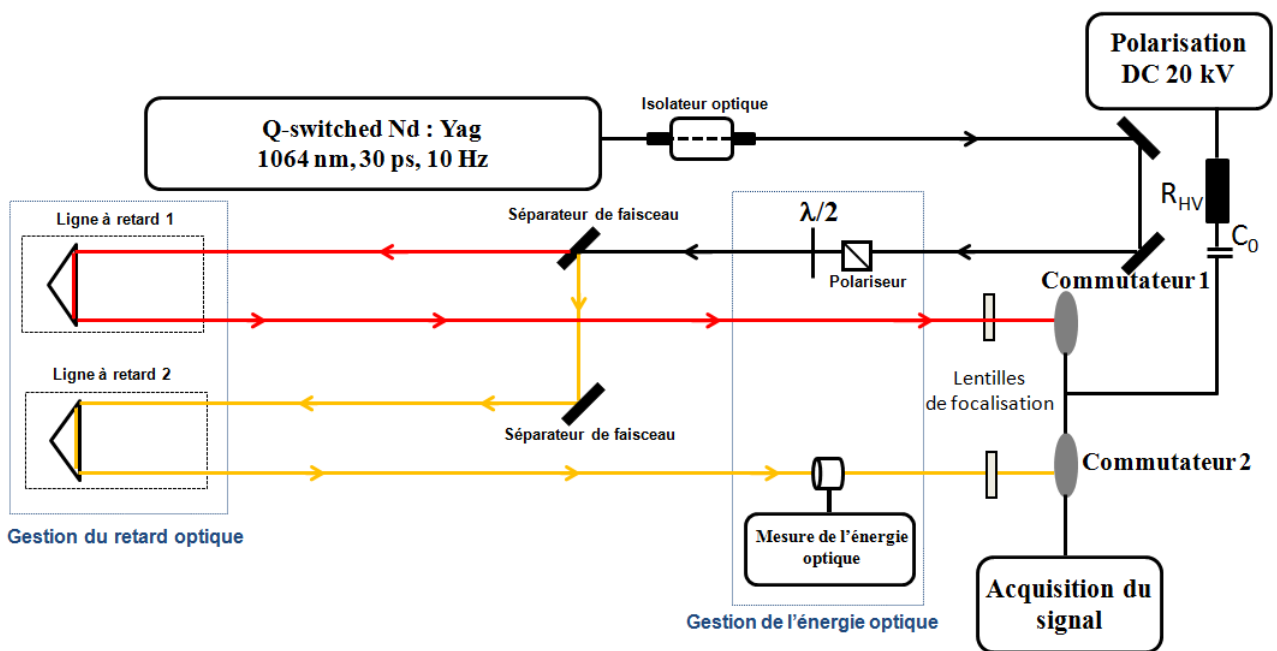


Figure IV.6. Système complet pour le contrôle du profil des impulsions générées

La commande optique est composée de :

- Deux sources laser de type Nd:YAG :

- Une source picoseconde, délivrant des impulsions de durée de 35 ps avec une énergie pouvant atteindre 50 mJ et une fréquence de répétition de 20 Hz (Laser Ekspla PL2143A).
- Une source nanoseconde, délivrant des impulsions de durée de 2.5 ns avec une énergie pouvant atteindre 20 mJ et une fréquence de répétition de 20 Hz (Laser Ekspla SL 300).
- Un isolateur optique pour protéger la source des réflexions qui peuvent l'endommager ou modifier ses caractéristiques.
- Deux lignes à retard permettant de mettre en place un retard optique de quelques picosecondes jusqu'à quelques nanosecondes entre les deux faisceaux optiques.
- Un système de gestion de l'énergie optique composé d'un polariseur et d'une lame $\lambda/2$ pour contrôler l'énergie avec une précision de l'ordre du μJ . Cette énergie est mesurée sur chaque faisceau grâce à un mesureur d'énergie/puissance laser (PE25/PE25BB).
- Un ensemble de lentilles pour séparer le faisceau optique, le guider et le focaliser sur les commutateurs.

La partie électrique est composée d'un générateur à onde gelée décrit dans le chapitre III. Deux commutateurs seront utilisés pour des niveaux de tensions maximales de 4 kV et de 20 kV.

Pour des applications, il est important d'avoir un contrôle au niveau de la fréquence de répétition et du nombre d'impulsions appliquées par exemple au niveau de la solution biologique.

Pour cela, nous avons intégré entre la partie de la commande optique et la partie électrique un système composé d'un actionneur électromécanique rotatif qui sert d'obturateur et d'un contrôleur permettant de fixer le nombre d'impulsions. La figure IV.7 présente les composants du système de contrôle du nombre des impulsions.



Figure IV.7 Système de contrôle du nombre d'impulsions
(Beam shutter Thorlabs)

Ce système permet de commander le nombre d'impulsions dans un intervalle de 1 à 20000 impulsions. Il est possible aussi de fixer des trains d'impulsions variables. Enfin, la fréquence de répétition du générateur est déterminée par la cadence de la commande optique. Des sources lasers de fréquence de 500 Hz, 20 Hz et de 10 Hz ont été utilisées.

III.2. Résultats expérimentaux

Nous présentons dans cette partie les résultats obtenus sur le profilage d'impulsion nanosecondes et sub-nanosecondes pour deux générateurs basés sur une technologie microruban et coaxiale avec des commutateurs pouvant supporter respectivement 20 kV et 4 kV.

III.2.a. Profilage des impulsions ultracourtes : De la centaine de picosecondes à quelques nanosecondes

Pour cette première étude, nous avons choisi une longueur de ligne de transmission de 88 mm délimitée par deux commutateurs supportant une tension maximale de 20 kV. La figure IV.8 présente la structure du circuit utilisé.

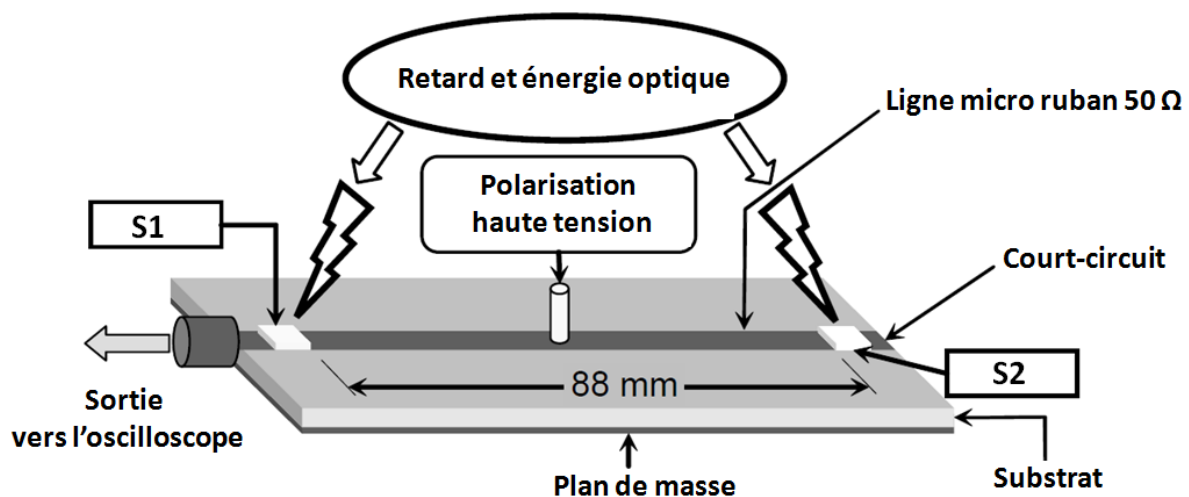


Figure IV.8. Système de profilage des impulsions pour une structure microruban

La première extrémité de la ligne est connectée au plan de masse du circuit à travers le commutateur S2, alors que l'autre extrémité est connectée à la chaîne de mesure à travers

le commutateur S1. Pour avoir une impédance caractéristique de 50Ω , une largeur de ligne de 3 mm et une épaisseur de métallisation de $35 \mu\text{m}$ ont été choisies. Le substrat utilisé est de type FR4 avec une épaisseur de 1.6 mm. La ligne principale est polarisée à 5 kV à travers une résistance de $330 \text{ k}\Omega$. Une source laser picoseconde de type Nd :YAG déclenchée à modes bloqués est utilisée pour activer les commutateurs avec une impulsion optique de durée de 35 ps.

Lorsque les deux commutateurs sont déclenchés simultanément, deux ondes progressive et régressive se propagent dans la ligne principale. L'onde progressive est libérée vers la charge de sortie alors que l'onde régressive se réfléchit au niveau du court-circuit et se libère ensuite vers la charge de sortie. Dans ces conditions, des impulsions de durée totale de 1,3 ns sont obtenues avec un temps de montée de 70 ps et un temps de descente de 110 ps.

Dans un premier temps, nous avons étudié la possibilité de contrôler la forme des impulsions en introduisant un retard de déclenchement entre les commutateurs. Pour cela, nous avons utilisé les deux lignes à retard (Figure IV.6) pour avoir un chemin optique variable pour le faisceau incident au commutateur S1. La figure IV.9 présente le profil temporel et spectral des impulsions obtenues avec un retard de déclenchement entre commutateurs de 0 ps, 250 ps et 320 ps.

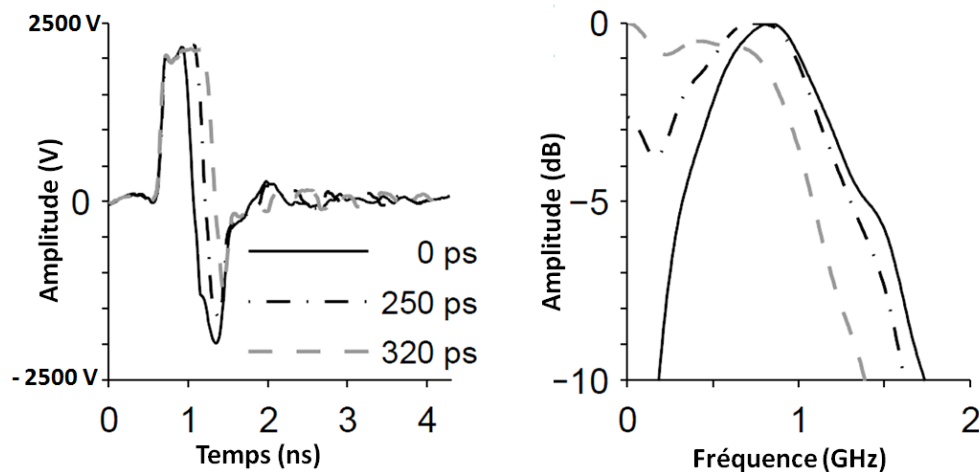


Figure IV.9. Profils temporel et spectral des impulsions générées avec une variation du retard optique

En augmentant le retard optique entre commutateurs, nous obtenons des impulsions bipolaires déséquilibrées dont la durée de la polarité positive est plus grande par rapport à la durée de polarité négative. Lorsque les deux commutateurs sont déclenchés simultanément, le contenu spectral est positionné dans les hautes fréquences avec une fréquence centrale du spectre autour de 1 GHz. La désynchronisation du déclenchement des commutateurs fait

déplacer le contenu spectral vers les basses fréquences. Ces résultats sont en accord avec les simulations présentées dans la première partie de ce chapitre. Ce retard optique représente un premier degré de liberté permettant de modifier l'allure temporelle et spectrale des impulsions générées.

Dans une deuxième étude, nous avons également cherché à modifier la forme des impulsions bipolaires en utilisant différentes énergies optiques apportées sur chaque commutateur. Pour cela, nous avons fixé l'énergie optique incidente au commutateur S1 à 500 μJ ce qui correspond à une commutation efficace pour une polarisation de 5 kV. Ensuite, nous avons fait varier l'énergie optique apportée au niveau du commutateur S2 sur une plage de 0 μJ à 500 μJ .

Dans cette configuration, les deux commutateurs sont déclenchés simultanément. La figure IV.10 présente le profil temporel et spectral des impulsions obtenues.

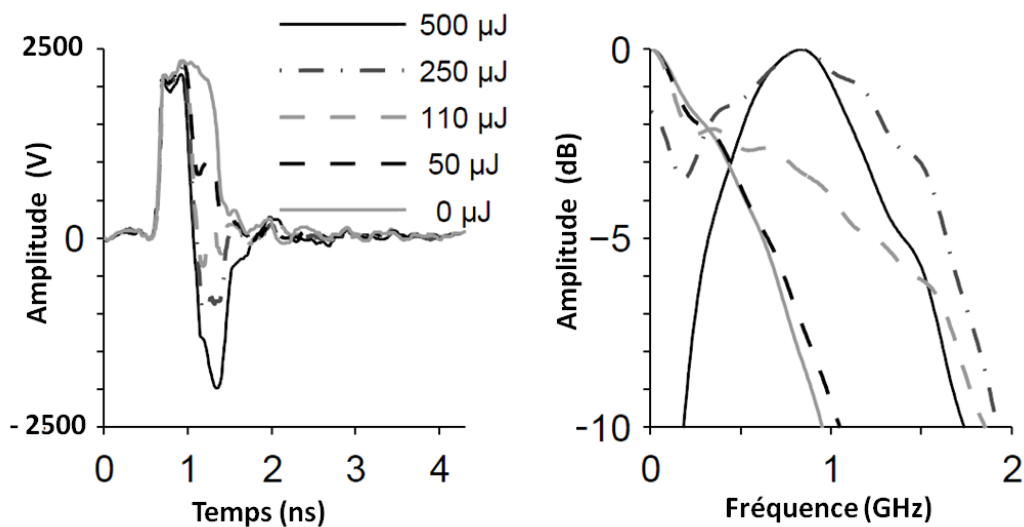


Figure IV.10. Profils temporel et spectral des impulsions générées avec une variation au niveau de l'énergie optique

Lorsque les deux commutateurs reçoivent la même énergie optique, les ondes progressives et régressives dans la ligne de transmission sont libérées avec des amplitudes équivalentes. Nous obtenons une impulsion bipolaire présentant une répartition équilibrée entre l'énergie contenue dans sa partie positive et dans sa partie négative.

Dans le cas d'une diminution de l'énergie apportée au commutateur S2, la composante négative de l'impulsion subit des pertes et est alors délivrée avec une amplitude plus faible. Cette modification au niveau de la forme temporelle des impulsions se traduit par un contenu spectral plus large en fréquence.

Enfin, nous avons essayé de contrôler la durée totale des impulsions générées. Pour des générateurs basés sur une technologie microruban, la durée totale de l'impulsion dépend de la longueur de la ligne de transmission principale. Il n'est donc pas possible de faire varier la durée des impulsions sans modifier la structure du générateur.

Pour pallier cet inconvénient, la structure classique du générateur à onde gelée a été modifiée en introduisant une charge de $50\ \Omega$ au niveau de l'extrémité de la ligne principale.

La figure IV.11 présente la configuration mise en place pour modifier la durée des impulsions.

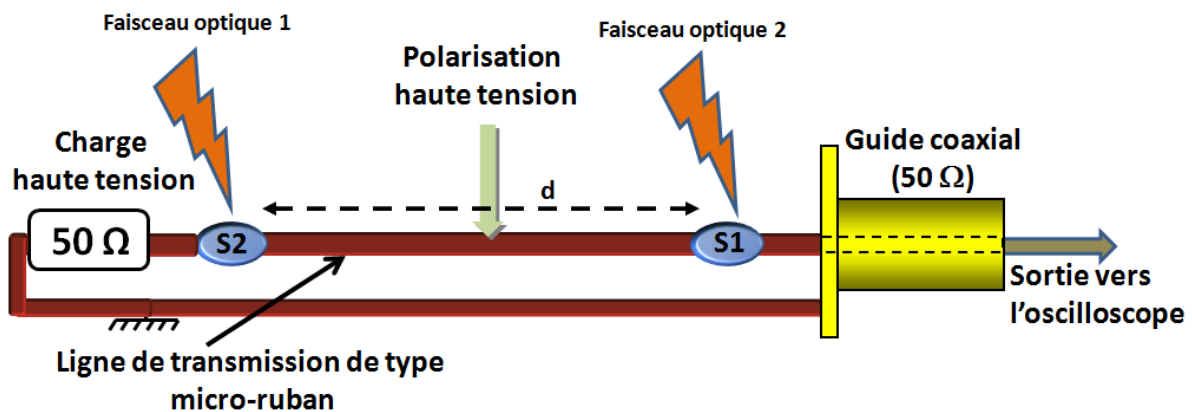


Figure IV.11. Configuration du générateur à onde gelée pour faire varier la durée des impulsions

Le commutateur S2 n'est plus connecté directement au court-circuit comme dans une configuration classique d'un générateur à ondes gelées mais à une charge $50\ \Omega$. Le rôle de cette charge est d'absorber une partie ou la totalité des ondes progressive et régressive circulant dans la ligne de transmission. La figure IV.12 présente les terminaisons $50\ \Omega$ haute tension utilisées (Model 2051- GHMP, Barth Electronics, USA). Ces charges supportent une tension maximale de 10 kV et présentent une connectique GHV.



Model 2051 - GHMP

Figure IV.12. Charge $50\ \Omega$ haute tension

Dans cette configuration, la variation de l'énergie optique et du retard de déclenchement entre commutateurs permet d'avoir un contrôle complet sur la durée des impulsions générées.

La figure IV.13 présente le profil de trois impulsions de durées respectives de 1.3 ns, 630 ps et 170 ps obtenues avec cette nouvelle structure.

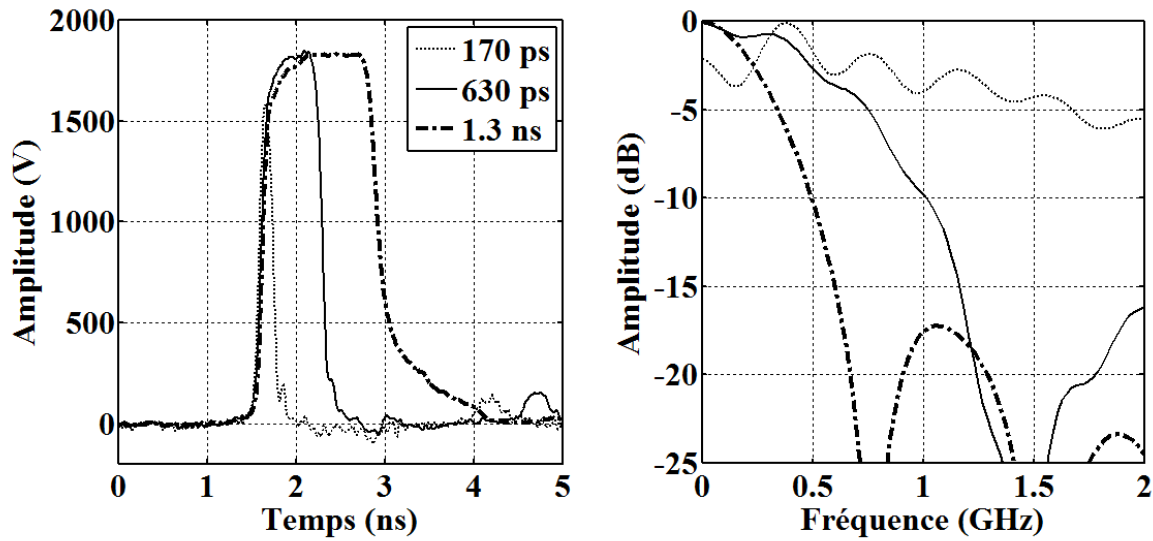


Figure IV.13. Profil temporel et spectral des impulsions générées avec des durées variables

Lorsque nous activons uniquement le commutateur de sortie S1, l'onde progressive puis l'onde régressive sont libérées vers la charge avec une durée totale de l'impulsion de 1.3 ns. C'est la durée maximale que l'on peut obtenir et correspond à deux fois le temps de propagation dans une ligne microruban de longueur de 88 mm. Lorsque les deux commutateurs sont déclenchés simultanément avec la même énergie optique, l'onde progressive est directement libérée dans le circuit de charge alors que l'onde régressive est totalement absorbée par la charge 50Ω . Nous obtenons alors une impulsion monopolaire avec une durée totale plus courte de 0.63 ns correspondant au temps de propagation entre les deux commutateurs.

Nous avons ensuite introduit un retard optique entre les deux commutateurs :

- Lorsque le commutateur de sortie S1 est déclenché en avance par rapport au commutateur S2, l'onde progressive est complètement libérée vers la chaîne de mesure alors qu'une partie de l'onde régressive est absorbée par la charge haute tension. Nous obtenons des impulsions dont la durée totale est comprise entre 1.3 ns et 0.63 ns.

- Lorsque le retard optique induit un déclenchement du commutateur S2 en premier, nous obtenons des impulsions dont la durée est inférieure à 0.63 ns. L'impulsion la plus courte obtenue, présente une durée totale de 170 ps.

A partir des caractéristiques de la ligne et des paramètres des faisceaux optiques, nous sommes capables de contrôler la durée totale des impulsions générées sans modifier les dimensions des lignes de transmission. Dans cette configuration, la principale contrainte réside dans le fait que le type d'impulsion générée est limité à des impulsions monopolaires.

Nous avons montré avec ce premier système, la possibilité de générer des impulsions nanosecondes et sub-nanosecondes avec des profils reconfigurables et modifiables. Le tableau suivant présente une synthèse des performances de ce générateur.

<i>Performances</i>	
<i>Tension de sortie maximale</i>	<i>4-5 kV</i>
<i>Durée de l'impulsion</i> <i>(Monopolaire)</i>	<i>Variable [100 ps -1.3 ns]</i>
<i>Temps de montée</i>	<i>70 ps</i>
<i>Forme de l'impulsion</i>	<i>Monopolaire</i>
<i>Nombre d'impulsions</i>	<i>[1-20000]</i>
<i>Fréquence de répétition</i>	<i>20 Hz</i>
Source laser	Ekspla PL2143A
Energie optique	50 mJ
Durée de l'impulsion optique	35 ps
Stabilité	+/- 2 %

Tableau 1. Performances d'un système de génération d'impulsions nanoseconde et sub-nanosecondes avec un contrôle de la forme des impulsions

Pour la génération d'impulsions plus longues (dizaines de ns), les dimensions des lignes microruban deviennent très importantes et pénalisent la compacité du système. Une solution est l'utilisation d'une structure coaxiale pour la génération et la mise en forme d'impulsions plus longues.

III.2.b. Profilage d'impulsions nanosecondes

Dans cette partie, nous présentons un système de génération d'impulsion basée sur une technologie coaxiale. L'objectif de ce système est de :

- Générer des impulsions de l'ordre de la dizaine de nanosecondes
- Contrôler le profil temporel et spectral des impulsions
- Modifier la durée totale des impulsions monopolaire et bipolaire

De la même manière que précédemment, nous avons obtenu différents profils avec des durées ajustables. Pour cela, nous avons choisi des commutateurs pouvant supporter des tensions maximales de 4 kV. Une source laser nanoseconde de type Nd :YAG déclenché est utilisée pour activer les commutateurs avec une impulsion optique de durée de 2.5 ns.

Une énergie optique de quelques dizaines de μJ est nécessaire pour une commutation efficace dans cette configuration.

Une photographie du système complet intégrant la commande optique et le générateur est présentée sur la figure IV.14.

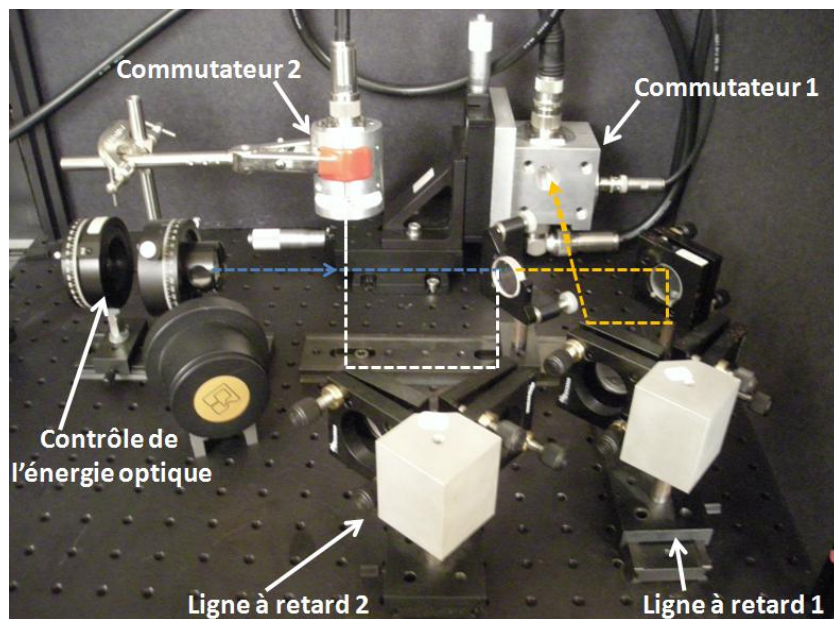


Figure IV.14. Photographie du système pour le profilage des impulsions

Une chaîne de mesure, composée d'une série d'atténuateurs haute tension et d'un oscilloscope large bande (12 GHz) a été utilisée pour ces mesures (Figure IV.15).

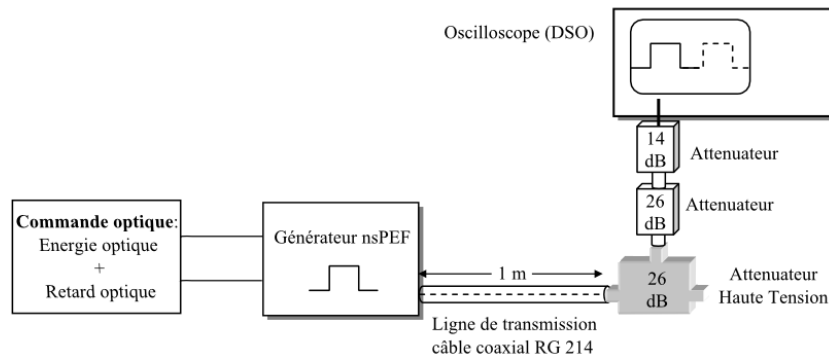


Figure IV.15. Dispositif de mesure du profilage des impulsions

La figure IV.16 présente les profils temporel et spectral des impulsions obtenues lorsque les deux commutateurs sont déclenchés simultanément puis dans le cas où seul le commutateur de sortie est activé.

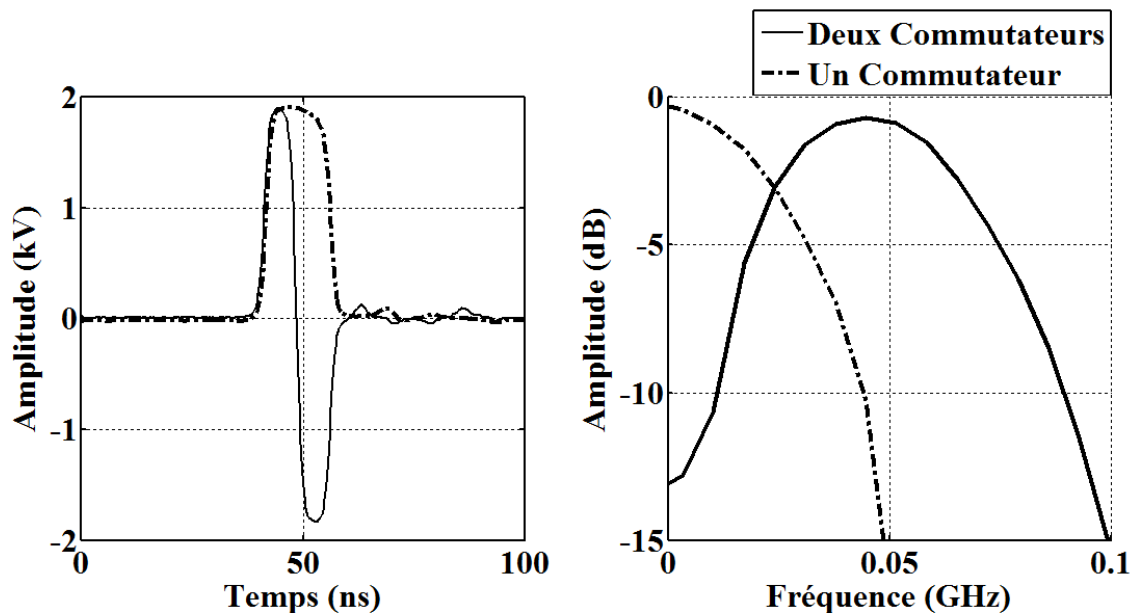


Figure IV.16. Profil temporel et fréquentiel des impulsions obtenues avec le déclenchement d'un seul puis de deux commutateurs

Nous obtenons deux types de profils d'impulsion :

- Une impulsion monopolaire de durée de 14.5 ns et d'amplitude de 1906 V. Son contenu spectral se situe dans les basses fréquences, dans une bande allant de 0 à 44 MHz (pour une limite à -10 dB).

- Une impulsion bipolaire de durée de 14.5 ns et d'amplitude de 3750 V dont l'essentiel de l'énergie est situé dans une bande de fréquence de 15 MHz à 90 MHz.

Nous constatons que les profils d'impulsions obtenus avec cette structure sont plus lisses qu'avec une structure microruban. L'amplitude des signaux parasites suivant le signal principal est plus faible et le ratio entre le signal et les signaux parasites reste inférieur à 6 %. Cela montre une bonne adaptation et intégration des commutateurs dans le circuit.

Nous avons ensuite modifié la longueur de la ligne de transmission entre commutateurs. Les figures IV.17 et IV.18 présentent une comparaison entre des impulsions bipolaires et monopolaires obtenues avec des durées variables.

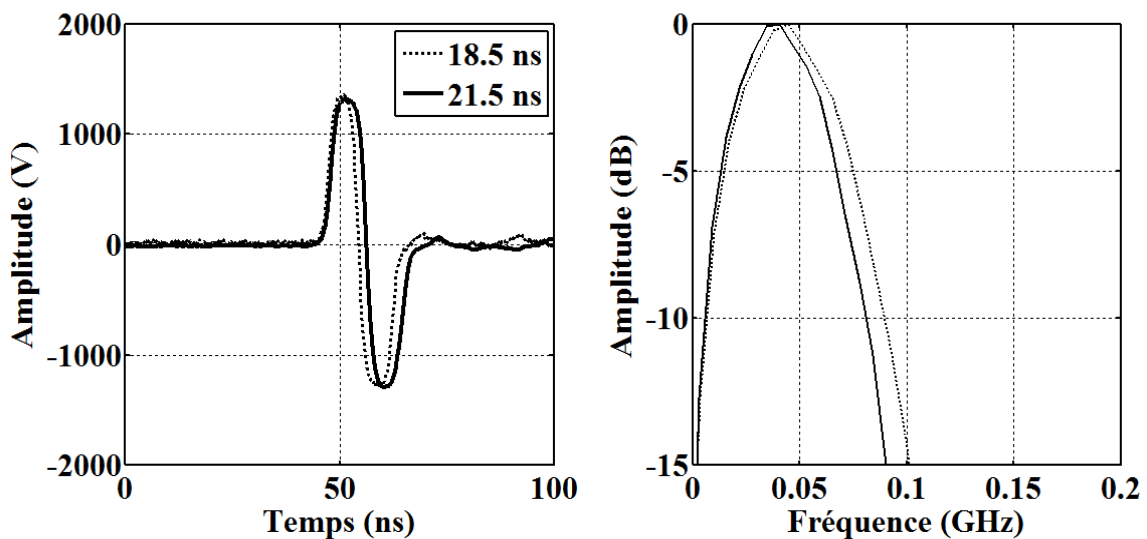


Figure IV.17. Profils temporel et spectral d'impulsions bipolaires à durée ajustable

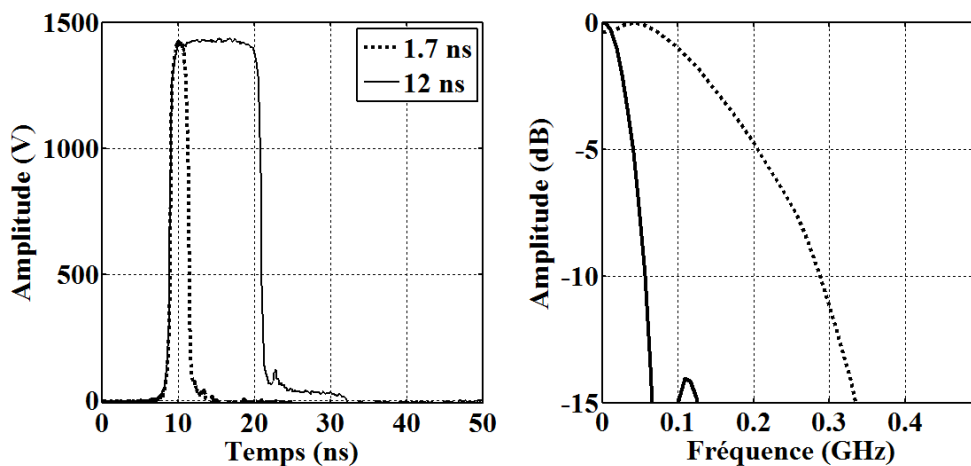


Figure IV.18. Profils temporel et spectral d'impulsions monopolaires à durée ajustable

Ce générateur apporte par rapport aux systèmes précédents un ratio signal à bruit plus faible et une flexibilité au niveau de la durée d'impulsions de type bipolaire. Les performances de ce système sont résumées dans le tableau suivant.

Performances

Tension de sortie maximale	6 kV
Durée de l'impulsion (Monopolaire- bipolaire)	Variable [1 ns -50 ns]
Temps de montée	2.5 ns
Forme de l'impulsion	Bipolaire, Monopolaire
Nombre d'impulsions	[1-20000]
Fréquence de répétition	20 Hz
Source laser	Ekspla SL 300
Energie optique	20 mJ
Durée de l'impulsion optique	2.3 ns
Stabilité	+/- 8 %

Tableau 2. Performances d'un système de génération d'impulsions nanoseconde avec un contrôle de la forme des impulsions

Dans la partie suivante, un travail d'optimisation des performances au niveau de la tension de sortie maximale de ces générateurs sera réalisé.

IV. Montée en tension de ces systèmes

L'objectif de cette partie est d'améliorer les générateurs à ondes gelées basés sur une technologie coaxiale décrits précédemment pour pouvoir générer des impulsions nanosecondes et sub-nanosecondes avec des niveaux de tension élevés (dizaine de kV).

IV.1. Migration vers une technologie THT

Un travail de prospection de nouveaux connecteurs pouvant offrir des niveaux de tension supérieurs à 10 kV et une bande de fréquence de fonctionnement la plus large possible a été effectué. Notre choix s'est porté sur des connecteurs de type THT dont les performances sont résumées dans le tableau suivant.

<i>Connecteur</i>	<i>Fabricant</i>	<i>Fréquence de fonctionnement</i>	<i>Tension maximale</i>	<i>Type de l'isolant</i>
THT	Radiall - R311 Series	0 - 1 GHz	20 kV	PTFE

Tableau 3. Caractéristiques des connecteurs THT

Sur le même principe des générateurs décrits dans le chapitre III, nous avons développé en collaboration avec la société Horus Laser, des structures coaxiales intégrant des commutateurs pouvant supporter des tensions de polarisation de 20 kV. Nous avons choisi un matériau de type PTFE de permittivité relative de 2,1 comme diélectrique. A partir des équations du guide d'onde coaxial, nous avons déterminé les dimensions de la structure coaxiale pour obtenir une impédance caractéristique de 50Ω :

- Diamètre du conducteur interne doit être fixé à 4,3 mm.
- Diamètre du conducteur externe est de 13,3 mm.

La figure IV.19 présente les premiers circuits réalisés.



Figure IV.19. Photographie de structures développées avec des connecteurs THT

Une caractérisation fréquentielle de cette structure a été effectuée. La figure IV.20 présente la partie réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique de la ligne mesurée avec l'analyseur de réseau sur une bande de fréquence de 0 à 1 GHz.

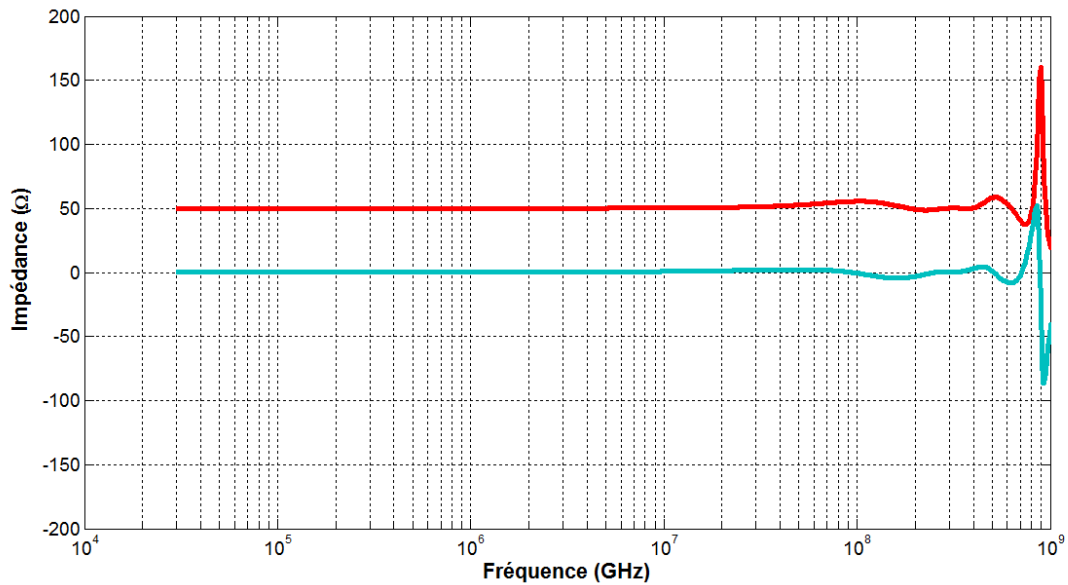


Figure IV.20. Partie réelle et imaginaire de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence

Nous constatons que l'impédance caractéristique du générateur présente un comportement résistif constant jusqu'à une fréquence de 800 MHz. Pour des fréquences plus grandes, ce comportement constant n'est plus conservé à cause de la variation en fonction de la fréquence des propriétés électromagnétiques de la ligne de transmission. L'analyse fréquentielle donne une bonne adaptation de la structure (< -10 dB) pour des fréquences inférieures à 815 MHz.

Après la validation fréquentielle de cette structure coaxiale, nous avons réalisé deux entités indépendantes intégrant chacune un des deux commutateurs. La Figure IV.23 présente les deux structures coaxiales réalisées.

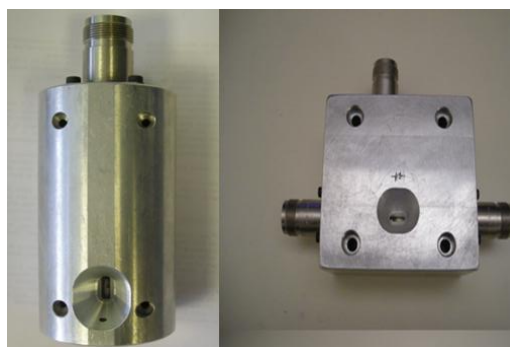
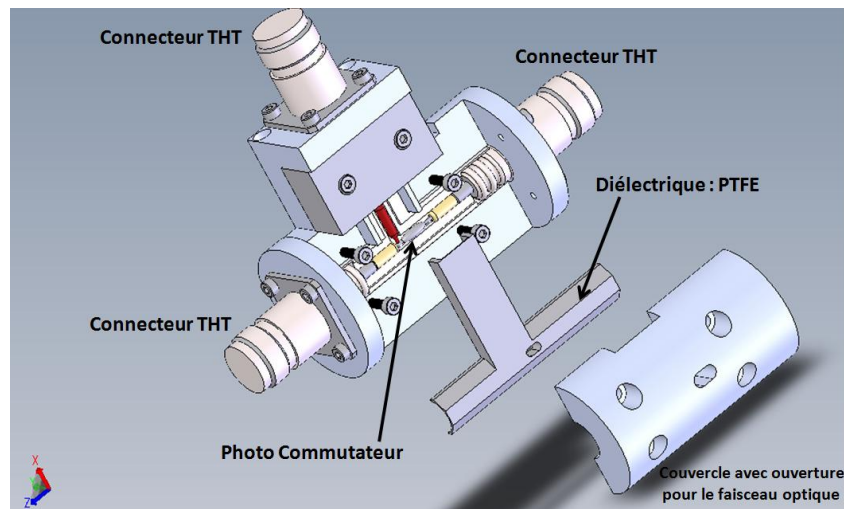


Figure IV.21. Structures coaxiales réalisées avec des connecteurs THT

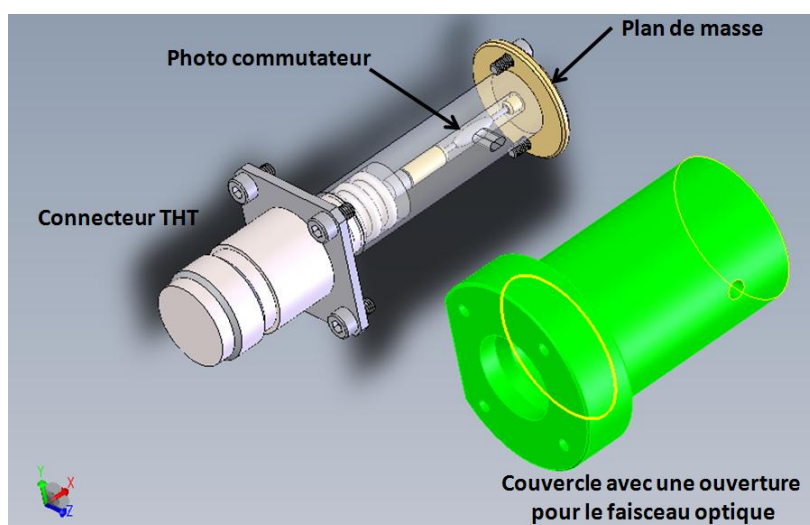
Sur la base de cette première réalisation, d'autres boîtiers ont été conçus et réalisés en collaboration avec la société Horus Laser :

- Une structure à trois accès avec des connecteurs de type THT. La figure IV.21 présente les composants de ce système.



Un accès sera utilisé pour la polarisation du générateur à travers une résistance de 330 k Ω . Le second permet de libérer l'impulsion électrique vers la chaîne de mesure. Enfin, le troisième accès sera connecté au second boîtier à travers une ligne de transmission coaxiale.

- Une structure à un seul accès permettant d'intégrer le deuxième commutateur responsable de la génération de la polarité négative de l'impulsion bipolaire. La figure IV.22 présente la composition de la structure.



Dans les deux structures, nous avons intégré des commutateurs de longueur de 10 mm et de diamètre de 3 mm. Ces composants peuvent supporter des niveaux de polarisation jusqu'à 20 kV mais nécessitent une quantité d'énergie optique plus importante pour une commutation efficace. La connexion entre ces deux structures se fait par l'intermédiaire de câbles coaxiaux montés avec une connectique THT. Des câbles RG 214 MIL-C-17, de longueurs différentes ont été utilisés pour générer des impulsions de durée variable.

IV.2. Résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous avons cherché à générer des impulsions monopolaires et bipolaires avec une amplitude crête-à-crête supérieure à 10 kV. Une source laser picoseconde de type Nd:YAG déclenché à modes bloqués a été utilisée pour activer les commutateurs avec une impulsion optique de durée de 35 ps. L'énergie optique nécessaire pour une commutation optimale de ces générateurs est de l'ordre de quelques mJ pour une longueur d'onde de 1064 nm.

La tenue en tension de la structure est fixée par les dimensions du générateur et par la tenue du diélectrique employé. Le point faible au niveau isolation du générateur se situe au niveau de l'ouverture dans la structure pour apporter l'énergie optique au commutateur. Nous avons obtenu une polarisation sans fuite dans cette structure jusqu'à 16 kV, au-delà des problèmes d'isolation apparaissent et peuvent provoquer la destruction du générateur.

Les figures IV.24 et IV.25 présentent les meilleures performances en tension obtenues avec ce système :

Avec une polarisation de 16 kV, nous obtenons une impulsion monopolaire d'amplitude de 6.9 kV avec une durée totale de l'impulsion de 12 ns (Figure IV.24). Le temps de montée est de 1.1 ns et le temps de descente est de 1.3 ns. L'énergie optique nécessaire pour la commutation à ce niveau de tension est de 8 mJ.

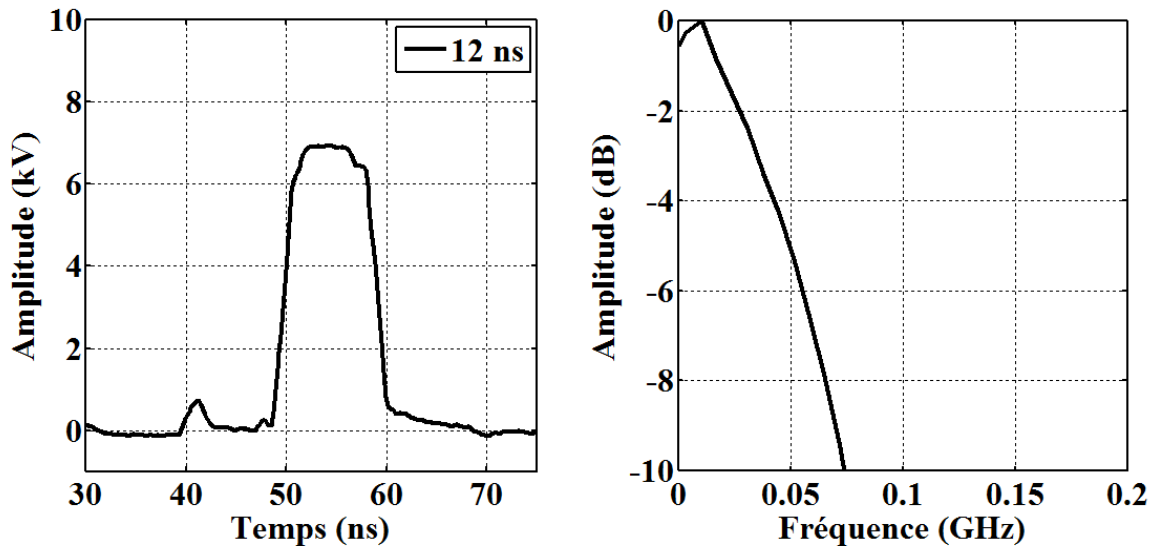


Figure IV.24. Profil temporel et spectral d'une impulsion monopolaire de forte amplitude

Nous obtenons une efficacité de commutation de 85 % avec un profil d'impulsion lisse. Nous remarquons un signal parasite en avance par rapport au signal principal. Cette impulsion est due à un défaut de la source laser qui émet une pré-impulsion parasite. Néanmoins, le profil global de l'impulsion n'est pas déformé et le rapport signal à bruit reste inférieur à 10 %.

Nous avons ensuite déclenché simultanément les deux commutateurs pour générer un profil d'impulsion de type bipolaire. La figure IV.25 présente les profils temporel et spectral des impulsions.

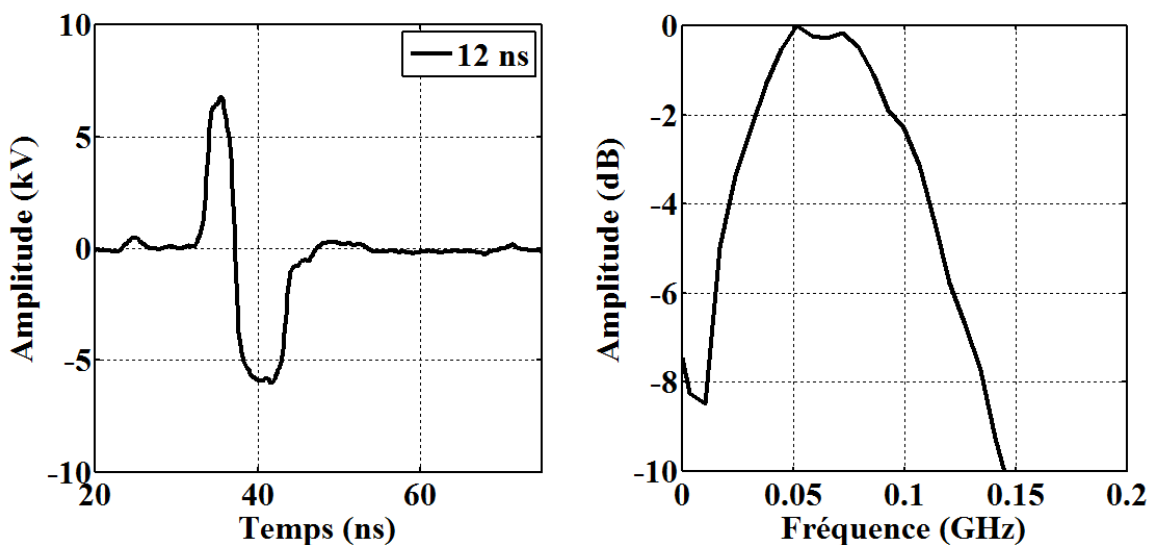


Figure IV.25. Profil temporel et spectral d'une impulsion bipolaire de forte amplitude

Nous obtenons une impulsion bipolaire équilibrée de durée totale de 12 ns avec un temps de montée de 1.1 ns et un temps de descente de 1.4 ns. L'amplitude crête-à-crête est de 13.1 kV.

Notons qu'avec ces commutateurs, il est indispensable d'avoir des sources laser pouvant délivrer des quantités d'énergie importantes (quelques dizaines de mJ) pour réussir une commutation efficace à des niveaux de tensions élevées. Le tableau suivant résume les performances obtenues avec ce système.

<i>Performances</i>	
<i>Tension de sortie maximale</i>	<i>13 kV</i>
<i>Durée de l'impulsion (monopolaire- bipolaire)</i>	<i>Variable [2 ns -100 ns]</i>
<i>Temps de montée</i>	<i>1.1 ns</i>
<i>Forme de l'impulsion</i>	<i>Bipolaire, monopolaire</i>
<i>Nombre d'impulsions</i>	<i>[1- 20000]</i>
<i>Fréquence de répétition</i>	<i>20 Hz</i>
Source laser	Ekspla P2241-10-1W
Energie optique	20 mJ
Durée de l'impulsion optique	35 ps
Stabilité	+/- 2 %

Tableau 3. Performances d'un système de génération d'impulsions nanoseconde de forte amplitude

V. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré la capacité de nos générateurs à engendrer des impulsions dont on pouvait parfaitement maîtriser la durée et la forme. Des signaux de type monopolaire, bipolaire avec des durées variables ont été obtenus. Plusieurs configurations utilisant des structures de type microruban ou coaxiale ont été testées.

Le contrôle du retard de commutation entre les semi-conducteurs à permis de façonner des impulsions nanosecondes avec un contrôle de leur densité spectrale de puissance. Dans ces conditions, la durée relative entre les composantes positives et négatives de l'impulsion est adaptée afin d'obtenir un profil de spectre précis. De manière analogue, la maîtrise du contenu spectral peut être obtenue par une variation de l'énergie incidente permettant de commuter les photocommutateurs.

La combinaison de ces deux paramètres que sont le temps de commutation et l'énergie permet d'obtenir une impulsion monopolaire à durée ajustable de 170 ps à plusieurs nanosecondes. Ce travail a fait l'objet d'une publication dans une revue internationale. Une étude de plusieurs structures permettant d'engendrer des impulsions de plus forte intensité jusqu'à 13 kV a également été réalisée.

Ce travail a été mené dans le but d'étudier l'effet du contenu spectral des champs électriques pulsés sur l'électroporation des membranes interne et externe des cellules. Néanmoins, le domaine d'activité des champs électriques pulsés regroupe une multitude d'autres applications. A titre d'exemple, les hautes puissances pulsées sont utilisées aujourd'hui dans le traitement de surface des métaux, le nettoyage des eaux usées ou pour la fragmentation des matériaux.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans le domaine biomédical, on assiste aujourd'hui à une utilisation de plus en plus croissante des champs électriques pulsés, comme par exemple pour l'électroperméabilisation des membranes cellulaires. Récemment, des impulsions de durée ultracourte, nanoseconde et subnanoseconde, ont été utilisées pour étudier de nouveaux mécanismes à l'échelle de la cellule biologique. Ces mécanismes sont loin d'être parfaitement maîtrisés et demandent encore de nombreuses investigations et le développement de nouveaux générateurs.

Les travaux menés dans cette thèse consistaient donc à développer et caractériser des sources optoélectroniques dédiées à la génération d'impulsions ultracourtes possédant une forte intensité.

Dans le premier chapitre, une étude bibliographique sur les effets des champs électriques pulsés sur des cellules a été réalisée. Il apparaît que la forme, le nombre, l'amplitude, la durée et la fréquence de répétition de ces impulsions influent sur l'efficacité d'électroperméabilisation des cellules. Ensuite, un état de l'art des techniques de génération et de commutation des hautes puissances pulsées a été présenté. Il ressort clairement que la technologie des lignes et des réseaux de mise en forme d'impulsions combinée avec des composants optoélectroniques ultrarapides présentait une solution viable pour développer des systèmes compacts capables d'engendrer des impulsions électriques nanosecondes et subnanosecondes.

Dans le chapitre 2, la théorie de commutation utilisant des semi-conducteurs a été décrite en mettant l'accent sur les grandeurs physiques et électriques intervenant dans le phénomène de la photoconduction. Une méthode de caractérisation des composants semi-conducteurs a été proposée. Cette caractérisation a permis de déterminer les niveaux d'énergie optique et de tension de polarisation permettant de réaliser des commutations optoélectroniques efficaces dans des semi-conducteurs en silicium dopé. Pour le commutateur 4 kV, une énergie de 7 μJ est nécessaire pour la commutation de faibles tensions de polarisation ($< 300 \text{ V}$) alors que pour des tensions de polarisation plus fortes (4 kV), une énergie de 25 μJ est nécessaire. L'utilisation de composants supportant des tensions plus hautes (20 kV) a impliqué une utilisation d'une énergie optique significativement plus grande (1.2 à 4 mJ).

La caractérisation des photocommutateurs a permis également de déterminer la résistance résiduelle minimale de ces composants lors de la commutation. Une résistance résiduelle de 2.7 Ω a été obtenue pour le commutateur 4 kV et de 2.5 Ω pour le commutateur 20 kV.

Conclusion générale

Ces composants ont montrés aussi une capacité à commuter des niveaux de tensions élevées (dizaines de kV) avec des temps très courts (dizaines de picosecondes). Leur faible gigue temporelle ($< 5\text{ps}$) lors de l'émission des impulsions donne la possibilité de les synchroniser avec un système d'imagerie permettant d'observer, en temps réel, la réponse des cellules biologiques aux excitations électromagnétiques. De manière additionnelle, cette propriété de synchronisation à permis leur intégration dans des générateurs électriques complexes pour obtenir un contrôle fiable de la densité spectrale de puissance des impulsions photogénérées.

Dans le chapitre 3, les outils numériques et expérimentaux permettant d'intégrer les composants optoélectroniques dans des structures de type générateur à onde gelée ont été présentés. Les outils numériques basés sur la méthode FDTD sont brièvement présentés. Cette analyse numérique a permis de reproduire la mise en forme d'impulsions tout en caractérisant et quantifiant les niveaux de champs dans les générateurs à onde gelée. Une confrontation de ces résultats numériques avec des mesures expérimentales a également été présentée. Enfin, plusieurs prototypes de générateurs basés sur des technologies microruban et coaxiales on été réalisés. Des systèmes présentant des impédances internes de $50\ \Omega$ ont été développés puis un générateur basse impédance, $10\ \Omega$, destiné à des applications biologiques a été étudié. Tous ces systèmes ont permis de générer des impulsions nanosecondes avec des profils monopolaire ou bipolaire.

Dans le chapitre 4 est présentée une approche circuit développée pour l'étude du profilage d'impulsions en fonction du retard de déclenchement des semi-conducteurs et de l'énergie optique apportée. Le contrôle de la densité spectrale de puissance des impulsions à alors pu être obtenu.

La combinaison de ces deux paramètres que sont le temps de commutation et l'énergie de commutation a permis d'obtenir un contrôle de la durée des impulsions. Nous avons ainsi obtenu des impulsions monopolaires et bipolaires avec une durée ajustable de quelques centaines de picosecondes à plusieurs nanosecondes.

Un contrôle au niveau du nombre et de la fréquence de répétition des impulsions a également été réalisé. Un nombre d'impulsions allant de 1 à 20000 peut être fixé avec des fréquences de répétition de 10 Hz, 20 Hz ou de 500 Hz. Une optimisation de la tenue en tension de ces systèmes a également été effectuée. Des impulsions d'amplitude maximale supérieure à une dizaine de kV ont été obtenues.

Conclusion générale

Pendant ma thèse, mes travaux se sont inscrits dans le cadre de collaboration avec l'équipe de Luis MIR à l'Institut Gustave Roussy à Villejuif et l'équipe de Justin TEISSIE de l'Institut de Pharmacologie et de Biologie Structurale (IPBS) à Toulouse. Plusieurs prototypes de ces générateurs ont été fournis afin d'étudier les interactions des champs intenses ultracourts avec des milieux biologiques. De même, un générateur que j'ai développé est actuellement testé avec un système d'exposition de type microchambre dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe de Thomas Vernier et Martin Gunderson (University of Southern California, Los Angeles).

Enfin un transfert de technologie entre l'Université de Limoges et l'entreprise Horus laser basée à Limoges a été réalisé grâce à mon implication dans les travaux de recherche sur les générateurs optoélectroniques. Par ailleurs, 4 publications dans des revues à comité de lecture et 6 communications internationales ont été réalisées grâce à mes travaux de thèse.

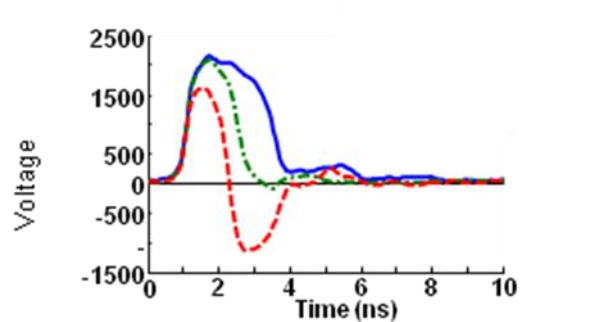
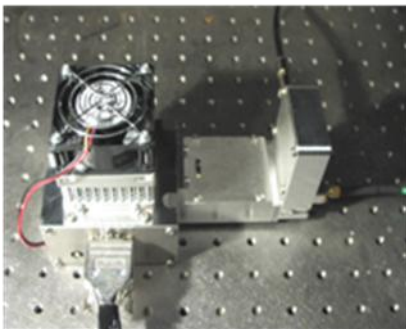


Photo du générateur optoélectronique à base de microlaser commercialisé par Horus laser et développé grâce à une partie de mes travaux de recherche.

Publications et Communications

Revues :

1. **El Amari, S.**, M. Kenaan, C. Merla, B. Vergne, D. Arnaud-Cormos, P. Leveque, et V. Couderc. « Kilovolt, Nanosecond and Picosecond Electric Pulse Shaping by Using Optoelectronic Switching ». *Photonics Technology Letters, IEEE*, n°. 99 (s. d.): 1.
2. **El Amari, S.**, A. De Angelis, D. Arnaud-Cormos, V. Couderc, et P. Leveque. « Characterization of a Linear Photoconductive Switch used in Nanosecond Pulsed Electric Field Generator ». *Photonics Technology Letters, IEEE*, n°. 99 (s. d.): 1–1.
3. Merla, C., **S. El-Amari**, M. Kenaan, M. Liberti, F. Apollonio, D. Arnaud-Cormos, V. Couderc, et P. Leveque. « A 10 Ω High-Voltage Nanosecond Pulse Generator ». *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* 58, n°. 12 (2010): 4079–4085.
4. Kenaan, M., **S. E Amari**, A. Silve, C. Merla, L. M Mir, V. Couderc, D. Arnaud-Cormos, et P. Leveque. « Characterization of a 50- Ω Exposure Setup for High-Voltage Nanosecond Pulsed Electric Field Bioexperiments ». *IEEE Transactions on Biomedical Engineering* 58, n°. 1 (janvier 2011): 207-214.

Communications internationales :

1. **S. El Amari**, M. Kenaan, C. Merla, D. Arnaud-Cormos, P. Leveque, and V. Couderc, "Microwave subnanosecond pulse generation and shaping by using infrared optoelectronic switching.," in *IPMHVC2010, International Power Modulator and High Voltage Conference*, Atlanta, USA, 2010, p. 1P52.
2. M. Kenaan, **S. El Amari**, C. Merla, F. Danei, F. Apollonio, V. Couderc, D. Arnaud-Cormos, M. Liberti, and P. Leveque, "A set-up for nanosecond pulsed electric field investigations on biological cells.," in *IPMHVC2010, International Power Modulator and High Voltage Conference*, Atlanta, USA, 2010, p. 3P39.
3. M. Kenaan, **S. El Amari**, C. Merla, F. Danei, F. Apollonio, V. Couderc, D. Arnaud-Cormos, M. Liberti, and P. Leveque, "An in vitro set-up for nanosecond pulsed electric field investigations on biological cells," in **BEMS'2010**, 32nd Annual Meeting of the BioElectroMagnetics Society, Seoul, Korea, 2010.
4. **S. El Amari**, D. Arnaud-Cormos, P. Leveque, V. Couderc, "10 Ohm High Voltage Subnanosecond Pulse Generation " in PPC2011, **Pulsed Power Conference**, Chicago, USA, 2011.
5. **S. El Amari**, D. Arnaud-Cormosa, V. Couderca, P. Leveque Générateur d'impulsions nanosecondes 10 Ω pour application biomedical, **PLUMEE 2011**, Deuxième colloque francophone PLUridisciplinaire sur les Matériaux, l'Environnement et l'Electronique, Limoges.
6. **S. El Amari**, M. Kenaan, D. Arnaud-Cormos, P. Leveque, V. Couderc, "Conception d'un système pour la génération d'impulsions nanosecondes à profil contrôlable ", in Proc. of Premier Colloque Francophone sur les Matériaux, les Procédés et l'Environnement, **CFMPE 2009** Busteni, Roumanie, 2009.

Communications nationales :

1. **S. El Amari**, S. El Amari, B. Vergne, D. Arnaud-Cormos, P. Leveque, V. Couderc, “ Génération d’impulsions nanosecondes à profil contrôlable”, in Proc. of **XVIèmes Journées Nationales Microondes** (JNM), GRENOBLE - FRANCE, 2009.
2. M. Kenaan, **S. El Amari**, D. Arnaud-Cormos, V. Couderc, P. Leveque, “Caractérisation d’un système d’exposition pour nanopulse”, in Proc. of XVIèmes **Journées Nationales Microondes** (JNM), GRENOBLE - FRANCE, 2009.
3. F. Danei, **S. El Amari**, C. Merla, M. Liberti, D. Arnaud-Cormos, F. Apollonio et P. Leveque, “ Microstrip-based nanosecond pulse generator: Numerical study and experimental validation” in *CEM2010, 15ième Colloque international et Exposition sur la Compatibilité Electromagnétique*, Limoges, France, 2010, pp. E1-4.
4. M. Kenaan, **S. El Amari**, D. Arnaud-Cormos, V. Couderc, and P. Leveque, "Caractérisation des champs rayonnés par un système d’exposition aux nanopulses.," in *CEM2010, 15ième Colloque international et Exposition sur la Compatibilité Electromagnétique*, Limoges, France, 2010, pp. E1-3.

Annexe 1

Intégration du modèle du photocommutateur dans les équations de Maxwell :

Un nouveau terme de densité de courant J_L a été introduit dans les équations de Maxwell pour tenir compte des photocommutateurs :

$$\nabla \times H = \frac{\varepsilon \cdot \partial E}{\partial t} + J_c + J_L$$

$$\text{Avec } J_c = \sigma \cdot E$$

Le développement de l'équation selon la direction x donne :

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\varepsilon \cdot \partial E_x}{\partial t} + \sigma \cdot E_x + J_{Lx}$$

En appliquant l'approximation des différences finies, l'expression devient :

$$\frac{H_z \Big|_{(i,j+\frac{1}{2},k)}^{(n+\frac{1}{2})} - H_z \Big|_{(i,j-\frac{1}{2},k)}^{(n+\frac{1}{2})}}{\delta y} - \frac{H_y \Big|_{(i,j,k+\frac{1}{2})}^{(n+\frac{1}{2})} - H_y \Big|_{(i,j,k-\frac{1}{2})}^{(n+\frac{1}{2})}}{\delta z}$$

$$=$$

$$\varepsilon \frac{E_x \Big|_{(i,j,k)}^{(n+1)} - E_x \Big|_{(i,j,k)}^{(n)}}{\delta t} + \frac{\sigma(i,j,k)}{2} \cdot (E_x \Big|_{(i,j,k)}^{(n+1)} + E_x \Big|_{(i,j,k)}^{(n)})$$

$$+ \frac{E_x \Big|_{(i,j,k)}^{(n+1)} + E_x \Big|_{(i,j,k)}^{(n)}}{2 \cdot R^{(n+1)}} \cdot \delta x$$

Avec $R^{(n+1)}$ la valeur de la résistance du photocommutateur à l'étape n+1.

Sachant que

$$J_{Lx}|_{(i,j,k)}^{(n+1)} = \frac{I_{Lx}|_{(i,j,k)}^{(n+1)}}{\delta y \delta z} = \frac{1}{\delta y \delta z} \frac{E_x|_{(i,j,k)}^{(n+1)} + E_x|_{(i,j,k)}^{(n)}}{2} \delta x$$

En regroupant les termes de Ex, on obtient :

$$\begin{aligned} & \frac{H_z|_{(i,j+\frac{1}{2},k)}^{(n+\frac{1}{2})} - H_z|_{(i,j-\frac{1}{2},k)}^{(n+\frac{1}{2})}}{\delta y} - \frac{H_y|_{(i,j,k+\frac{1}{2})}^{(n+\frac{1}{2})} - H_y|_{(i,j,k-\frac{1}{2})}^{(n+\frac{1}{2})}}{\delta z} \\ &= \left(\frac{\varepsilon(i,j,k)}{\delta t} + \frac{\sigma(i,j,k)}{2} + \frac{\delta x}{2 \cdot R^{(n+1)} \cdot \delta y \delta z} \cdot E_x|_{(i,j,k)}^{(n+1)} \right) \\ & \quad - \left(\frac{\varepsilon(i,j,k)}{\delta t} - \frac{\sigma(i,j,k)}{2} - \frac{\delta x}{2 \cdot R^{(n+1)} \cdot \delta y \delta z} \right) \cdot E_x|_{(i,j,k)}^{(n)} \end{aligned}$$

Finalement, l'expression du champ Ex devient :

$$\begin{aligned} E_x|_{(i,j,k)}^{(n+1)} &= \frac{\frac{\varepsilon(i,j,k)}{\delta t} - \frac{\sigma(i,j,k)}{2} - \frac{\delta x}{2 \cdot R^{(n+1)} \cdot \delta y \delta z}}{\frac{\varepsilon}{\delta t} + \frac{\sigma}{2} + \frac{\delta x}{2 \cdot R^{(n+1)} \cdot \delta y \delta z}} \cdot E_x|_{(i,j,k)}^{(n)} \\ &+ \frac{1}{\frac{\varepsilon(i,j,k)}{\delta t} + \frac{\sigma(i,j,k)}{2} + \frac{\delta x}{2 \cdot R^{(n+1)} \cdot \delta y \delta z}} \cdot \frac{H_z|_{(i,j+\frac{1}{2},k)}^{(n+\frac{1}{2})} - H_z|_{(i,j-\frac{1}{2},k)}^{(n+\frac{1}{2})}}{\delta y} - \frac{H_y|_{(i,j,k+\frac{1}{2})}^{(n+\frac{1}{2})} - H_y|_{(i,j,k-\frac{1}{2})}^{(n+\frac{1}{2})}}{\delta z} \end{aligned}$$

On définit deux coefficients C₁ et C₂ comme suit :

$$\frac{\varepsilon(i,j,k)}{\delta t} - \frac{\sigma(i,j,k)}{2} - \frac{\delta x}{2 \cdot R^{(n+1)} \cdot \delta y \delta z} = C_1$$

$$\frac{\varepsilon}{\delta t} + \frac{\sigma}{2} + \frac{\delta x}{2 \cdot R^{(n+1)} \cdot \delta y \delta z} = C_2$$

On obtient une expression plus simplifiée du champ E_x :

$$E_x|_{(i,j,k)}^{(n+1)} = \frac{C_1}{C_2} E_x|_{(i,j,k)}^{(n)} + \frac{1}{C_2} \frac{H_z|_{(i,j+1/2,k)}^{(n+1/2)} - H_z|_{(i,j-1/2,k)}^{(n+1/2)}}{\delta y} - \frac{H_y|_{(i,j,k+1/2)}^{(n+1/2)} - H_y|_{(i,j,k-1/2)}^{(n+1/2)}}{\delta z}$$

A chaque itération n la nouvelle valeur de la résistance $R(n)$ est mise à jour dans l'équation finale du champ E_x .

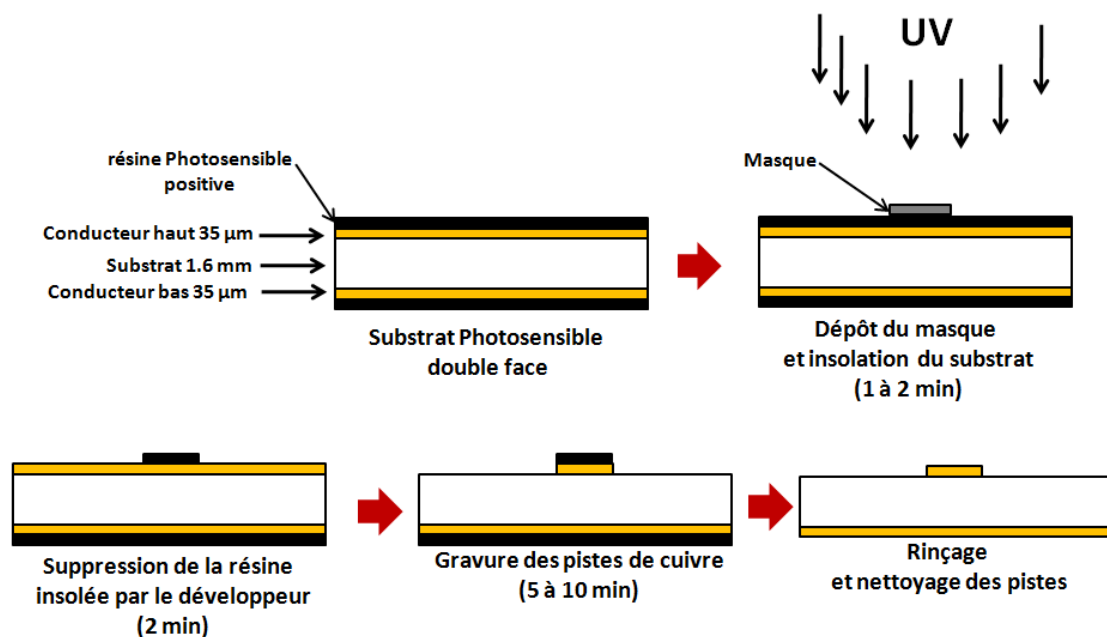
Annexe 2

Lithographie optique :

Une des techniques les plus simples pour le développement de pistes microrubans est la lithographie optique. Cette technique consiste à exposer par un flux optique UV une résine photosensible à travers un masque reproduisant le contour des pistes à dessiner.

Dans les zones exposées, les photons réagissent avec la résine et modifient ses propriétés de solubilité. Les motifs exposés sont alors retirés par le développeur. Enfin la partie exposée est enlevée par l'agent de gravure.

A partir d'un substrat photosensible positive avec deux faces cuivrées de dimensions 160 mm×100 mm, nous avons réalisé plusieurs prototypes. La figure 1 montre les étapes de la réalisation par photolithographie. La figure suivante présente les étapes du procédé de lithographie optique.



Annexe 3 :

Calcul des dimensions d'une ligne microruban pour des impédances caractéristiques de 10 Ω et 50 Ω :

Deux structures microrubans seront réalisées avec une impédance caractéristique standard de 50 Ω et une impédance caractéristique de 10 Ω pour certaines applications biomédicales.

Afin de déterminer les dimensions géométriques des lignes microrubans pour ces deux configurations, plusieurs méthodes de calcul existent : transformation conforme, méthodes numériques, application de principes variationnels.

Les méthodes quasi-statiques qui font l'approximation quasi-TEM présentent une simplicité de calcul et permettent d'obtenir l'impédance caractéristique d'une ligne ou la permittivité d'une structure avec une très bonne précision. Des relations approchées ont été établies par Schneider [14] et amélioré par Hammerstad [15] :

$$\frac{w}{h} \geq 2$$

$$Z_c = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_r}} \left[\frac{w}{h} + 0.883 + \frac{\varepsilon_r + 1}{\pi\varepsilon_r} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{w}{2h} + 0.94 \right) + 1.451 \right\} + 0.165 \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r^2} \right]^{-1}$$

$$\frac{w}{h} < 2$$

$$Z_c = \frac{60\sqrt{\varepsilon_r}}{\sqrt{\varepsilon_r + 1}} \left[\text{Ln} \left(\frac{8h}{w} \right) + \frac{1}{8} \left(\frac{w}{2h} \right)^2 - \frac{\varepsilon_r - 1}{2(1 + \varepsilon_r)} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{\pi}{2} \right) + \frac{1}{\varepsilon_r} \text{Ln} \frac{4}{\pi} \right\} \right]$$

Avec w Largeur de la ligne microruban

H Epaisseur du substrat

ε_r Permittivité relative du substrat

Z_c Impédance caractéristique de la ligne microruban

Un substrat de type Epoxy FR4 avec deux faces métallisées a été utilisé, dont voici les caractéristiques :

- Epaisseur des conducteurs de 35 μm.

Annexes

- Constante diélectrique à 1 MHz de 4.6.
- Résistance de claquage entre les deux revêtements cuivrés est de 47.5 kV/mm.

Sachant que l'épaisseur du substrat utilisé est de 1.6 mm, une largeur de piste de 3 mm est nécessaire pour réaliser une ligne d'impédance caractéristique de 50 Ω .

Pour une impédance de 10 Ω , nous obtenons une largeur de piste de 24 mm pour une même épaisseur de substrat.

L'emploi de transformations conformes permet d'avoir une indication rapide sur les dimensions et l'impédance caractéristique de ce type de structures mais une analyse numérique reste indispensable pour obtenir une information sur la distribution du champ électrique et le comportement fréquentiel de ces générateurs.

Calcul de la longueur d'une ligne microruban 50 Ω pour générer une impulsion de 10 ns :

Pour une ligne microruban, la vitesse de propagation est calculée en fonction de la permittivité effective ϵ_e .

$$v_{\text{microruban}} = \frac{C_0}{\sqrt{\epsilon_e}}$$

Cette permittivité décrit le fait que la propagation se fait dans un milieu inhomogène (substrat+air). Elle dépend des dimensions de la ligne et de la permittivité du substrat ϵ_r :

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 10 \frac{h}{w}}}$$

Avec un substrat de type FR4 de permittivité relative de 4.6 et d'épaisseur de 1.6 mm, nous obtenons une vitesse de propagation égale à 53% de la vitesse de la lumière C_0 .

Sachant que la durée de l'impulsion ΔT est égale à deux fois le temps de propagation dans la ligne, la longueur d nécessaire pour générer une impulsion de 10 ns peut se calculer par :

$$d = \frac{v_m \Delta T}{2}$$

Une longueur de ligne de 80 cm est nécessaire pour générer une impulsion de 10 ns.