

**UNIVERSITE DE LIMOGES**  
ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé  
**FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES**

Thèse N° : 53-2006

**Thèse**

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université de Limoges**

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique  
Spécialité : Optique

présentée et soutenue par

**Bertrand VERGNE**

le 28 Septembre 2006

<b>Synthèse d'ondes électriques picosecondes de puissance par commutation optoélectronique – Application aux radars à bande spectrale ultralarge</b>
--

Thèse dirigée par Alain BARTHELEMY et codirigée par Vincent COUDERC

**Jury :**

**Rapporteurs**

<b>Dominique</b>	<b>LAFORE</b>	<b>Ecole Généraliste d'Ingénieurs de Marseille</b>
<b>Jean</b>	<b>PAILLOL</b>	<b>Université de Pau</b>

**Examineurs**

<b>Alain</b>	<b>BARTHELEMY</b>	<b>XLim</b>
<b>Vincent</b>	<b>COUDERC</b>	<b>XLim</b>
<b>Bernard</b>	<b>JECKO</b>	<b>XLim (Président du jury)</b>
<b>Pierre</b>	<b>RAYMOND</b>	<b>Institut Saint Louis</b>

**Invités**

<b>Morgan</b>	<b>BRISHOUAL</b>	<b>Délégation Générale pour l'Armement</b>
<b>Sylvain</b>	<b>COLSON</b>	<b>Centre d'électronique de l'armement</b>
<b>Dominique</b>	<b>GONTIER</b>	<b>Commissariat à l'Energie Atomique</b>
<b>Michèle</b>	<b>LALANDE</b>	<b>XLim</b>



# REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier l'ensemble des personnes ayant participé à mes travaux de thèse pour leurs conseils et ainsi que les personnes de l'atelier mécanique pour la réalisation des diverses pièces.

Plus particulièrement je remercie mes responsables pour leur confiance et l'autonomie qu'ils m'ont accordée.



# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>9</b>
<b>PARTIE I .....</b>	<b>15</b>
I. Introduction aux circuits hyperfréquences .....	17
I.1 Notions Hyperfréquences.....	17
I.1.a Différents types de lignes de propagation.....	17
I.1.b Modèle électrique équivalent de la ligne de propagation .....	18
I.1.c Exposant de propagation et impédance.....	20
I.2 Coefficient de réflexion .....	21
I.3 Paramètres S et matrices .....	22
I.4 Matériaux et caractéristiques .....	23
I.4.a Conductivité électrique .....	23
I.4.b Constante diélectrique.....	24
I.4.c Tangente de fuites .....	25
I.4.d Rigidité diélectrique.....	26
I.4.e Exemples de valeurs.....	26
I.5 Bilan sur les circuits hyperfréquences .....	27
I.6 Génération d'impulsions brèves de haute puissance.....	27
I.6.a Les différents composants actifs .....	27
I.6.b Circuits associés aux commutateurs de haute puissance .....	29
I.7 Etat de l'art.....	31
I.7.a Générateurs à base d'électronique rapide .....	32
I.7.b Générateurs à base d'éclateurs à gaz.....	33
I.7.c Générateurs à base de semiconducteurs photosensibles .....	34
I.7.d Résumé des performances – Application à la génération ULB .....	38
<b>PARTIE II.....</b>	<b>41</b>
II. Interaction rayonnement matière .....	43
II.1 Généralités concernant l'absorption du rayonnement lumineux.....	43
II.1.a Absorption directe ou intrinsèque .....	43
II.1.b Absorption indirecte et extrinsèque .....	45

II.1.c	Profondeur de pénétration des ondes lumineuses et coefficient d'absorption .....	48
II.2	Semiconducteur intrinsèque.....	50
II.2.a	Equations du mouvement des porteurs de charges .....	50
II.2.b	Masse effective .....	51
II.2.c	Concentration en porteurs intrinsèques.....	52
II.2.d	Mobilité des porteurs intrinsèques .....	55
II.2.e	Vitesse des porteurs et phénomène de survitesse.....	56
II.2.f	Recombinaison directe des porteurs .....	57
II.2.g	Exemples de valeurs caractéristiques.....	58
II.3	Influence du dopage .....	59
II.3.a	Niveaux donneurs et accepteurs (dopage) .....	59
II.3.b	Centres de recombinaison et pièges (recombinaison indirecte).....	61
II.4	Jonction $p-n$ .....	62
II.4.a	Physique de la jonction .....	62
II.4.b	Effet photovoltaïque.....	65
II.4.c	Photodiode $p-i-n$ .....	66
II.5	Effet Franz-Keldysh.....	67
II.6	Bilan sur les interactions rayonnement matière – Application à la photoconduction....	68
II.7	Régime avalanche .....	69
II.7.a	Vue d'ensemble.....	69
II.7.b	Régime à fort gain.....	71
II.7.c	Régime « lock-on », ou de maintien .....	72
II.7.d	Matériaux susceptibles de fonctionner en régime avalanche.....	73
II.8	Régime linéaire .....	73
II.8.a	Vue d'ensemble.....	74
II.8.b	Efficacités.....	79
II.9	Conclusion .....	82

**Partie III..... 83**

III.	Etude et réalisations de générateurs optoélectroniques.....	85
III.1	Présentation de l'étude .....	85
III.2	Choix d'un photocommutateur – Application aux radars ULB multi-sources .....	86
III.3	Bilan de la technologie issue du CEA.....	87
III.3.a	Nature du semiconducteur .....	87

III.3.b	Performances des générateurs optoélectroniques CEA .....	88
III.3.c	Sources laser associées.....	92
III.4	Optimisation du cœur du générateur.....	93
III.4.a	Description du dispositif expérimental .....	95
III.4.b	Générateurs d'impulsions courtes.....	97
III.4.c	Générateurs d'impulsions ultracourtes.....	104
III.4.d	Estimation du comportement spectral du photocommutateur.....	119
III.5	Etude comportementale en fonction des paramètres optoélectroniques.....	125
III.5.a	Introduction.....	125
III.5.b	Etude en fonction de l'énergie optique .....	126
III.5.c	Etude en fonction de la tension de polarisation .....	130
III.5.d	Etude en fonction de longueur d'onde de la source laser pour diverses tensions de polarisation.....	132
III.5.e	Etude en fonction de la durée des impulsions optiques .....	141
III.5.f	Etude en fonction de l'éclairement .....	142
III.5.g	Etude de l'influence de la cadence de la source laser .....	144
III.5.h	Etude de la recombinaison des porteurs.....	148
III.5.i	Synchronisation des générateurs ULB.....	151
III.5.j	Bilan comportemental .....	154
III.6	Performances optimales obtenues expérimentalement .....	156
III.6.a	Performances des générateurs capacitifs.....	157
III.6.b	Génération de signaux à profil rectangulaire .....	160
III.6.c	Générateurs monocycles .....	163
III.7	Bilan et perspectives au vu des performances obtenues .....	168
III.7.a	Bilan des performances.....	168
III.7.b	Perspectives offertes .....	170
III.7.c	Applications possibles.....	171
<b>Partie IV</b>	<b>.....</b>	<b>173</b>
IV.	Démonstrateur de radar ultra large bande optoélectronique .....	175
IV.1	Description du démonstrateur .....	175
IV.1.a	Le radar Ultra Large Bande .....	175
IV.1.b	Projet de Radar Ultra Grande Bande Instantanée – R.U.G.B.I.....	176
IV.2	Mise en place du démonstrateur.....	179

IV.2.a	Mise en place de la commande optique .....	179
IV.2.b	Les générateurs optoélectroniques .....	188
IV.2.c	Les antennes .....	193
IV.3	Résultats .....	200
IV.3.a	Mise en phase des générateurs .....	200
IV.3.b	Imagerie .....	201
IV.3.c	Essai d'émission avec un générateur de monocycles.....	205
IV.4	Bilan sur le démonstrateur RUGBI.....	208
<b>Partie V</b>	.....	<b>211</b>
V.	Recherche exploratoire sur de nouvelles sources lasers associables aux photocommutateurs	213
V.1	Sources microchip.....	213
V.1.a	Point sur la technologie.....	213
V.1.b	Essais avec une source microchip amplifiée.....	215
V.1.c	Importance du profil temporel des impulsions optiques.....	230
V.2	Nouvelle technique de réduction d'impulsions optiques nanoseconde .....	233
V.2.a	Optique non-linéaire .....	233
V.3	Rotation de polarisation non-linéaire dans les fibres .....	236
V.4	Bilan – Perspectives .....	239
<b>Conclusion</b>	.....	<b>241</b>
<b>Annexes</b>	.....	<b>249</b>
<b>Bibliographie</b>	.....	<b>261</b>

# **INTRODUCTION**



La synthèse d'ondes électriques de courtes durées et de fortes puissances est un sujet très actif depuis la fin des années 1970. Le besoin de telles impulsions est né de celui de signaux pouvant contrôler des accélérateurs de particules. Depuis les domaines d'emploi de ces impulsions n'ont pas cessés de s'élargir au fur et à mesure que la durée de ces impulsions diminuait. Ainsi de nouvelles applications telles que le radar ultralarge bande, l'armement électromagnétique, le contrôle d'éléments haute tension en régime pulsé et les sciences biomédicales virent le jour. Au cours de ces trente dernières années les techniques n'ont pas cessées d'évoluer depuis le simple fusible servant à ouvrir un circuit en passant par le tube électronique de puissance, les premiers semiconducteurs à commande optique (substrat) ou à commande électrique (transistors, diodes, thyristors). Chacune de ces technologies a su faire progresser les générateurs pulsés vers des domaines temporels de plus en plus courts. De nos jours l'électronique de puissance à base de transistors permet la génération de signaux haute tension sur une large plage temporelle. Néanmoins les impulsions subnanosecondes de forte tension crête (plusieurs dizaines de kilovolts) font partir du domaine réservé de la génération optoélectronique.

C'est dans ce contexte qu'intervient l'étude décrite dans cet ouvrage. Elle concerne plus particulièrement la réalisation d'un démonstrateur radar ultralarge bande à synthèse d'ouverture. Ce projet consiste en la réalisation d'un réseau d'antenne capable de rayonner des impulsions haute tension de quelques centaines de picosecondes avec une tension crête d'une dizaine de milliers de volts. Chacune de ces antennes est commandée par un générateur indépendant dont la fermeture du photocommutateur est contrôlée par un faisceau laser unique. Le but de ce démonstrateur est donc de déterminer les performances accessibles d'un système d'imagerie électromagnétique basé sur la sommation cohérente de rayonnements issus d'un réseau de quatre antennes. La gestion et le contrôle des retards de commutation, induits par des retards optiques, permettent un basculement aisé du lobe d'émission et une reconfiguration en temps réel du système.

Dans le domaine temporel qui nous intéresse les meilleurs générateurs électroniques sont capables de délivrer des signaux de grande amplitude avec un décalage temporel aléatoire entre générateurs d'au moins une dizaine de picosecondes. Pour notre projet un tel décalage temporel représente 10% du temps de montée des signaux visés (100ps). Cette gigue temporelle entre les signaux se traduit par une légère oscillation du lobe d'émission du réseau d'antenne ainsi qu'une modulation de la densité de puissance dans l'axe d'émission et donc une instabilité de mesure se répercutant sur la résolution du radar. La génération d'impulsions électriques par des moyens optoélectroniques permet d'atteindre des fluctuations subpicosecondes entre les divers générateurs (régime de

commutation linéaire). La stabilité de la répartition temporelle des signaux électriques est liée à la stabilité du temps de propagation dans les différentes voies optiques de contrôle.

Ce projet a été réalisé conjointement par l'équipe CISTEM du pôle Ondes et Systèmes Associés (OSA) et du pôle Photonique du laboratoire XLim dans le cadre d'un Programme d'Etude Amont (PEA) soutenu par la Délégation Générale pour l'Armement. L'équipe CISTEM a été chargée du développement du système d'émission (réseau d'antennes) et du système de réception ainsi que de l'analyse des signaux en vue de l'acquisition d'images. Mon travail a donc été de développer au sein du pôle Photonique les générateurs optoélectroniques, leur alimentation en énergie électrique, la synchronisation des sources (lignes à retard) et le transport par fibre de l'énergie optique permettant une commutation optimale. Enfin j'ai intégré cet ensemble sur le site du démonstrateur (assemblage et réglage des générateurs optoélectroniques, contrôle des retards et de la distribution des énergies électrique et optique).

Cet ouvrage est principalement consacré au développement de générateurs optoélectroniques haute tension, capables de délivrer des amplitudes crête atteignant 11kV pour une largeur à mi-hauteur de 300ps et un front de montée d'une centaine de picosecondes. L'impédance de sortie de ces générateurs est fixée à  $50\Omega$  pour des raisons de compatibilités (connectiques, câbles, impédance d'entrée du balun des antennes). Ces générateurs ont fait l'objet d'une étude systématique concernant leurs performances en fonction des paramètres internes (optimisation de la géométrie du générateur, compréhension du comportement hyperfréquence) et externes (tension de polarisation, énergie optique, longueur d'onde de la source laser etc.). La synchronisation de plusieurs commutateurs et la réalisation d'ondes électromagnétiques à profils spectraux contrôlables par retard optique ont également été étudiées. Enfin, plusieurs travaux concernant des tâches optiques tel que la propagation de l'énergie de commutation par fibre, l'impact de la fréquence de récurrence sur le signal de sortie et la mise au point d'une nouvelle source laser innovante sont exposés.

Nous aborderons dans la première partie de cet ouvrage des rappels concernant les bases des circuits hyperfréquences. La génération d'impulsions électriques courtes d'une centaine de picosecondes implique la création d'un spectre d'une étendue de quelques gigahertz et son transport. Ces bases théoriques sont indispensables à la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu pour l'obtention et le contrôle de signaux électriques picosecondes. Cette partie présentera également brièvement les circuits classiques pour l'obtention d'impulsions haute tension de formes variées ainsi qu'un état de l'art des différentes technologies et leur domaine d'emploi.

Cet état de l'art permet de choisir le type de technologie à utiliser dans le but d'atteindre les performances précédemment fixées.

Dans la deuxième partie, il est exposé les bases de la physique des solides pour les matériaux semiconducteurs dans le but connaître les paramètres importants permettant de choisir au mieux un composant photosensible. Cette partie se conclura sur les caractéristiques à retenir pour le choix d'un substrat semiconducteur permettant la génération d'impulsions haute tension sans gigue temporelle significative. Je présente également la collaboration entre le CEA de Bruyères-le-Châtel et mon laboratoire dans le cadre d'un transfert de technologie concernant une technique de commutation particulière

La troisième partie de ce document présente les travaux que j'ai effectués sur les générateurs et les modifications que je leur ai apportés. L'augmentation du rapport signal à bruit, de la tension crête commutée et la diminution du front de montée de l'impulsion sont présentées. La génération de profils temporels variés a été obtenue (signaux rectangulaires, monocycles, formes gaussiennes). La démonstration du contrôle, par voie optique, du profil spectral d'impulsions de type monocycle est également détaillée. Ces évolutions ont été rendues possibles grâce à une étude approfondie de la génération du signal (étude hyperfréquence) et du comportement du photoconducteur vis-à-vis du rayonnement laser incident et de la tension de polarisation. Les performances obtenues offrent de nouvelles perspectives d'applications concernant les radars ULB optoélectroniques et dans le domaine des applications biomédicales. De plus les résultats de ces recherches permettent d'estimer le comportement de générateurs encore plus puissants et de percevoir de nouveaux débouchés.

Après la mise au point des générateurs, j'ai réalisé leur association au dispositif d'émission. La troisième partie de cet ouvrage présente donc la mise en place du démonstrateur et l'analyse des performances du prototype radar réalisée conjointement avec l'équipe CISTEM. La sommation cohérente des différentes impulsions électromagnétiques rayonnées et la maîtrise du basculement du lobe de rayonnement du réseau formé par quatre émetteurs grâce à une gestion stable des retards optiques sont démontrées. Je montre également que la forme bi-exponentielle des signaux ne semble pas être la plus adaptée à nos besoins et j'expose l'impact du profil de l'impulsion sur le couplage entre les antennes d'émission et celle de réception. Une amélioration significative du rapport signal à bruit du radar est montrée grâce à l'utilisation d'ondes à valeur moyenne nulle.

Dans une dernière partie, j'ai mené une étude exploratoire sur les sources lasers susceptibles d'améliorer la cadence des générateurs (plusieurs kilohertz) tout en maintenant un niveau d'énergie optique suffisant. L'intérêt de cette étude est de trouver une solution pouvant remplacer avantageusement la source laser existante (base cadence, nécessite une arrivée d'eau, entretien régulier avant chaque utilisation). Cette étude nous a permis de démontrer une technique innovante de réduction de la durée d'une d'impulsions optiques nanosecondes. Je montre que la technologie des micro-lasers peut être une solution bas coût pour la commutation optoélectronique en régime nanoseconde et picoseconde. Ces lasers extrêmement stables permettant d'atteindre de très hautes cadences semblent être de bons candidats pour un système radar autonome présentant une bande spectrale ultralarge. Une durée de vie importante et un comportement plus approfondi du fonctionnement des photocommutateurs sont montrés.

# **PARTIE I**



# I. Introduction aux circuits hyperfréquences

Le but de cette partie est de présenter les éléments théoriques et les considérations pratiques régissant le transport et le comportement des ondes électromagnétiques hautes fréquences dans les guides d'ondes. En effet les signaux électriques courts sont porteurs d'un nombre important de composantes fréquentielles. Dans le cas de la génération de signaux électriques picosecondes, l'environnement entourant le générateur et plus particulièrement le composant actif devant jouer le rôle de commutateur intervient de manière prépondérante sur la forme et les caractéristiques du signal délivré. Dans cette partie, nous établirons un lien entre les caractéristiques physiques des matériaux employés et les performances accessibles conduisant au choix d'une technologie de commutateur.

## I.1 Notions Hyperfréquences

### I.1.a Différents types de lignes de propagation

Le principal problème lié aux signaux hyperfréquences est la propagation. En effet ces signaux sont sensibles aux variations de la structure de la ligne électrique les véhiculant. Toute modification des paramètres physiques locaux de cette dernière peut modifier l'amplitude ou la forme du signal transmis. Il est donc important en hyperfréquence de soigner la transmission des signaux, donc la géométrie et la nature des composants de la ligne de propagation. Le choix de la géométrie de la ligne de propagation dépend également des caractéristiques du signal devant être transmis. Les géométries classiques de lignes disponibles en hyperfréquence sont présentées (figure I.1).

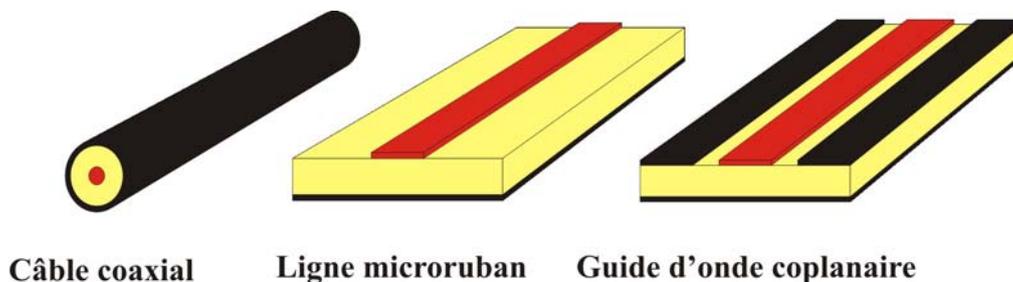


Figure I.1 : Exemples de lignes de propagation

Ainsi une ligne de propagation de type coaxiale permet la transmission de signaux puissants et de fréquences inférieures à 110GHz, au-delà de cette fréquence les dimensions de la ligne seraient trop petites pour être réalisées. La ligne microruban est idéale pour une mise en place à l'intérieure de systèmes grâce à sa structure planaire permettant l'intégration de composants électroniques. Finalement le guide d'onde coplanaire, ou ligne coplanaire, possède l'avantage d'être moins dispersif. En effet la dispersion dépend du comportement fréquentiel de la permittivité qui pour le guide coplanaire reste constante sur une plus large bande de fréquence. La permittivité de l'air ne dépend pas de la fréquence transmise par le guide et permet de pondérer les variations de permittivité du diélectrique servant de support.

### **I.1.b Modèle électrique équivalent de la ligne de propagation**

Une ligne de propagation est constituée de deux conducteurs parallèles (voir paragraphe précédent). En fonction du domaine fréquentiel cette dernière se comporte différemment. Dans le domaine des basses fréquences, c'est-à-dire en dessous de quelques MHz, la ligne peut être modélisée par une simple résistance série caractérisant l'atténuation linéique due à la conductivité des conducteurs. Lorsque la fréquence augmente, un phénomène de filtrage passe bas apparaît. Ce dernier est lié à la capacité linéique parallèle de la ligne traduisant le fait que les deux conducteurs sont en vis-à-vis. Pour des fréquences encore supérieures ce phénomène s'accroît à cause de l'inductance série due à l'auto-inductance des deux conducteurs. Par conséquent, une section de ligne peut être modélisée par une inductance et une résistance série ainsi que par une capacité parallèle et une résistance parallèle traduisant les fuites électriques à travers le diélectrique isolant séparant les deux conducteurs (figure I.2).

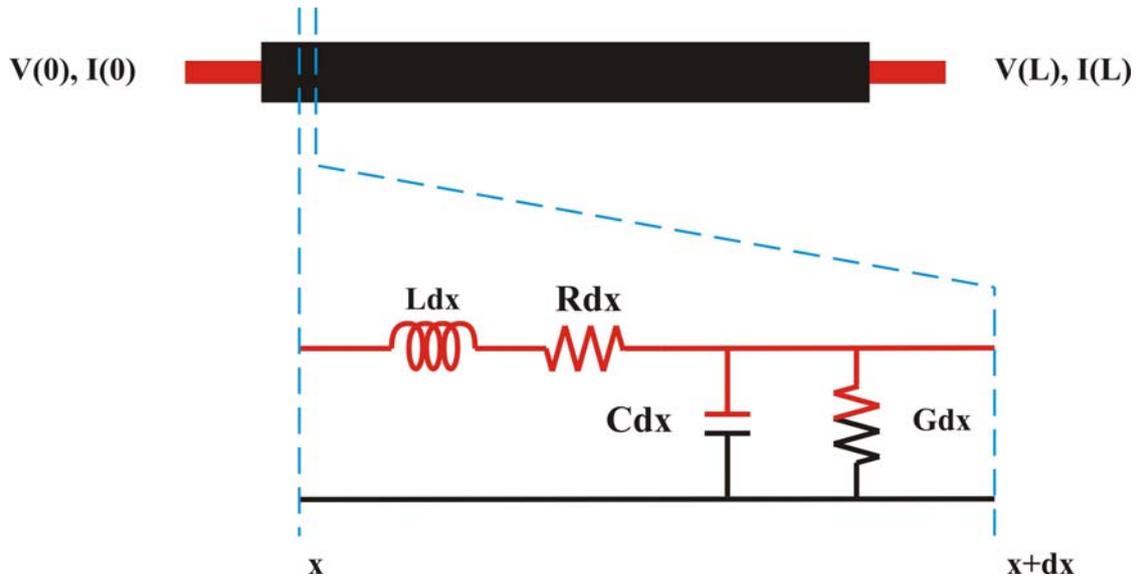


Figure I.2 : Modèle équivalent d'une section élémentaire d'une ligne de propagation.

Une ligne de propagation est donc caractérisée par les paramètres primaires suivants :

- $R$  : résistance linéique série en Ohms
- $L$  : inductance linéique série en Henrys
- $C$  : capacité linéique parallèle en Farads
- $G$  : conductance linéique parallèle en Siemens

Ces divers paramètres linéiques permettent de déterminer la principale caractéristique de la ligne, son impédance, mais également sa réponse fréquentielle.

### I.1.c Exposant de propagation et impédance

En chaque point d'une ligne de propagation il coexiste une onde progressive de tension  $\overline{V}^+$ , une onde régressive  $\overline{V}^-$  et les ondes de courant correspondantes  $\overline{I}^+$  et  $\overline{I}^-$ . En régime harmonique la tension et le courant à la coordonnée  $x$  s'écrivent :

$$\overline{V}_{(x)} = V_0^+ . e^{-\gamma x} + V_0^- . e^{\gamma x} = \overline{V}^+ + \overline{V}^- \quad (1.1)$$

$$\overline{I}_{(x)} = I_0^+ . e^{-\gamma x} + I_0^- . e^{\gamma x} = \overline{I}^+ + \overline{I}^- \quad (1.2)$$

Où  $\gamma$  est l'exposant de propagation défini comme :

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} \quad (1.3)$$

Où  $\alpha$  représente l'exposant d'atténuation et  $\beta$  la constante de phase. Ces deux paramètres dépendent de la pulsation de l'onde  $\omega$ . Les équations (1.1) à (1.3) sont obtenues par la résolution des équations de propagations issues des deux équations différentielles obtenues en utilisant les lois de Kirchhoff dans le modèle élémentaire entre deux sections consécutives.

Des expressions des tensions et courants précédentes, il est possible de définir l'impédance caractéristique de la ligne de transmission comme le rapport de la tension et du courant dans la ligne :

$$\overline{Z}_c = \frac{\overline{V}^+}{\overline{I}^+} = -\frac{\overline{V}^-}{\overline{I}^-} = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad (1.4)$$

$\overline{Z}_c$  est l'impédance caractéristique de la ligne et s'exprime en fonction des paramètres primaires définis précédemment. Elle dépend également de la fréquence  $f$  de l'onde considérée :

$$\omega = 2\pi f \quad (1.5)$$

Deux circuits en vis-à-vis possédant des impédances caractéristiques différentes ne présenteront pas les mêmes réactions au même signal. De plus l'interface entre ces circuits se présente comme une modification des conditions de propagation pour le signal incident qui subit alors une réflexion partielle ou totale à cette interface.

## I.2 Coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion  $\overline{\Gamma}$  est défini comme étant le rapport entre l'onde progressive et l'onde régressive. Il traduit la réflexion sur un obstacle ou une discontinuité de la ligne de propagation.

Pour une onde progressive de tension, le coefficient de réflexion  $\overline{\Gamma}_+$  en un point de coordonnée  $x$  est donné par :

$$\overline{\Gamma}_{+(x)} = \frac{\overline{V}_{0-} e^{\gamma x}}{\overline{V}_{0+} e^{-\gamma x}} = \frac{\overline{V}_{0-}}{\overline{V}_{0+}} e^{2\gamma x} \quad (1.6)$$

Si nous considérons que notre ligne d'impédance  $\overline{Z}_c$ , se termine en  $l$  sur une impédance  $\overline{Z}_l$ , nous avons en utilisant les équations (1.1) et (1.2) :

$$\overline{Z}_l = \frac{\overline{V}_l}{\overline{I}_l} = \overline{Z}_c \frac{\overline{V}_{0+} e^{-\gamma l} + \overline{V}_{0-} e^{\gamma l}}{\overline{V}_{0+} e^{-\gamma l} - \overline{V}_{0-} e^{\gamma l}} \quad (1.7)$$

Soit :

$$\overline{Z}_l = \overline{Z}_c \frac{1 + \overline{\Gamma}_{+(l)}}{1 - \overline{\Gamma}_{+(l)}} \quad (1.8)$$

Donc finalement :

$$\overline{\Gamma}_{+(l)} = \frac{\overline{Z}_l - \overline{Z}_c}{\overline{Z}_l + \overline{Z}_c} \quad (1.9)$$

De manière générale si nous considérons le cas de la figure I.3, nous avons :

$$\bar{\Gamma} = \frac{\bar{Z}_2 - \bar{Z}_1}{\bar{Z}_2 + \bar{Z}_1} \quad (1.10)$$

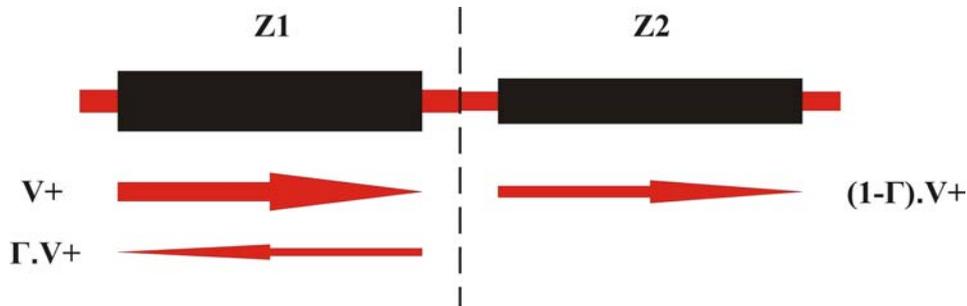


Figure I.3 : Exemple de saut brutal d'impédance.

Nous pouvons également définir le coefficient de transmission lié à cette transition comme :

$$\bar{T} = 1 - \bar{\Gamma} \quad (1.11)$$

Ainsi nous pouvons définir pour chaque interface d'un système des coefficients de réflexions et de transmission. Il est habituel de les rencontrer sous la forme de paramètres S.

### I.3 Paramètres S et matrices

Ici nous considérons le quadripôle de la figure I.4.

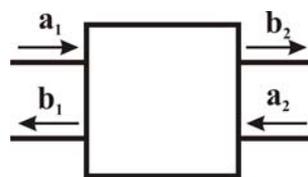


Figure I.4 : Définition du quadripôle.

La matrice S est la matrice qui relie les ondes émergentes  $b_1$  et  $b_2$  aux ondes incidentes  $a_1$  et  $a_2$ .

Elle s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (1.12)$$

D'où

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11}a_1 + S_{12}a_2 \\ b_2 &= S_{21}a_1 + S_{22}a_2 \end{aligned} \quad (1.13)$$

Les paramètres  $S_{ij}$  sont appelés paramètres S et définissent :

$$S_{11} = \left[ \frac{b_1}{a_1} \right]_{a_2=0}, \text{ le facteur de réflexion à l'entrée, la sortie étant adaptée.}$$

$$S_{21} = \left[ \frac{b_2}{a_1} \right]_{a_2=0}, \text{ le facteur de transmission de l'entrée vers la sortie, la sortie étant adaptée.}$$

$$S_{22} = \left[ \frac{b_2}{a_2} \right]_{a_1=0}, \text{ le facteur de réflexion en sortie, l'entrée étant adaptée.}$$

$$S_{12} = \left[ \frac{b_1}{a_2} \right]_{a_1=0}, \text{ le facteur de transmission de la sortie vers l'entrée, l'entrée étant adaptée.}$$

L'intérêt des paramètres S est de pouvoir connaître les grandeurs les plus recherchées comme la puissance, le gain ou l'atténuation, le facteur de réflexion d'un accès ou l'impédance d'une entrée.

## I.4 Matériaux et caractéristiques

### I.4.a Conductivité électrique

La conductivité électrique  $\sigma$  définit la capacité d'un matériau à être conducteur. Elle lie la densité de courant au champ électrique par l'équation suivante :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1.14)$$

Des exemples de valeurs de conductivité sont donnés dans le tableau I.1 pour des matériaux conducteurs et semiconducteurs.

Matériau	Conductivité en $10^5 \text{ (Ohm.cm)}^{-1}$
Zinc	1,69
Aluminium	3,65
Or	4,55
Cuivre	5,88
Argent	6,21
Silicium	$10^{-8}$ à $10^{-9}$
Arséniure de Gallium	$10^{-13}$ à $10^{-14}$
Diamant	$10^{-19}$ à $10^{-21}$

Tableau I.1 : Exemples de la conductivité de différents matériaux conducteurs et semiconducteurs.

Le choix d'un bon conducteur est important pour minimiser l'atténuation du signal véhiculé (résistance linéique).

### I.4.b Constante diélectrique

La constante diélectrique ou permittivité relative  $\epsilon_r$  correspond au rapport entre la permittivité du matériau  $\epsilon$  et la permittivité du vide  $\epsilon_0$ . La permittivité d'un matériau traduit le rapport entre le champ électrique induit  $\vec{D}$  dans le matériau et le champ électrique inducteur  $\vec{E}$ . Les relations reliant ces grandeurs sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_r \epsilon_0 \\ \vec{E} &= \epsilon \vec{D} \end{aligned} \quad (1.15)$$

De plus la vitesse  $v$  d'une onde dans un milieu de permittivité relative  $\epsilon_r$  est donnée par :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (1.16)$$

Où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

De manière générale  $\varepsilon_r$  est fonction de la fréquence, ce qui se traduit par des variations du comportement des lignes de propagation en fonction de la fréquence : atténuation, dispersion.

### I.4.c Tangente de fuites

La tangente de fuite d'un diélectrique traduit les pertes par hystérésis de ce dernier, ces pertes étant évacuées par effet joule. Ces pertes sont gênantes car elles induisent par échauffement une modification des caractéristiques du diélectrique. L'ordre de grandeur typique pour les diélectriques courants est de  $10^{-4}$ . Les pertes peuvent s'exprimer pour un diélectrique et pour une ligne de transmission par l'équation suivante :

$$\tan \delta = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_r} = \frac{G}{C\omega} \quad (1.17)$$

Où  $\sigma$  est la conductivité du diélectrique,  $G$  et  $C$  sont les paramètres primaires de la ligne de transmission.

Pour un condensateur il est possible de synthétiser ces pertes par une résistance série ou parallèle dans l'approximation où  $\tan \delta$  est faible, voir figure I.5.

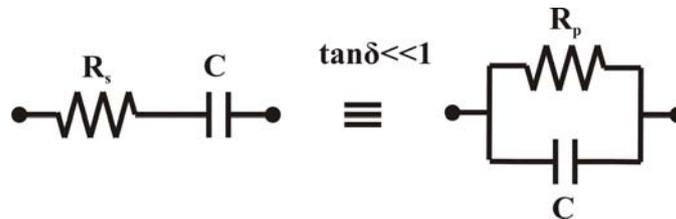


Figure I.5 : Schéma équivalent série ou parallèle pour les pertes diélectriques.

Dans ces conditions, nous pouvons relier les valeurs de ces résistances équivalentes à la valeur de la capacité par :

$$R_s = \frac{\tan \delta}{C\omega} \quad (1.18)$$

$$R_p = \frac{1}{C\omega \tan \delta} \quad (1.19)$$

Toutes ces équations montrent que la tangente de perte varie avec la fréquence, tout comme la permittivité relative. Au final la ligne de propagation ou le dispositif hyperfréquence ne répondra pas de la même manière sur tout le spectre de fréquences considéré. Il est donc judicieux d'employer un diélectrique isolant ayant une tangente de pertes minimale pour éviter tout phénomène de filtrage spectral.

#### I.4.d Rigidité diélectrique

La rigidité diélectrique traduit la capacité du matériau à résister à la tension appliquée à ses bornes. Au-delà de cette limite le matériau ne tient plus le champ électrique et devient conducteur en subissant des dommages irréversibles. Il apparaît alors que le matériau isolant dans un dispositif véhiculant de hautes puissances électriques doit avoir les prédispositions nécessaires pour résister au signal à transmettre. Nous pouvons également parler de champ de rupture du matériau.

#### I.4.e Exemples de valeurs

Le tableau I.2 rassemble les valeurs de la permittivité relative et de la rigidité électrique pour différents matériaux. Ces valeurs dépendent de la nature exacte du matériau qui peut varier d'un fabricant à l'autre.

Matériaux	Permittivité relative	Rigidité diélectrique (kV/mm)	Vitesse de propagation en % de c
Air sec	1	4	100
Papier	2	6	71
PTFE	2,1	17	69
Polyéthylène	2,25	18	67
Silicone	4,2	15kV-20kV	49
Epoxy	4,7	15kV-20kV	46
Mica	6	70	41
Diamant	5,5	100	43
Silicium	11,7	30	29
Arséniure de Gallium	13,13	35	28

Tableau I.2 : Exemples de valeurs caractéristiques des matériaux isolants et semiconducteurs.

Cette énumération de données montre que les matériaux sont loin de tous avoir les mêmes caractéristiques électriques. Il convient alors d'éviter d'utiliser plusieurs types de matériaux dans un même circuit hyperfréquence. En effet la conséquence logique dans le cas contraire serait une détérioration du signal transmis. Le choix de la tension des signaux engendrés fixera les matériaux accessibles et les dimensions minimales de la ligne de propagation ainsi que ses caractéristiques.

## **I.5 Bilan sur les circuits hyperfréquences**

Au vu des rappels précédents, il apparaît clairement qu'un générateur de signaux électriques ultracourts doit satisfaire aux exigences des circuits hyperfréquences. En effet, nous ne pourrions obtenir un signal électrique de quelques centaines de picosecondes sans intégrer le modulateur ou le commutateur dans une ligne de propagation. Dans ces conditions il convient de choisir un composant capable de s'intégrer avec le moins de perturbation possible au sein d'un guide d'onde électromagnétique. Les circuits en amont et en aval du commutateur devront également faire l'objet d'un soin particulier sur le plan des hyperfréquences. Ainsi quelque soit la technologie retenue pour la suite de l'étude, les matériaux et la forme des guides d'ondes servant à intégrer les générateurs ultralarge bande seront potentiellement un facteur limitant sur les performances visées. Un choix judicieux de la géométrie du cœur du générateur et des matériaux sera un facteur de succès pour la génération de signaux possédant un bon rapport signal à bruit.

## **I.6 Génération d'impulsions brèves de haute puissance**

### **I.6.a Les différents composants actifs**

La génération de signaux brefs de haute puissance peut être réalisée à l'aide de deux familles de composants. La première consiste à employer un modulateur rapide capable de contrôler de fortes puissances et qui impose la forme du signal généré. La seconde consiste à se servir de commutateurs rapides en ouverture et/ou en fermeture. Dans ce dernier cas le circuit électrique déterminera en partie la forme du signal, les fronts montants et/ou descendants seront déterminés par la vitesse du commutateur.

La famille des modulateurs rapides inclue les tubes électroniques. Ces derniers ne sont plus employés de nos jours à cause de leur encombrement et durée de vie limitée en comparaison aux

solutions solides que constituent les transistors. Malgré tout ils furent encore très employés au début des années 1980 comme moyen de génération d'impulsions haute tension de forte puissance [1]. L'avantage de ces derniers est leur tenue en tension pouvant atteindre plusieurs dizaines de milliers de volts entre anode et cathode, avec un seul composant [2]. Ils furent remplacés par des transistors de puissance capables de soutenir de très forts courants. Le principal problème de cette famille est qu'il est difficile de concilier de fortes puissances et des signaux électriques très brefs (nanoseconde ou inférieur). Par contre le signal obtenu aura la même allure que le signal de commande, s'il est adapté à la bande passante du modulateur.

En ce qui concerne les commutateurs rapides, le but n'est pas d'amplifier un signal de commande possédant déjà les caractéristiques temporelles attendues. Dans ce cas la forme temporelle du signal dépendra de la rapidité de commutation de l'élément actif ainsi que de l'énergie électrique stockée dans le circuit d'alimentation (paragraphe I.6.b). Ainsi le travail du commutateur sera de s'ouvrir et/ou de se fermer afin d'engendrer au niveau de la charge le signal voulu. Dans cette optique les composants utilisés sont les suivants : thyristors de puissance [3], électronique rapide ou avalanche (transistors ou diodes généralement), éclateurs à gaz, fusibles [4], semiconducteurs photosensibles (régime linéaire ou avalanche). La particularité de cette famille en comparaison à la précédente est que tous ces éléments sont capables d'engendrer de très fortes tensions en association de très forts courants, ce qui représente une condition indispensable à la génération de signaux brefs de fortes puissances.

Le tableau I.3 résume les performances temporelles accessibles pour chacun des composants énumérés précédemment.

Composants	Ordre de grandeur de la brièveté des signaux				
	s	ms	µs	ns	ps
Tubes électroniques	Green	Green	Green	Red	Red
Transistors de puissance	Green	Green	Green	Green	Red
Thyristors de puissance	Green	Green	Green	Red	Red
Eclateurs à gaz	Green	Green	Green	Green	Red
Electronique avalanche	Green	Green	Green	Green	Red
Semiconducteurs photosensibles	Green	Green	Green	Green	Green

Tableau I.3 : Domaines temporels accessibles aux différents composants actifs pour de fortes puissances.

Le domaine temporel qui nous intéresse dans cette étude est celui des signaux Ultra Large Bande (ULB) de forte puissance. Cela représente des signaux de durée de l'ordre de la nanoseconde et inférieure. Nous nous limiterons par la suite aux composants permettant de générer ces signaux courts, donc à la famille des commutateurs rapides.

### I.6.b Circuits associés aux commutateurs de haute puissance

#### Circuits à base de capacité ou self :

Les circuits qui permettent la génération d'impulsions à partir de commutateurs rapides reposent tous sur le même principe : une alimentation continue ou pulsée, un système servant de transition et isolant l'alimentation, un système de stockage des charges électriques, un commutateur et la charge.

Nous pouvons voir sur la figure I.6 deux exemples de dispositifs : un basé sur un condensateur et un commutateur à fermeture rapide et un deuxième constitué d'une self associée à un commutateur à ouverture rapide [5, 6]. Ici la durée de l'impulsion sera fonction du nombre de charges électriques stockées, de l'impédance de la charge, de la vitesse de commutation du composant actif et également du temps de recombinaison des porteurs dans le composant actif. La forme des impulsions est généralement une bi-exponentielle au premier abord.

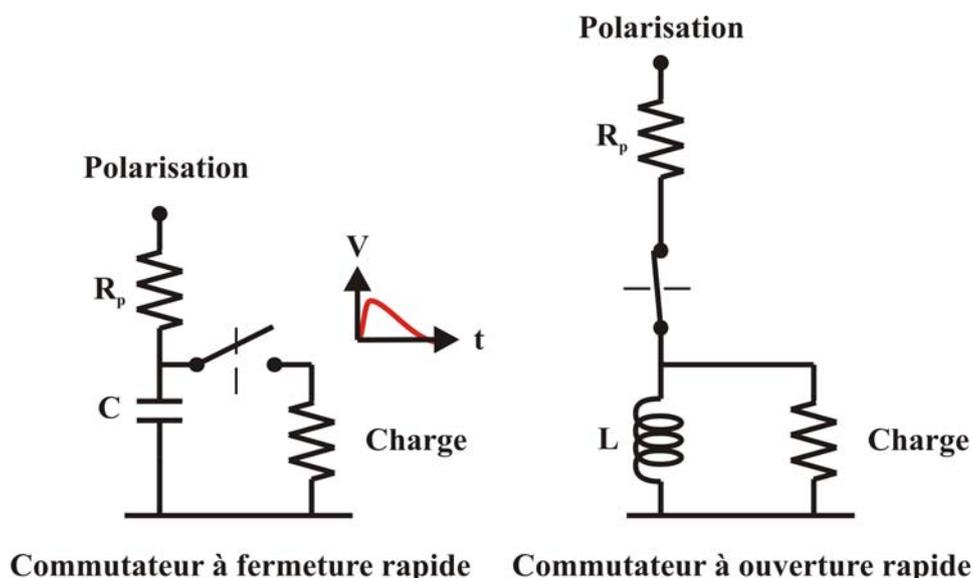


Figure I.6 : Exemples de circuits pour la génération d'impulsions brèves.

## Circuits à base de lignes de propagation :

Il est également possible de stocker des charges électriques dans une ligne de propagation que nous pouvons associer avec un commutateur à fermeture rapide [7]. De cette manière il est possible de générer une impulsion dont la forme sera un créneau et non une bi-exponentielle comme dans les exemples précédents. Ce type de générateur est appelé à ondes stationnaires pour décrire le fait qu'avant la commutation du ou des commutateurs, il existe une onde stationnaire dans la ligne de propagation constituée par une onde progressive et une onde régressive. Il est donc possible grâce à ce principe de générer des créneaux, des cycles réguliers ou non et également des trains hautes fréquences comme illustré sur la figure I.7.

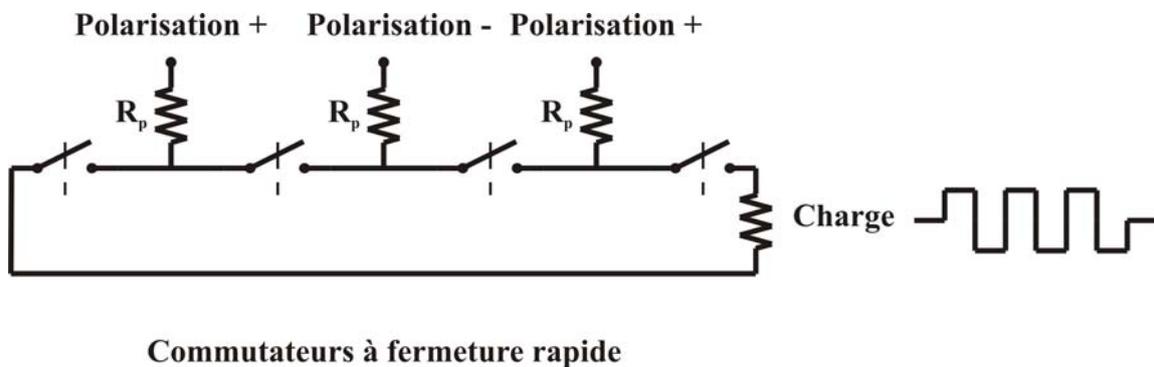


Figure I.7 : Générateur à onde stationnaires. Ici trois lignes de propagation sont polarisées et libéreront trois cycles sur la charge.

Dans ces conditions la durée du signal est déterminée par la vitesse de propagation dans la ligne chargée. L'amplitude du signal est la moitié de la tension de polarisation. Cela est dû à la présence de deux ondes : une progressive et une régressive. La superposition des deux ondes en tout point de la ligne redonne la tension de polarisation de la portion considérée. De plus par désadaptation d'impédance il est possible d'inverser la polarisation pour l'onde régressive grâce à un court-circuit, qui induit un coefficient de réflexion unité négatif.

La génération d'un créneau de plus grande amplitude peut être réalisée à l'aide de lignes chargées de type Blumlein [8-10]. Dans cette configuration il est possible avec deux lignes chargées, d'obtenir la tension de polarisation sur la charge au lieu de la moitié de cette dernière (figure I.8).

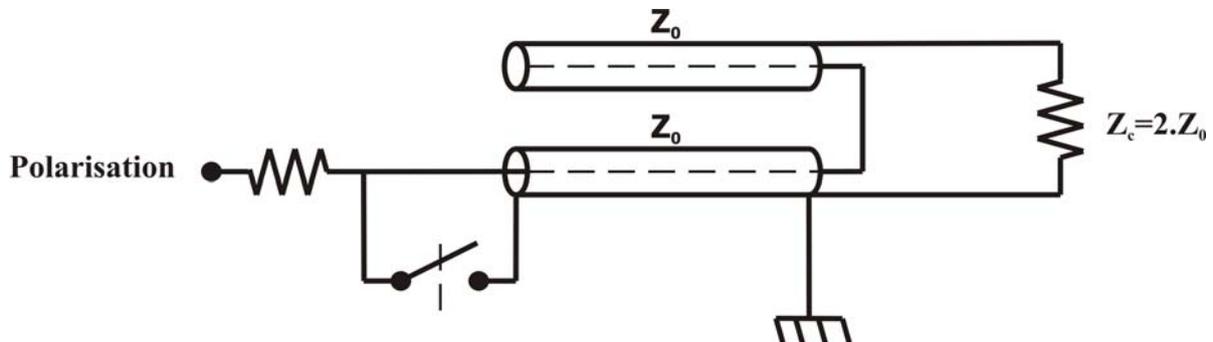


Figure I.8 : Principe des lignes Blumlein.

Cela est rendu possible par la superposition sur la charge de deux ondes de polarisation opposée créant ainsi une tension égale à deux fois celle de la polarisation. Sur ce principe, il peut être réalisé un ensemble de lignes permettant d'accroître encore la tension sur la charge, mais l'efficacité de tels circuits chute avec le nombre d'étages : si le dispositif possède  $N$  étages la tension en sortie serait théoriquement de  $N \cdot \frac{V}{2}$ .

Si nous désirons générer des signaux électriques courts avec ces dispositifs il convient d'intégrer l'ensemble (commutateur / modulateur, circuit de stockage) dans un circuit capable de propager ces signaux (voir paragraphe I.1.a)

## I.7 Etat de l'art

Nous allons évoquer dans cette partie l'ensemble des résultats obtenus depuis plusieurs dizaines d'années sur la génération d'impulsions électriques haute tension dans le domaine de la nanoseconde ou de plusieurs dizaines de picosecondes. Cet état de l'art se limitera donc aux commutateurs rapides. Nous n'aborderons pas les systèmes non-linéaires ou les lignes de mise en forme des impulsions « post-génération » [11-13]. Nous nous intéresserons uniquement aux générateurs. En effet ces circuits de mise en forme des impulsions ont tendance à améliorer les performances temporelles des générateurs au détriment de la tension crête et du rapport signal à bruit.

## I.7.a Générateurs à base d'électronique rapide

Ce genre de générateurs n'est plus au stade du développement et représente la grande majorité des générateurs impulsionnels haute tension commercialisés. Ils sont basés sur des composants travaillant en régime avalanche et commandés par un trigger électrique. Le principe du régime avalanche est de provoquer un régime à très fort gain par multiplication des porteurs lors de la collision des charges initiales avec le réseau cristallin. Ces collisions induisent de nouveaux porteurs. L'inconvénient de ce régime est la détérioration des composants par la création de canaux de courant de forte densité, ce point sera détaillé dans la prochaine partie (II.7.b, phénomène de filamentation). Cela se traduit par une durée de vie limitée du substrat. La société KENTECH commercialise des générateurs basée sur cette technologie ainsi que des générateurs à transistors à effet de champ (FET, Field Effect Transistor) pour des impulsions de plusieurs nanosecondes (famille des modulateurs rapide). La maturité de cette technologie n'est plus à prouver pour la génération d'impulsions de quelques centaines de picosecondes à quelques nanosecondes pour des tensions de plusieurs kilovolts. La société MHE (Moose Hill Enterprise) commercialise également des générateurs à base de diodes de type DSRD (Drift Step Recovery Diode). Pour ce dernier type de générateur il s'agit de commutateurs à ouverture rapide associés à une inductance faiblement polarisée [14]. Dans la littérature, ce genre de composants ne montre pas de performances supérieures à celles des produits commerciaux : les performances maximales étant simplement la superposition des performances individuelles de chaque diode. Le même principe de superposition est utilisé pour les transistors. Le tableau I.4 illustre les performances atteintes par ces générateurs.

Performances	Données Kentech		Données MHE
	FET	Avalanche	DSRD/SAS
Amplitude sur 50Ohms	10kV	<45kV	<20KV
Reproductivité de l'impulsion	Très fiable	Fiable	non communiqué
Temps de montée	~1ns	100ps	50ps
Durée minimale de l'impulsion	~5ns	~1ns	~1ns
Délai	<40ns	<30ns	<30ns
Fréquence de répétition	<60kHz	<10kHz	<25KHz
Gigue	<100ps	>10ps	<500ps
Durée de vie		<10 <sup>10</sup>	

Tableau I.4 : Performances des générateurs KENTECH et MHE, valeurs maximales non cumulables entre elles.

En analysant les données précédentes, nous constatons que l'inconvénient de cette technologie est la durée de vie limitée, ainsi que la gigue temporelle entre le signal de trigger et le signal généré qui est supérieur à 10ps. Il devient alors difficile de synchroniser plusieurs générateurs avec une précision de quelques picosecondes, point nécessaire pour une sommation cohérente de signaux picosecondes. De plus, la génération de monocycles à partir de générateur à ondes gelées de l'ordre de la nanoseconde n'est pas envisageable. Ce dernier point est lié à la gigue temporelle, au délai et à la nécessité de disposer de deux commutateurs semblables. Néanmoins, il est possible d'obtenir un monocycle avec ce type de composant par l'intermédiaire d'un circuit de mise en forme d'impulsions. Malgré tout, le signal obtenu est moins propre. Des générateurs monocycles de quelques centaines de nanosecondes de période existent et sont basés sur la technologie des transistors FET.

### I.7.b Générateurs à base d'éclateurs à gaz

Il s'agit de la plus vieille méthode de commutation pour la génération d'impulsions courtes. Le principe des éclateurs repose sur la création d'un plasma conducteur entre deux électrodes. Il existe deux moyens d'obtenir ce plasma : par commande électrique ou optique. En effet le champ appliqué entre les deux électrodes de l'éclateur correspond au champ limite de ionisation du gaz. Une faible excitation électrique proche de l'électrode d'alimentation suffit à créer quelques porteurs initiaux [15], amplifiés par le phénomène d'avalanche décrit succinctement au paragraphe I.7.a et en détail au paragraphe II.7.b De même une impulsion laser absorbée entre les deux électrodes peut servir d'évènement initiateur [16]. Les performances accessibles pour cette technologie sont résumées tableau I.5.

Performances	Eclateurs à gaz
Amplitude sur 50Ohms	100kV
Reproductivité de l'impulsion	10%
Temps de montée	100ps
Durée minimale de l'impulsion	~1ns
Délai	~1ns
Fréquence de répétition	2.5KHz
Gigue	~150ps
Durée de vie	variable

Tableau 5 : Performances des éclateurs à gaz.

Ce type de technologie permet de commander de très fortes puissances. Malgré cela, elle ne permet pas d'obtenir des impulsions parfaitement reproductibles et présente une gigue temporelle très importante. Elle n'est absolument pas envisageable pour des applications à sources synchronisées ULB. De plus elle présente un risque d'explosion à cause de la constitution de l'éclateur qui intègre généralement de l'hydrogène. L'avantage de cette technologie est la possibilité d'associer plusieurs éclateurs en cascade pour obtenir une source de plus forte puissance. L'exemple est le générateurs de Marx (voir figure I.9) : il suffit de rendre possible le phénomène de ionisation dans un éclateur pour que les autres se déclenchent à leur tour [17]. L'inconvénient de ce système est la difficulté d'obtenir un montage adapté aux hyperfréquences : problème de l'adaptation d'impédance sur une large bande de fréquence.

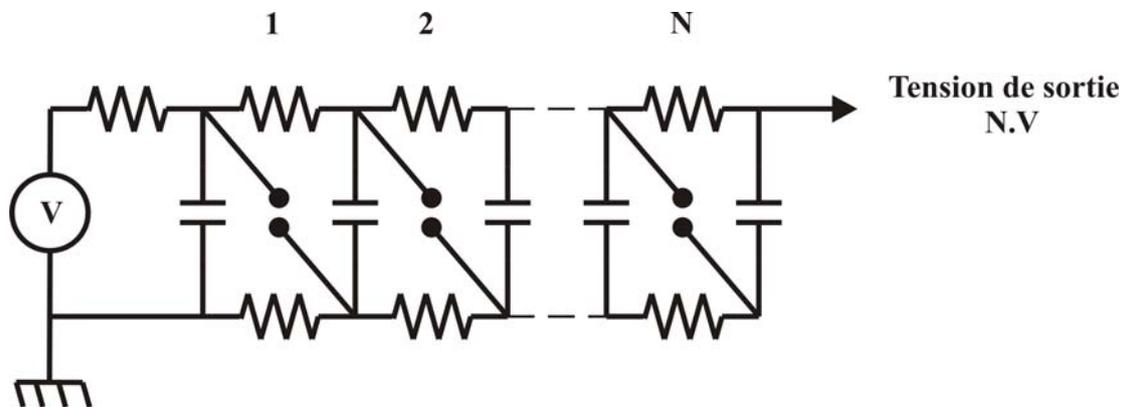


Figure I.9 : Schéma de principe du générateur de Marx.

Avec cette technologie la génération de monocycles nanosecondes n'est pas envisageable en utilisant un générateur à onde gelée à cause de sa gigue temporelle minimum d'environ 250ps.

### I.7.c Générateurs à base de semiconducteurs photosensibles

#### Photocommutateurs en régime linéaire :

Le terme de régime linéaire désigne le fait que l'énergie électrique délivrée est linéairement proportionnelle à celle de la commande optique. Une description détaillée de ce régime de fonctionnement sera donnée dans le paragraphe II.8. Le régime linéaire est accessible à tout semiconducteur ayant la capacité d'absorber un rayonnement lumineux important de type source laser. Dans ces conditions, nous comprenons que si nous voulons des impulsions électriques de

forte énergie, il convient d'éclairer le photocomposant avec une énergie optique du même ordre de grandeur que l'énergie électrique que l'on souhaite commutée.

La quantité d'énergie optique de commande dépend de la durée du signal. La durée du signal en régime linéaire est définie par deux paramètres : le temps de recombinaison des porteurs et le nombre de charges électriques stockées.

Dans le cas où le temps de recombinaison des porteurs est négligeable devant la durée de l'impulsion optique, alors deux cas sont possibles :

- il y a assez de charges électriques stockées dans le circuit d'alimentation donc l'impulsion électrique aura la même durée que l'impulsion optique.
- il n'y a pas assez de charges électriques dans le circuit d'alimentation, dans ces conditions, la durée de l'impulsion électrique dépendra du temps nécessaire au transfert des charges stockées et photo-générées.

Dans le cas où le temps de recombinaison des porteurs est très grand devant l'impulsion optique, nous ferons face à deux cas :

- l'impulsion électrique sera limitée par le temps de recombinaison des porteurs.
- l'impulsion électrique sera limitée par le nombre de charges stockées dans le circuit d'alimentation.

Il apparaît alors que la proportionnalité entre énergie optique de commande et énergie électrique commutée n'est pas forcément dans un rapport de un. De plus, la reproductibilité des impulsions électriques est liée à celle des impulsions optiques. Les meilleures sources laser actuelles possèdent une stabilité de quelques pourcents. Actuellement aucun générateur utilisant des semiconducteurs en régime linéaire de photocommutation n'est commercialisé à cause de cette forte dépendance énergétique, sauf pour une synchronisation optique-électrique rapide qui nécessite de faibles niveaux.

Un exemple de signal rapide est donné dans le tableau I.6 [18].

	Meilleures performances
Tension	10kV
Puissance crête	2MW
Temps de montée	~50ps
Gigue	~1ps
Energie optique d'activation	<100mJ
Répétitivité	source laser
Champ électrique	non communiqué
Durée de vie	non communiqué

Tableau I.6 : Exemple de performances d'un photocommutateur à base de silicium. La durée du signal n'est pas précisée mais certainement supérieure à la nanoseconde.

Malgré tout, nous pouvons constater théoriquement que la gigue temporelle d'un photocommutateur en régime linéaire est très faible voir inexistante vis-à-vis de l'impulsion optique. En effet si aucune lumière n'arrive sur le photocommutateur, aucune impulsion électrique ne sera engendrée en sortie du générateur. Dans la pratique il est difficile de vérifier cela de manière purement électronique. Néanmoins des giges inférieures à 1ps ont déjà été mesurées par des moyens optoélectroniques [19].

### **Photocommutateurs en régime avalanche :**

Ici le photocommutateur possède la faculté de pouvoir être employé en régime avalanche. Pour rappel, ce régime possède un très fort gain issu des collisions des porteurs avec le réseau cristallin. Il sera détaillé au court de la prochaine partie de ce document. Pour que cela soit possible, il faut polariser le semiconducteur avec un champ électrique proche de son champ de rupture. Le champ de rupture correspond au champ maximal que peut supporter le semiconducteur. Dans ces conditions très peu d'énergie optique est nécessaire à l'activation du commutateur.

Des exemples de performances sont donnés dans le tableau I.7 [20].

	Meilleures performances	Performances moyennes
Tension	155kV	100kV
Puissance crête	120MW	48MW
Temps de montée	430ps	430ps
Gigue	150ps	150ps
Energie optique d'activation	90nJ	180nJ
Répétitivité	1kHz	1kHz
Champ électrique	10kV/mm	6,7kV/mm
Durée de vie	$6.10^6$	$5.10^4$

Tableau I.7 : Exemples de performances obtenues en régime avalanche. Le substrat utilisé est de l'arséniure de gallium.

Tous les semiconducteurs ne sont pas capables de travailler en régime avalanche, comme nous le verrons dans la partie suivante. Néanmoins, nous constatons que ces composants possèdent une forte gigue temporelle due au régime à fort gain qui met un temps variable et aléatoire à se construire [9]. Il est donc impossible d'employer de tels composants pour la synchronisation de sources impulsionnelles large bande. De plus ce régime ne permet pas de générer de manière reproductible des impulsions électriques. Ce type de photocommutateurs est entrain de remplacer les éclateurs à gaz pour les applications nécessitant des fortes puissances. Une des raisons de cette migration technologique est que ses photocommutateurs permettent un déport simple du signal de commande par l'intermédiaire de fibres optiques. Ils permettent donc de réaliser une isolation de la commande et de l'élément commandé. Une autre caractéristique du régime avalanche est qu'il peut être auto-entretenu si un champ suffisant est maintenu entre les électrodes du photocommutateur. Ce phénomène est connu sous le nom de « lock-on » et il sera détaillé au paragraphe II.7.c.

### I.7.d Résumé des performances – Application à la génération ULB

Le tableau I.8 résume les qualités des précédentes technologies pour la génération d'impulsions courtes de fortes puissances.

Performances	Electronique rapide FET	Electronique rapide avalanche	Eclateurs à gaz	PC* linéaires	PC* avalanches
Amplitude sur 50Ohms	<10kV	<45kV	100kV	<10kV	<155kV
Reproductivité de l'impulsion	<1%	>10%	>10%	<2%	>10%
Temps de monté	>1ns	>100ps	>100ps	>1ps	>430ps
Durée de l'impulsion	>5ns	>1ns	>1ns	>1ps	>150ps
Délai	<40ns	<30ns	>1ns	0	>100ps
Fréquence de répétition	<60kHz	<10kHz	<2.5KHz	<100Hz	<1kHz
Gigue	<100ps	>10ps	>150ps	<2ps	>65ps
Durée de vie	illimité	<10 <sup>10</sup>	<10 <sup>10</sup>	illimité	6.10 <sup>6</sup>

\* Photocommutateurs

Tableau I.8: Résumé des qualités de chaque technologie pour la génération d'impulsions subnanosecondes.

Il apparaît clairement que pour une application ULB avec sommation cohérente de multiples sources électriques, la technologie qui possède le plus d'avantages est celle des photocommutateurs en régime linéaires. En effet les technologies telles que l'électronique rapide, les éclateurs à gaz et les photocommutateurs en régime avalanche ne présentent pas une gigue temporelle acceptable (supérieure à 10ps). L'électronique rapide avalanche permet presque d'atteindre le but visé d'une gigue inférieure à 10ps. Par contre le manque de souplesse dans la gestion des retards entre les divers signaux électriques et la faible reproductibilité des impulsions tir-à-tir sont des inconvénients qui nous obligent à rejeter l'emploi de cette technologie pour notre démonstrateur. L'utilisation du régime de photoconduction linéaire apparaît comme le seul choix judicieux pour répondre aux besoins extrêmes de stabilité qui nous sont imposés. Le point faible de cette technologie est la forte quantité d'énergie optique nécessaire à la commutation. La tension maximale commutable est donc limitée par la source optique. Néanmoins les sources lasers actuelles sont capables de subvenir aux

besoins énergétiques de ce type de technologie. L'utilisation de ces sources permet de concilier sans compromis de performances le régime linéaire et la réalisation du démonstrateur.



# **PARTIE II**



## **II. Interaction rayonnement matière**

Nous allons exposer ici les notions nécessaires à la compréhension de l'interaction du rayonnement et de la matière. Il sera exposé l'ensemble des caractéristiques décrivant l'absorption lumineuse ainsi que la réactivité des semiconducteurs. Les caractéristiques propres à chaque type de substrat permettront d'affiner le choix d'un semiconducteur pour son emploi en tant qu'élément photosensible. Ce choix sera également guidé par le régime de fonctionnement retenu, c'est-à-dire le régime linéaire. Le but de cette partie est donc de se familiariser avec les différentes grandeurs physiques et de justifier le choix de la technologie retenue.

### **II.1 Généralités concernant l'absorption du rayonnement lumineux**

#### **II.1.a Absorption directe ou intrinsèque**

Dans le processus d'absorption directe un photon est absorbé par le cristal avec création d'un électron et d'un trou. Cela a pour conséquence la diminution de la résistivité, ou l'augmentation de la concentration de porteurs intrinsèques. Le terme intrinsèque désigne un matériau dont le nombre d'électrons dans la bande de conduction est égale au nombre de trous dans la bande de valence en l'absence d'impuretés. Dans ce cas l'énergie des photons incidents sur le matériau est suffisante pour amener les électrons de la bande de valence, où ils sont piégés, dans la bande de conduction. L'espace entre ces deux bandes est appelé « band gap », « gap » de manière générale ou bande interdite. L'énergie minimale qui sépare ces deux bandes est notée  $E_g$ .

Ce processus peut être résumé par le schéma de la figure II.1.

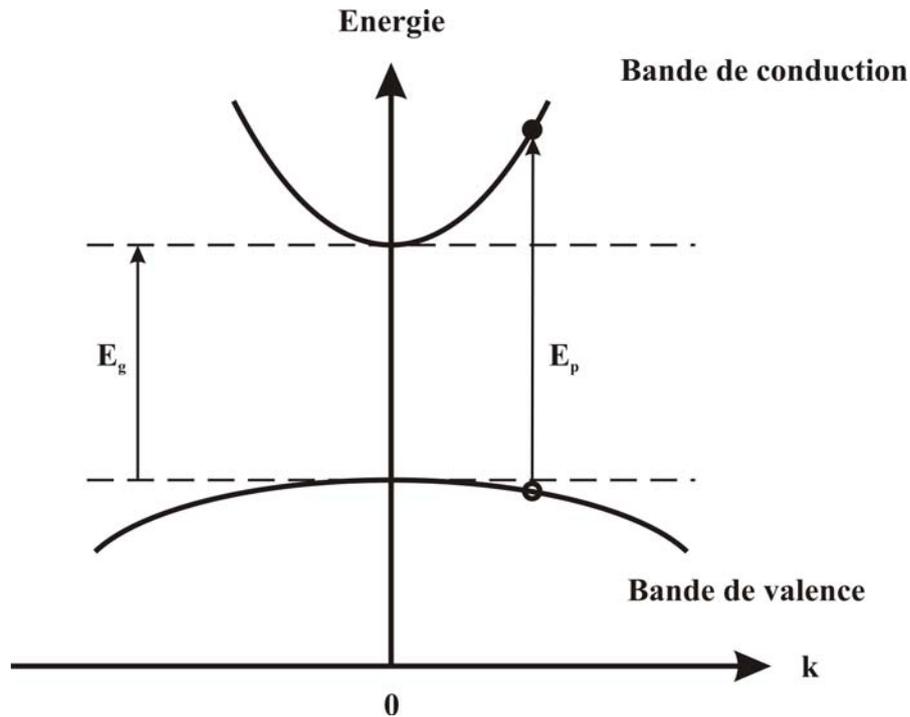


Figure II.1 : Mécanisme de l'absorption directe.

Dans ce cas le photon d'énergie  $E_p \geq E_g$  excite l'électron dans un état d'énergie ayant le même vecteur d'onde,  $k$ , que celui qu'il avait dans la bande de valence. Les fonctions d'énergie décrivent les niveaux d'énergie accessibles aux électrons dans la bande de conduction et aux trous dans la bande de valence. A chacun de ces niveaux correspond un vecteur d'onde. Elles peuvent être déterminées comme celles de l'atome d'hydrogène par la mécanique quantique.

Dans le cas où les photons ne possèdent pas l'énergie nécessaire à la transition d'un électron dans la bande de conduction, d'autres processus peuvent permettre cette transition. Nous parlons d'absorption indirecte.

## II.1.b Absorption indirecte et extrinsèque

Nous pouvons différencier plusieurs processus d'absorption indirecte. En effet dans ce cas les photons incidents n'ont pas assez d'énergie pour permettre une transition directe de la bande de valence à la bande de conduction. Les processus d'absorption suivants peuvent alors avoir lieu :

- absorption multi-photonique
- absorption indirecte (photon-phonon)
- absorption extrinsèque

Dans le cas de l'absorption multi-photonique, plusieurs photons sont absorbés simultanément de manière à ce que la somme de leur énergie soit supérieure à celle de la bande interdite, voir figure II.2.

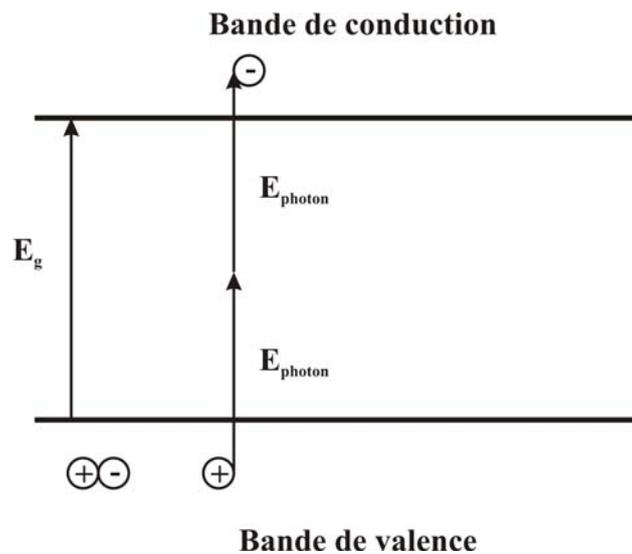


Figure II.2 : Absorption indirecte multi-photonique. Ici deux photons permettent la transition.

Dans le deuxième cas, l'absorption indirecte, un photon et un phonon sont absorbés pour générer une paire électron-trou. Un phonon est une particule d'énergie, tout comme le photon, correspondant à un mode de vibration du cristal. Ces modes de vibration dépendent de la température.

Une telle transition est présentée figure II.3.

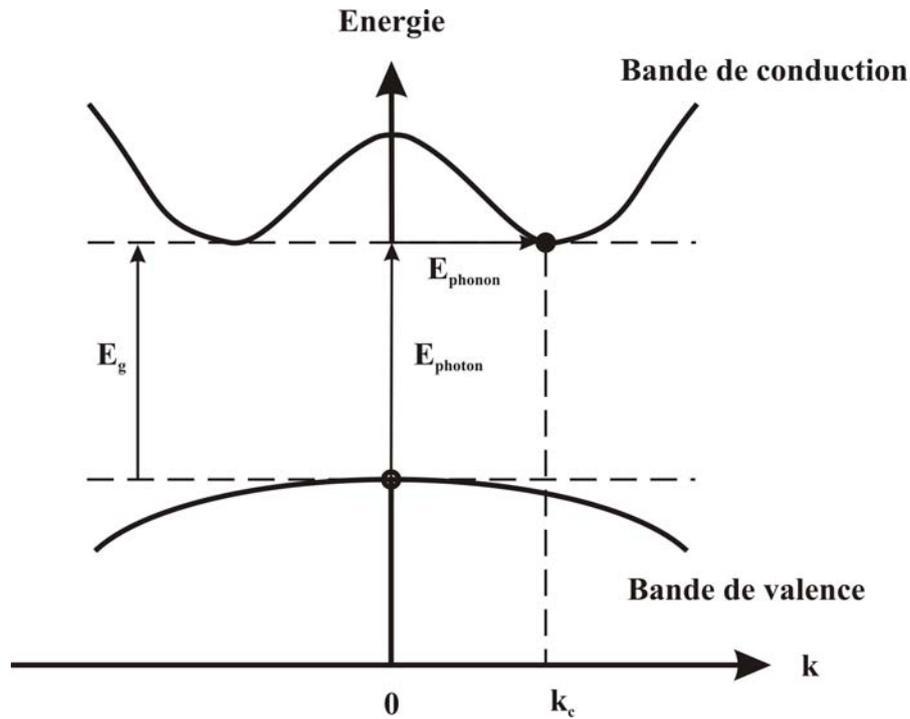


Figure II.3 : Absorption indirecte par l'intermédiaire d'un phonon.

La figure précédente met en évidence le fait que pour une transition indirecte le minimum de la bande de conduction ne correspond pas au maximum de la bande de valence. Donc un photon d'énergie égale à celle de la bande interdite,  $E_g$ , ne suffit pas à provoquer la génération d'une paire électron-trou. Cette séparation entraîne une différence de vecteur d'onde entre les électrons et les trous ( $k_c$  non négligeable). De plus les vecteurs d'ondes associés aux photons sont négligeables par rapport à  $k_c$  pour la transition qui nous intéresse. Toutefois si un phonon de vecteur d'onde  $K$  est disponible la transition devient possible. Ce processus est résumé par les équations suivantes, [21] :

$$\begin{aligned} k_{\text{photon}} &= k_c + K \approx 0 \\ \hbar\omega &= E_g + \hbar\Omega \end{aligned} \quad (2.1)$$

Les énergies des phonons sont très faibles de l'ordre de 0,01eV à 0,03eV. Donc un phonon est une source peu coûteuse de quantité de mouvement et facilement généré à température ambiante.

L'absorption multi-photonique comme l'absorption indirecte ne font pas intervenir les impuretés du cristal et génèrent une paire électron-trou. Donc ces dernières peuvent être qualifiées d'absorptions intrinsèques.

Enfin dans le cas de l'absorption extrinsèque, les photons incidents ont suffisamment d'énergie pour exciter un niveau intermédiaire correspondant aux impuretés ou aux défauts contenus dans le cristal. Ces impuretés ou défauts peuvent alors libérer un électron libre dans la bande de conduction ou capturer un électron dans la bande de valence générant ainsi un trou. Ce processus est présenté sur la figure II.4.

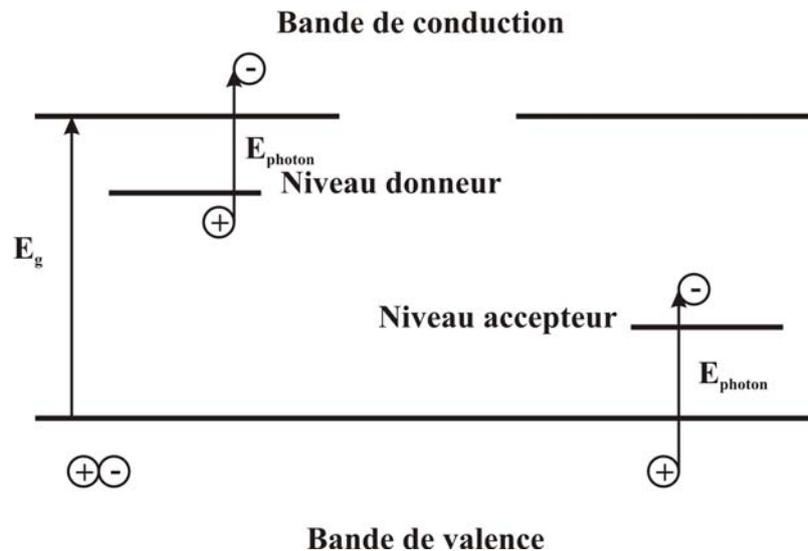


Figure II.4 : Absorption extrinsèque. La génération d'une paire électrons-trou est réalisée en deux étapes par l'intermédiaire de niveaux d'énergie inférieure à celle de la bande interdite.

L'efficacité de cette transition dépend de la concentration en impuretés ou défauts dans le cristal. Tout comme l'absorption multi-photonique, cette transition nécessite plusieurs photons pour la création d'une paire électron-trou. Le passage de l'électron de la bande de valence à la bande de conduction pouvant se faire en de multiples étapes qui dépendent du nombre d'états intermédiaires disponibles.

Si nous dressons un bilan de l'efficacité d'absorption de ces diverses transitions, nous obtenons dans l'ordre :

- absorption directe et indirecte : un photon crée une paire électron-trou au rendement quantique près.
- absorption extrinsèque : dépend du nombre de transitions et de la concentration des impuretés.
- absorption multi-photonique : le rendement de l'absorption multi-photonique est plus faible que celui de l'absorption directe et les longues longueurs d'ondes sont faiblement absorbées.

Pour l'application qui nous intéresse, il est évident que pour maximiser l'efficacité d'un générateur utilisant un photocommutateur, il convient d'utiliser un semiconducteur et une source de rayonnement impliquant une absorption directe ou indirecte. Malgré cela la longueur d'onde de la source laser devra également générer une conductivité volumique homogène dans l'ensemble du matériau. Elle devra donc pénétrer en profondeur le semiconducteur tout en étant suffisamment absorbée. De cette manière nous obtiendrons une réponse électrique optimale.

### **II.1.c Profondeur de pénétration des ondes lumineuses et coefficient d'absorption**

Pour qu'un semiconducteur puisse être qualifié de photosensible, il faut que ce dernier absorbe suffisamment le rayonnement lumineux. Ainsi le silicium est très sensible au rayonnement visible (0,4 $\mu$ m à 0,7 $\mu$ m). Les photodiodes à base de silicium sont en effet employées pour la détection du rayonnement visible. De tels composants possèdent des zones photosensibles de faible profondeur. Le rayonnement est donc vite absorbé (profondeur de pénétration faible). La zone photosensible des diodes au silicium correspond à la zone proche de la jonction et est de l'ordre de quelques microns. La figure II.5 nous montre les variations du coefficient d'absorption de plusieurs semiconducteurs ainsi que de la profondeur de pénétration du rayonnement lumineux en fonction de la longueur d'onde d'excitation.

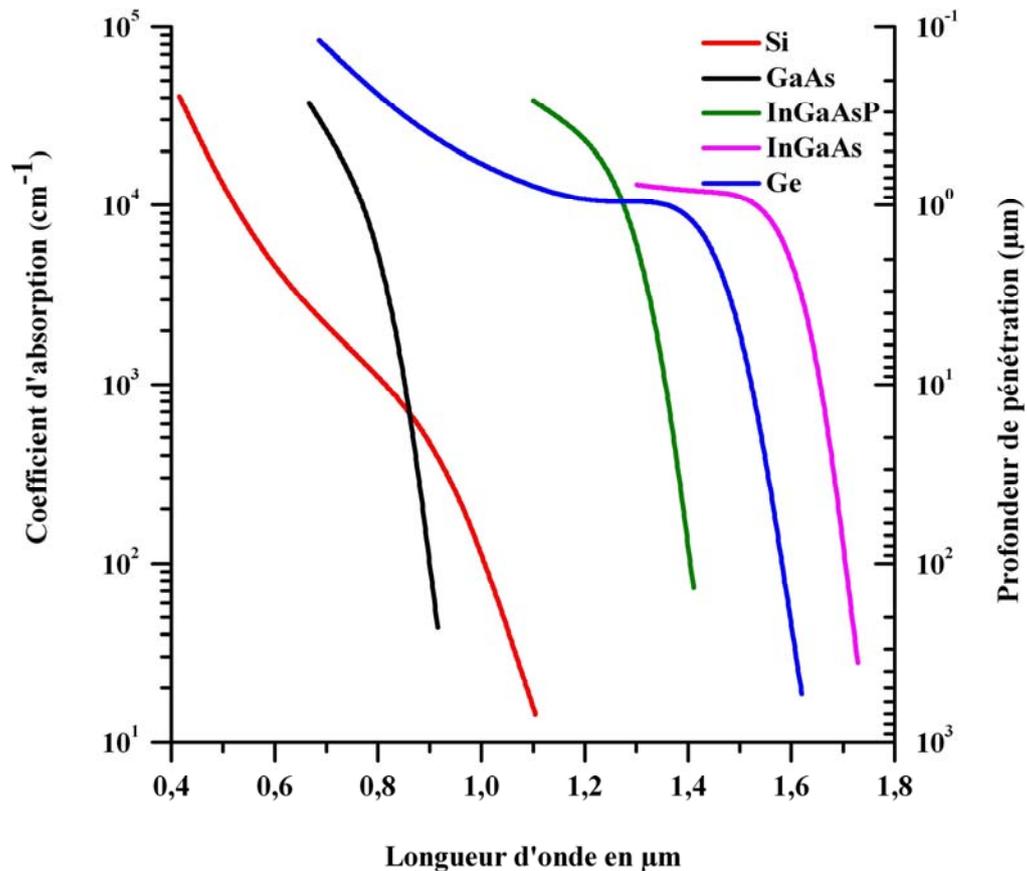


Figure II.5 : Ordre de grandeur du coefficient d'absorption et profondeur de pénétration pour divers semiconducteurs en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident.

Dans le cas d'un photocommutateur intégré à une ligne de propagation hyperfréquence, les conditions de sélections sont différentes. Si la ligne de propagation est réalisée sur un substrat semiconducteur (« switch Auston » [22]), il faut alors créer une zone de conduction uniquement en surface. Dans ce cas on choisira une longueur d'onde à laquelle une faible profondeur de pénétration est associée. Dans le cas d'un substrat au silicium une longueur d'onde d'excitation située dans la région du visible est suffisante. Par contre dans le cas où le photocommutateur remplace un conducteur de la ligne de propagation, il est nécessaire d'obtenir une génération homogène des porteurs dans tout le volume du semiconducteur. Pour le silicium, cela correspond à une longueur d'onde dans le proche infrarouge (0,9μm à 1,1μm).

Une fois le rayonnement absorbé, il doit permettre la chute de la résistivité du substrat à une valeur quasi-nulle. Pour déterminer la conductivité du substrat nous devons étudier la dynamique des porteurs en son sein.

## II.2 Semiconducteur intrinsèque

### II.2.a Equations du mouvement des porteurs de charges

La réactivité d'un semiconducteur est liée aux capacités de déplacement de ces porteurs. Pour déterminer ces capacités nous allons étudier l'équation du mouvement d'un électron dans une bande d'énergie. Nous considérons que l'électron est un paquet d'ondes constitué de fonctions d'onde dont le vecteur d'onde est peut différent de  $k$ . La vitesse de groupe  $v_g$  est alors définie par :

$$\begin{aligned}v_g &= \frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon}{dk} \\ \vec{v} &= \frac{1}{\hbar} \vec{\nabla}_k \varepsilon_{(k)}\end{aligned}\tag{2.2}$$

Où  $\varepsilon$  est l'énergie d'une fonction d'onde de fréquence associée  $\omega = \varepsilon / \hbar$ .

L'influence du réseau cristallin sur l'électron est défini par la relation de dispersion provenant de  $\varepsilon_{(k)}$ . Maintenant considérons le travail effectué sur un électron par un champ électrique  $E$  pendant un intervalle de temps  $\delta t$ , nous avons :

$$\delta\varepsilon = -eE v_g \delta t\tag{2.3}$$

Nous pouvons remarquer en utilisant l'équation (2.2) que :

$$\delta\varepsilon = \frac{d\varepsilon}{dk} \delta k = \hbar v_g \delta k\tag{2.4}$$

En comparant les équations (2.3) et (2.4), nous obtenons :

$$\delta k = -\frac{eE}{\hbar} \delta t\tag{2.5}$$

Si  $\vec{F}$  désigne la force extérieure exercée sur l'électron, l'équation (2.5) s'écrit :

$$\hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = \vec{F}\tag{2.6}$$

Il est simple de faire l'analogie avec le principe fondamental de la dynamique qui stipule : la somme des forces est égale à la masse fois l'accélération (deuxième loi de Newton). Donc dans un cristal la quantité  $\hbar dk/dt$  est égale à la force extérieure agissant sur l'électron. Dans le cas où l'électron est en présence d'un champ magnétique constant  $\vec{B}$  (force de Lorentz), nous avons :

$$\begin{aligned}\hbar \frac{d\vec{k}}{dt} &= -e\vec{v} \times \vec{B} \\ \frac{d\vec{k}}{dt} &= -\frac{e}{\hbar^2} \vec{\nabla}_k \varepsilon \times \vec{B}\end{aligned}\tag{2.7}$$

Nous constatons qu'un électron soumis à un champ magnétique a un mouvement perpendiculaire à la direction du gradient d'énergie dans l'espace  $\vec{k}$ . Donc l'électron se déplace sur une surface d'énergie constante. De manière générale, l'équation du mouvement d'un électron dans l'espace des  $\vec{k}$  est donnée par la somme des forces de Lorentz :  $-e\vec{E}$  et  $-e\vec{v} \times \vec{B}$ .

## II.2.b Masse effective

De l'équation du mouvement déduite précédemment et par analogie avec la mécanique, nous pouvons définir une masse qui est la masse effective du porteur considéré. Pour cela nous dérivons l'équation (2.2) et obtenons :

$$\frac{dv_g}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 \varepsilon}{dk dt} = \frac{1}{\hbar} \left( \frac{d^2 \varepsilon}{dk^2} \frac{dk}{dt} \right)\tag{2.8}$$

En comparant avec l'équation du mouvement (2.6), nous pouvons déduire :

$$\begin{aligned}\frac{dv_g}{dt} &= \left( \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 \varepsilon}{dk^2} \right) F \\ F &= \left( \frac{\hbar^2}{d^2 \varepsilon / dk^2} \right) \frac{dv_g}{dt}\end{aligned}\tag{2.9}$$

Nous voyons clairement que l'équation (2.9) est similaire à la deuxième loi de Newton et donc nous pouvons identifier la masse effective comme étant égale :

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2 \varepsilon / dk^2}\tag{2.10}$$

Pour un certain nombre de semiconducteurs, il est possible de déterminer les masses effectives par résonance cyclotron ainsi que la forme des surfaces d'énergie des bandes de conduction et de valence près des limites de bandes. La fréquence angulaire cyclotron  $\omega_c$  d'une particule chargée dans un champ magnétique statique est définie par :

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \quad (2.11)$$

L'absorption résonnante de l'énergie d'un champ radiofréquence perpendiculaire au champ magnétique statique se produit lorsque la fréquence du champ radiofréquence coïncide avec la fréquence cyclotron. Pour les semiconducteurs à transition directe, l'extrémité de la bande de conduction à une forme sphérique définie par :

$$\varepsilon_c = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad (2.12)$$

Où  $m_e$  est la masse effective de l'électron.

Donc la masse effective d'un porteur dans un semiconducteur définie à la fois la vitesse de déplacement des charges (équation (2.9)), et la courbure des surface des fonctions d'énergie (équation (2.12)).

### II.2.c Concentration en porteurs intrinsèques

L'intérêt du calcul de la concentration en porteur intrinsèque en fonction de la température est de définir la conductivité du semiconducteur dans l'obscurité. Cela permet de connaître l'isolement qu'il procure lorsqu'il qu'il n'est pas sollicité par une impulsion optique. La démarche présentée ici s'appuie sur l'hypothèse d'extrémités paraboliques des bandes. Pour cela nous considérons la distribution de Fermi-Dirac qui se réduit pour des températures ambiantes à :

$$f_e \simeq e^{[(\mu - \varepsilon)/k_B T]} \quad (2.13)$$

Dans le cas où  $\varepsilon - \mu \gg k_B T$  et  $f_e \ll 1$ ,  $\mu$  est le niveau de Fermi aussi dénommé potentiel chimique. L'équation (2.13) correspond à la probabilité d'occupation par des électrons de la bande de conduction à la température  $T$ .

Nous supposons que la bande de conduction a une extrémité de forme sphérique, voir équation (2.12) :

$$\varepsilon_k = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad (2.14)$$

Où  $E_c$  est l'énergie minimale de la bande de conduction et  $m_e$  est la masse effective d'un électron.

La densité d'état pour une énergie  $\varepsilon$  est donnée par le modèle du gaz d'électron libre, soit :

$$D_e = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (\varepsilon - E_c)^{\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

Donc la concentration en électrons libres dans la bande de conduction est :

$$n = \int_{E_c}^{\infty} D_e(\varepsilon) f_e(\varepsilon) d\varepsilon \quad (2.16)$$

$$n = 2 \left( \frac{m_e k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{[(\mu - E_c)/k_B T]}$$

La concentration en électrons libre sera déterminée lorsque l'énergie de Fermi sera connue. Pour cela il convient de déterminer la concentration en trous de la bande de valence. La fonction de distribution des trous se déduisant de celle des électrons par la relation suivante :

$$f_t = 1 - f_e \quad (2.17)$$

En suivant le même raisonnement que précédemment pour calculer la concentration en trous, nous obtenons :

$$p = 2 \left( \frac{m_v k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{[(E_v - \mu)/k_B T]} \quad (2.18)$$

Où  $E_v$  est l'énergie de la bande de valence.

En multipliant l'équation (2.16) et l'équation (2.18) membre à membre, nous obtenons :

$$np = 4 \left( \frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 (m_e m_t)^{\frac{3}{2}} e^{(-E_g/k_B T)} \quad (2.19)$$

Où  $E_g$  est l'énergie de la bande interdite, soit  $E_g = E_c - E_v$ .

L'équation (2.19) montre clairement que pour une température donnée  $T$  le produit  $np$  est constant et ne dépend que du produit des masses effectives des porteurs, d'où sa ressemblance à une loi d'action de masse.

Ce produit  $np$  peut être relié aux coefficients d'Einstein  $A(T)$  et  $B(T)$  par la théorie du rayonnement du corps noir :

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{dp}{dt} = A(T) - B(T)np \\ np &= \frac{A(T)}{B(T)} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Où  $A(T)$  représente la vitesse de génération des paires électron-trou par absorption d'un photon et  $B(T)np$  celle de recombinaison de ces dernières. A l'équilibre le produit  $np$  est égal au rapport de ces deux coefficients.

Ce que l'on peut retenir des équations (2.19) et (2.20) est en outre que le produit  $np$  est constant mais également que l'introduction d'impuretés visant à augmenter  $n$  aura pour conséquence la diminution de  $p$ . En pratique il est possible de diminuer la concentration totale en porteur par l'introduction au substrat semiconducteur d'impuretés. Cette réduction est appelée compensation d'un type d'impureté par un autre.

Pour un semiconducteur intrinsèque le nombre d'électrons est égal au nombre de trous. Cela est dû à l'absence d'impuretés pouvant capturer ces derniers lors de l'excitation thermique. En appliquant cela à l'équation (2.19) il apparaît que :

$$n_i = p_i = 2 \left( \frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (m_e m_t)^{\frac{3}{4}} e^{(-E_g/2k_B T)} \quad (2.21)$$

Où  $i$  dénote le caractère intrinsèque du matériau.

En comparant ce dernier résultat aux équations (2.16) et (2.18) le niveau de Fermi s'exprime de la manière suivante :

$$\mu = \frac{1}{2}E_g + \frac{3}{4}k_B T \ln\left(\frac{m_t}{m_e}\right) \quad (2.22)$$

Dans le cas où  $m_e = m_t$ ,

$$\mu = \frac{1}{2}E_g \quad (2.23)$$

Le niveau de Fermi se situe alors au milieu de la bande interdite. Ce niveau correspond au niveau d'énergie rempli le plus élevé pour le gaz d'électrons libres dans un état non excité. De plus pour  $\varepsilon = \mu$  la fonction de distribution de Fermi-Dirac est égale à  $f = \frac{1}{2}$ . Dans cette configuration  $n = p$  quelque soit le semiconducteur.

## II.2.d Mobilité des porteurs intrinsèques

Par définition la mobilité des porteurs, électrons ou trous, est une valeur positive correspondant à la vitesse de ces derniers par unité de champ électrique, soit :

$$\mu_{e/p} = \frac{|v_{e/p}|}{E} \quad (2.24)$$

La conductivité électrique est la somme des contributions de chacun des types de porteurs du matériau soit :

$$\sigma = (ne\mu_e + pe\mu_t) \quad (2.25)$$

Où  $\mu_e$  et  $\mu_p$  sont les mobilités respectivement des électrons et des trous.

De plus la vitesse de déplacement d'une charge  $q$  dans un champ électrique est définie par :

$$v = q\tau \frac{E}{m} \quad (2.26)$$

Où  $\tau$  est le temps entre deux collisions dans le cristal (modèle du gaz d'électron libre, loi d'Ohm).

Par conséquence les mobilités des électrons et des trous sont de la forme :

$$\begin{aligned}\mu_e &= \frac{e\tau_e}{m_e} \\ \mu_t &= \frac{e\tau_t}{m_t}\end{aligned}\tag{2.27}$$

La mobilité des porteurs caractérise la réactivité du substrat semiconducteur. Plus cette mobilité sera élevée plus le semiconducteur offrira une diminution rapide de sa conductivité avec l'augmentation de la concentration de porteurs.

### **II.2.e Vitesse des porteurs et phénomène de survitesse**

Toutes les équations exposées précédemment sont valables dans le cadre de la validité de la loi d'Ohm : la relation reliant le champ électrique à la densité de courant doit être linéaire. Cela est vrai pour des champs électriques faibles. Dans le cas de champs électriques plus intenses la mobilité des porteurs n'est plus une constante indépendante du champ électrique. Dans l'équation (2.26), le temps entre deux collisions dans le cristal devient fonction du champ électrique et diminue avec ce dernier. Dans ces conditions les porteurs finissent par atteindre de manière asymptotique une vitesse de saturation (figure II.6).

Dans le cas de certains semiconducteurs, comme l'arséniure de gallium, il apparaît entre ces deux régimes (régime de la loi d'Ohm et régime de champs intenses) un phénomène de survitesse [23-25]. Au lieu de tendre vers leur vitesse de saturation par valeurs inférieures, ils connaissent une augmentation brutale de leur vitesse pour des champs électriques faibles puis finissent par tendre, pour les plus forts champs, vers une vitesse de saturation inférieure à leur vitesse maximale. La vitesse de saturation des porteurs de l'ensemble des semiconducteurs tend vers  $10^5 m.s^{-1}$ . La vitesse maximale pouvant être atteinte étant de l'ordre de  $3.10^5 m.s^{-1}$  dans le cas de survitesse.

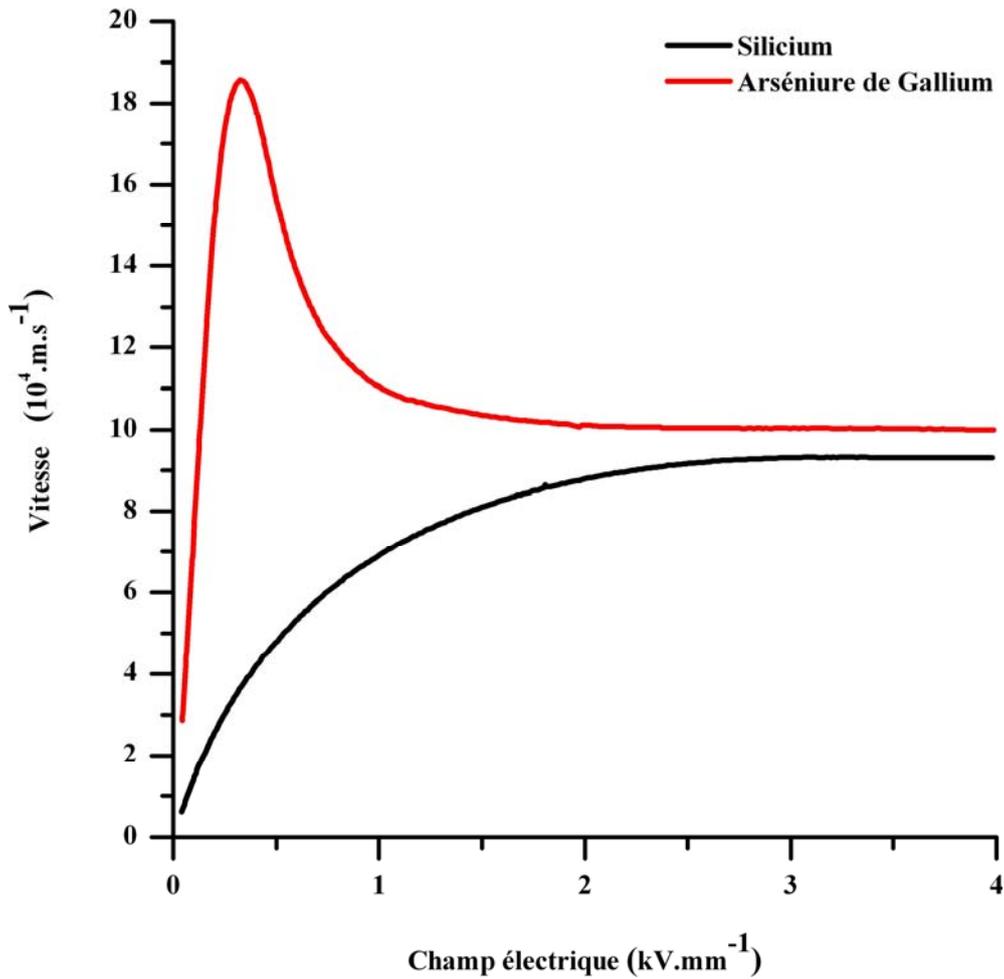


Figure II.6 : Vitesse de saturation dans le silicium et l'arséniure de gallium. Phénomène de survitesse observé dans l'arséniure de gallium.

Attention il ne faut pas confondre vitesse de propagation d'un signal et vitesse des porteurs. La vitesse des porteurs caractérise la conductivité du matériau et non sa capacité à propager rapidement un signal (voir paragraphe I.4.b).

### II.2.f Recombinaison directe des porteurs

Les électrons de la bande de conduction, une fois excités par une température suffisante ou une impulsion optique, finissent tôt ou tard par se recombiner avec les trous de la bande de valence. Nous pouvons distinguer trois recombinaisons directes possibles. Le terme de directe correspond au fait qu'aucune impureté ou défaut ne jouent de rôle dans cette étape.

Ainsi les porteurs peuvent se recombiner :

- de manière radiative, la recombinaison d'un électron et d'un trou provoque la génération d'un photon (coefficient  $B$  d'Einstein)
- de manière non-radiative, la recombinaison provoque l'échauffement du cristal par la création de phonons.
- par le transfert de l'énergie ainsi libérée à un électron de la bande de conduction, alors transféré à un niveau supérieur, ou à un trou de la bande de valence, transféré à un niveau inférieur (recombinaison Auger).

Les valeurs des temps caractéristiques de ces réactions varient avec la nature du cristal. Des exemples de valeurs sont donnés dans la partie qui suit.

### II.2.g Exemples de valeurs caractéristiques

Le tableau II.1 regroupe des exemples de valeurs caractéristiques pour différents types de semiconducteurs. Il y figure également le temps caractéristique de recombinaison des porteurs, ou la durée de vie des porteurs.

	Silicium	Aséniure de Gallium	Diamant	Phosphure d'Indium dopé Fer
Energie de la bande interdite (eV)	1,1	1,4	5,5	1,3
Longueur d'onde (nm)	1128	886	226	954
Résistivité (Ohm.cm <sup>-1</sup> )	10 <sup>3</sup> -10 <sup>4</sup>	10 <sup>8</sup> -10 <sup>9</sup>	10 <sup>14</sup> -10 <sup>16</sup>	10 <sup>7</sup>
Mobilité des électrons (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	1350	8000	1800	4500
Mobilité des trous (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	480	300	1200	100
Temps de recombinaison (ns)	100000	1	<1	1

Tableau II.1 : Exemples de valeurs caractéristiques de différents semiconducteurs.

Ce tableau montre clairement la dépendance entre la résistivité du matériau et l'énergie de la bande interdite. Plus cette dernière est importante, moins l'agitation thermique peut créer des paires électron-trou rendant le matériau conducteur (équation (2.21)). L'arséniure de gallium possède une très forte mobilité de ses électrons, tout comme le phosphure d'indium dopé fer. Cela en fait de très

bons candidats pour le rôle de photocommutateurs. En pratique l'arséniure de gallium représente une grande majorité des études de photoconduction actuelles [26-29].

## II.3 Influence du dopage

### II.3.a Niveaux donneurs et accepteurs (dopage)

Le dopage d'un semiconducteur peut avoir deux effets distincts sur ce dernier. Le premier est la diminution de l'énergie de la bande interdite, nous parlerons alors de dopage  $n$  ou  $p$ . Le second est la recombinaison des paires électron-trou. Dans cette partie nous traiterons le premier cas.

Le dopage  $n$  d'un semiconducteur revient à rajouter des impuretés dans le cristal de manière à transférer par excitation thermique des électrons de ces impuretés vers la bande de conduction. De telles impuretés sont appelées « donneurs ». Malgré cela le cristal reste globalement neutre puisque l'impureté est maintenant ionisée. De même pour le dopage  $p$ , l'impureté capte un électron de la bande de valence et se trouve ionisée. Une impureté de ce type est dite « accepteur ». La figure II.7 résume ces deux types de dopage.

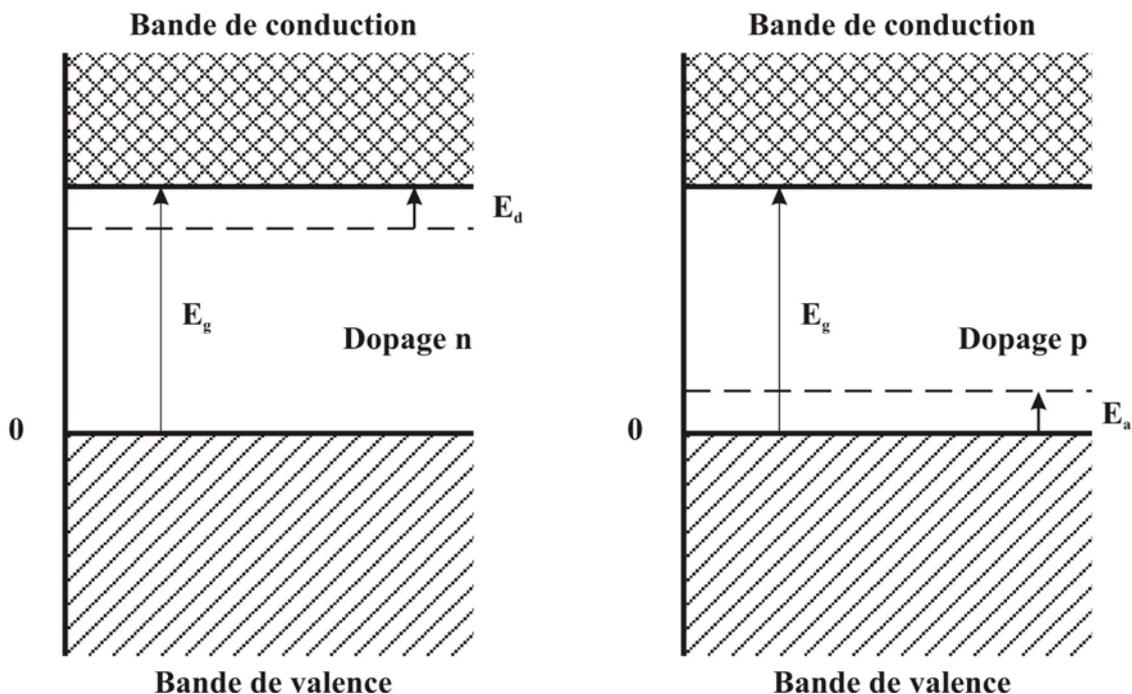


Figure II.7 : Niveaux donneur et accepteur créés par l'adjonction d'impuretés dans un cristal semiconducteur.

La concentration en porteurs, électrons ou trous, dans ces matériaux dopés peut être déterminée en approximant les impuretés par le modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène. Une telle approximation ne donnera qu'une valeur approchée de l'énergie et de la concentration en électrons, cas d'un dopage  $n$ , ou en trous, cas d'un dopage  $p$ . Pour l'atome d'hydrogène l'énergie de liaison est donnée par :

$$E = \frac{e^4 m}{2(4\pi\epsilon_0 \hbar)^2} \quad (2.28)$$

En remplaçant dans cette équation la masse de l'électron  $m$  par sa masse effective dans le cristal dopé  $m_e$  et  $e^2$  par  $e^2 / \epsilon$ , nous obtenons :

$$E_d \approx \frac{e^4 m_e}{2(4\pi\epsilon\epsilon_0 \hbar)^2} \quad (2.29)$$

Les énergies de liaison pour les impuretés ajoutées aux semiconducteurs sont de l'ordre de grandeur de l'agitation thermique à 300°K (20°C) :  $k_B T_{300^\circ K} = 0,025 eV$ . Dans le cas où  $k_B T \ll E_{d/a}$ , la concentration en porteur est donnée par :

$$n \approx (n_0 N_d)^{\frac{1}{2}} e^{(-E_d / 2k_B T)} \quad (2.30)$$

$$n_0 = 2 \left( \frac{m_e k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Donc à température ambiante la concentration en porteur n'est pas négligeable comparée à la concentration en impuretés et même pour certains couples semiconducteurs-impuretés elles sont comparables, voir tableau II.2.

	Impureté		
	Phosphure	Arséniure	Antimoine
Silicium	45meV	49meV	39meV
Germanium	12meV	12,7meV	9,6meV

Tableau II.2 : Exemples d'énergies de ionisation de diverses impuretés pour le silicium et le germanium.

### II.3.b Centres de recombinaison et pièges (recombinaison indirecte)

L'adjonction d'impuretés dans le cristal, tout comme les défauts du réseau, peuvent créer des niveaux discrets d'énergie situés vers le milieu de la bande interdite. Ces niveaux peuvent accélérer la recombinaison des porteurs photogénérés ou thermiquement excités. Pour cela deux cas sont possibles :

- l'électron capturé à une probabilité importante d'être réémis thermiquement vers la bande de conduction, alors le défaut est un piège à électron.
- le défaut à une probabilité importante après capture d'un électron de capturer un trou au lieu de renvoyer l'électron vers la bande de conduction, alors le défaut est un centre de recombinaison.

Ces deux cas sont illustrés sur la figure II.8. Dans la pratique le centre de recombinaison n'attire par un atome ionisé du cristal, mais permet par son intermédiaire la recombinaison de l'électron capturé avec un trou de la bande de valence.

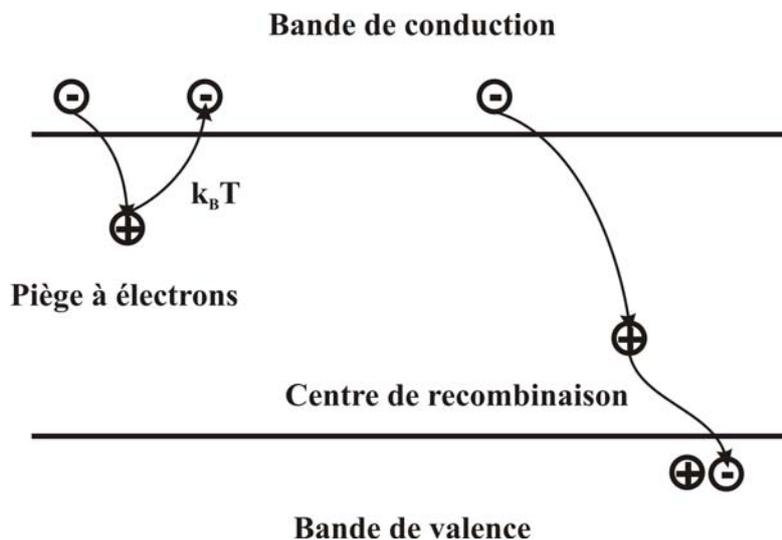


Figure II.8 : Piège et centre de recombinaison dans un cristal semiconducteur.

L'intérêt de tels défauts ou impuretés est de limiter la durée de vie des porteurs dans le semiconducteur et donc de favoriser la recombinaison des paires électron-trou. Une autre conséquence est de diminuer la conductivité dans l'obscurité du semiconducteur.

## II.4 Jonction $p-n$

### II.4.a Physique de la jonction

Une jonction  $p-n$  est obtenue à partir d'un monocristal dont deux régions sont modifiées avec un dopage de type  $p$  et de type  $n$ . Une telle jonction est représentée figure II.9.

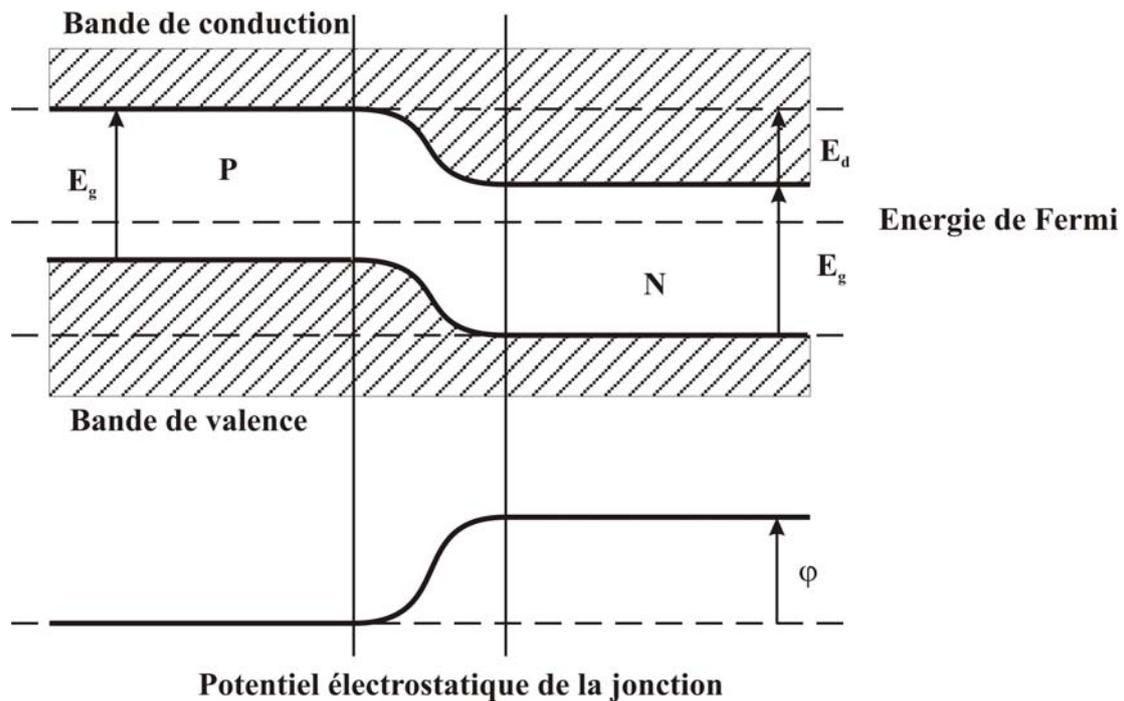


Figure II.9 : Jonction  $p-n$ .

L'épaisseur de la zone séparant ces deux régions peut être inférieure à  $1\mu m$ . Loin de cette interface ou jonction, du côté  $p$ , les impuretés sont ionisées négativement et il existe un nombre égal de trous dans la bande de valence. De même du côté  $n$  loin de l'interface, il existe un nombre égal d'électrons que d'impuretés ionisées positivement. Donc du côté  $p$  les porteurs majoritaires sont des trous et de l'autre côté des électrons. Nous nous attendrions naturellement que ces deux types de porteurs diffusent l'un vers l'autre de manière à se recombiner. Or si cela se produit la neutralité locale du cristal serait bouleversée, côté  $p$  des atomes ionisés négativement sans charges positives à proximité. De même côté  $n$ , nous trouverions des atomes ionisés positivement sans électrons à proximité. Donc dès qu'un faible transfert de charges a lieu au niveau de l'interface il laisse côté  $p$  un excès de charges négatives et côté  $n$  un excès de charges positives. Cela a pour conséquence de

créer un champ électrique dirigé de  $n$  vers  $p$ , qui s'oppose au phénomène de diffusion des porteurs (électrons de la bande de conduction et trous de la bande de valence).

A l'équilibre thermique, le potentiel électrochimique de chaque type de porteur reste constant en tout point du cristal donc nous avons pour les trous :

$$k_B T \ln p_{(r)} + e\varphi_{(r)} = cste \quad (2.31)$$

Et les électrons,

$$k_B T \ln n_{(r)} - e\varphi_{(r)} = cste \quad (2.32)$$

Où  $r$  est dans la direction de variation du potentiel électrostatique engendré par l'interface.

Dans le cristal le potentiel électrochimique total est constant, c'est-à-dire que le gradient de concentration des porteurs compense le gradient du potentiel électrostatique. Cela implique que le flux résultant de trous et d'électrons est nul.

Toutefois, même à l'équilibre thermique, un flux d'électrons existe de  $n$  vers  $p$  où ils se recombinent avec les trous. Il y a production d'électrons dans la zone  $p$  due à l'agitation thermique. Les charges sont entraînées par le champ interne dans la zone  $n$ . Les deux flux s'équilibrent ainsi en l'absence de champ électrique appliqué aux bornes de la jonction, nous avons :

$$J_{nr(0)} + J_{m(0)} = 0 \quad (2.33)$$

Où  $J_{nr}$  désigne le courant de recombinaison des électrons de la zone  $n$  avec les trous de la zone  $p$  et  $J_m$  le courant des électrons produits par l'agitation thermique, dans la zone  $p$ , de la bande de valence vers la bande de conduction.

Si l'équation (2.33) n'était pas vérifiée cela signifierait que les électrons s'accumulent indéfiniment sur l'un des côtés de la barrière compromettant la neutralité locale du cristal.

Dans le cas où la jonction est polarisée en inverse, c'est-à-dire où un potentiel extérieur vient renforcer le potentiel du à l'interface, le courant de recombinaison est réduit par le facteur de Boltzmann :

$$J_{nr(Vinverse)} = J_{nr(0)} e^{(-e|Vinverse|/k_B T)} \quad (2.34)$$

Où le facteur de Boltzmann, l'exponentiel de l'équation (2.34), correspond à la probabilité qu'un électron ait une énergie suffisante pour remonter la barrière. Plus le potentiel est important, moins d'électrons seront capables de la remonter. Et par conséquence, le courant à travers la jonction diminue, ce qui explique qu'une jonction à une conductivité moins importante qu'un semiconducteur intrinsèque, dont la conductivité ne dépend que de l'agitation thermique.

Par contre le courant d'électrons créé thermiquement n'est pas affecté par ce potentiel, puisqu'il descend l'échelon d'énergie potentiel. Donc le courant à travers la jonction est égal à celui du à l'agitation thermique, nous avons :

$$J_{nt(Vinverse)} = J_{nt(0)} \quad (2.35)$$

Or si nous comparons les équations (2.33) et (2.35), il devient évident que le courant thermique l'emporte sur le courant de recombinaison dans le cas d'une polarisation en inverse.

Si cette fois le potentiel extérieur est appliqué en sens inverse du potentiel de l'interface, alors la jonction est polarisée en directe et dans ce cas nous avons :

$$J_{nr(Vdirecte)} = J_{nr(0)} e^{(e|Vdirecte|/k_B T)} \quad (2.36)$$

Le courant thermique reste inchangé :

$$J_{nt(Vdirecte)} = J_{nt(0)} \quad (2.37)$$

Dans ce cas le courant à travers la jonction est la somme des courants des électrons et des trous. Le courant électrique est alors donné par :

$$I = I_s \left[ e^{(eV/k_B T)} - 1 \right] \quad (2.38)$$

Où  $I_s$  est la somme des deux courants créés par l'agitation thermique.

Cette équation est parfaitement vérifiée pour le germanium, l'allure des réponses en courant d'une jonction dans du germanium est donnée figure II.10.

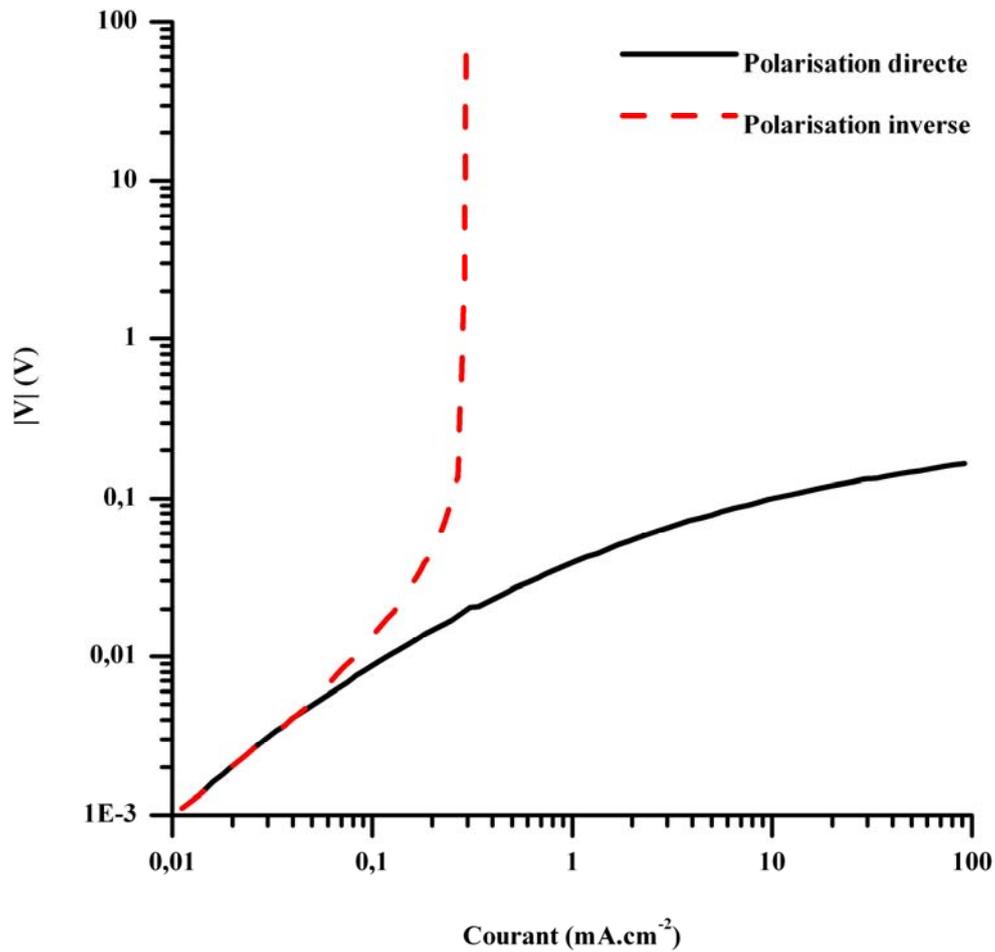


Figure II.10 : Caractéristique tension-courant d'une jonction  $p-n$  dans le germanium.

### II.4.b Effet photovoltaïque

L'effet photovoltaïque désigne le phénomène qui engendre aux bornes d'une jonction  $p-n$  non polarisée une différence de potentielle due à l'absorption d'un photon [30]. Après l'absorption d'un photon au niveau de la jonction, une paire électron-trou est générée. Au final ces porteurs vont diffuser de part et d'autre de la barrière où l'énergie potentielle est minimale pour chacun d'eux : le trou vers la zone  $p$  ionisée négativement et l'électron vers la zone  $n$  ionisée positivement.

Le champ électrique ainsi généré s'oppose au champ électrique de la jonction et donc génère une différence de potentiel aux bornes de cette dernière, puisque :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}V} \quad (2.39)$$

La différence de potentielle positive ainsi produite est appelée effet photovoltaïque.

### II.4.c Photodiode $p-i-n$

Les diodes  $p-i-n$  sont des diodes classiques auxquelles une zone de semiconducteur intrinsèque sépare les zones dopées  $n$  et  $p$ . L'intérêt de la zone intrinsèque est de pouvoir créer plus facilement un grand nombre de porteurs au niveau de la jonction de manière à augmenter la réponse du composant au rayonnement lumineux. Ce type de jonction est utilisé par les photodiodes rapides. L'intérêt de la jonction est d'augmenter la résistance du semiconducteur. De plus la jonction présente également l'avantage de diminuer les risques d'emballement thermique. En effet, la présence de la jonction diminue le courant lié à la création de porteurs par l'augmentation de la température. De plus ce type de diode est constitué de manière à ce que la première zone servant de fenêtre optique soit le plus transparent possible au rayonnement lumineux. Une telle diode est présentée sur la figure II.11.

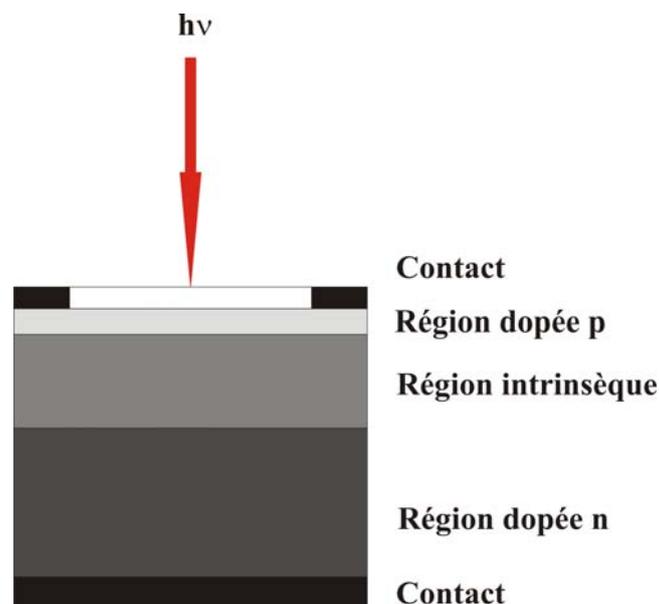


Figure II.11 : Photodiode  $p-i-n$  verticale.

Des structures latérales existent laissant la zone intrinsèque directement accessible au rayonnement. L'avantage du dopage  $n$  ou  $p$  est qu'il facilite la réalisation de contacts ohmiques de qualité sur des zones dopées.

## II.5 Effet Franz-Keldysh

L'effet Franz-Keldysh décrit la modification de l'énergie séparant la bande valence de la bande de conduction lors de l'application d'un champ électrique extérieur [31-33]. Dans ces conditions, le coefficient d'absorption varie lors de l'application d'un champ électrique croissant pour une longueur d'onde lumineuse donnée. Un exemple de dérive du coefficient d'absorption en fonction du champ électrique pour une jonction à base de germanium est présenté figure II.12.

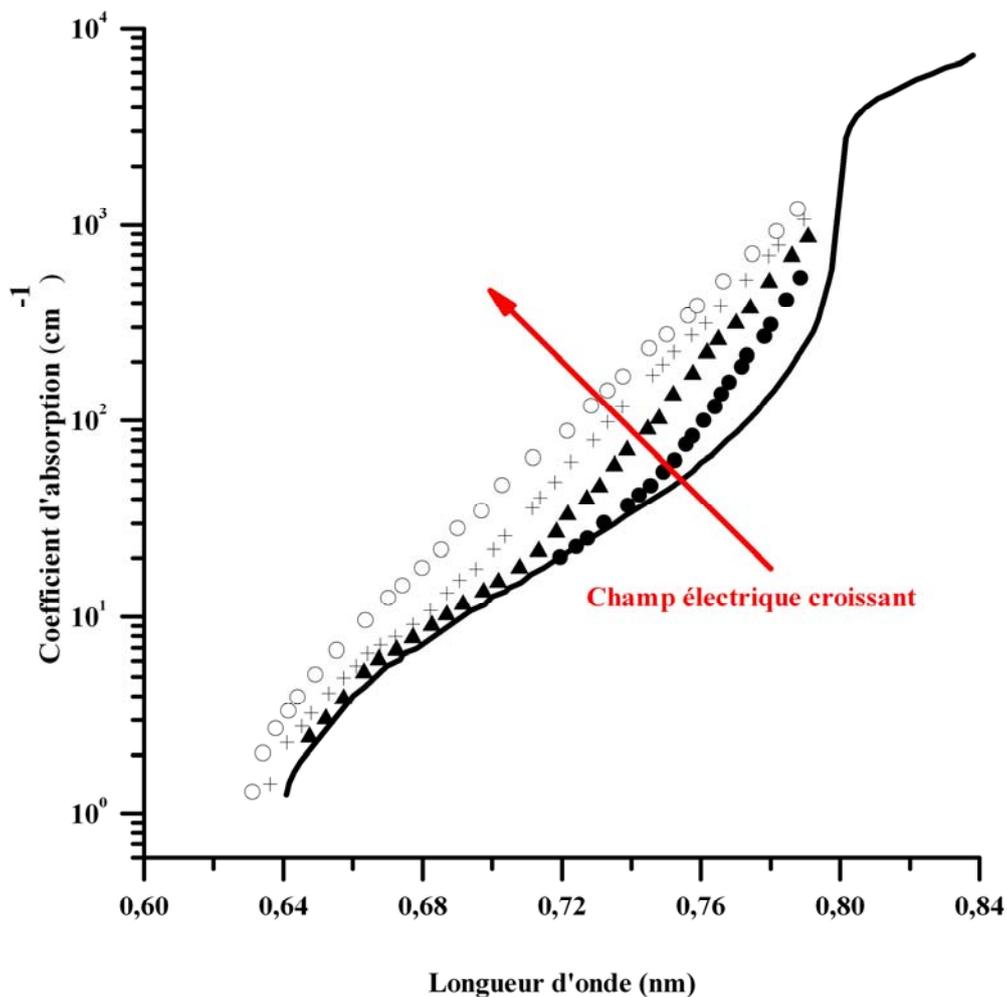


Figure II.12 : Variation du coefficient d'absorption en fonction du champ et de la longueur d'onde dans une jonction à base de germanium [34]. La ligne pleine correspond à un champ nul.

Cela se traduit par une évolution du pic d'absorption, ou de la longueur d'onde donnant une réponse électrique d'amplitude maximale. L'évolution du pic d'absorption des photocommutateurs en présence d'un champ électrique extérieur tend vers les plus grandes longueurs d'onde.

## **II.6 Bilan sur les interactions rayonnement matière – Application à la photoconduction**

Un semiconducteur dédié à la photoconduction doit posséder :

- une bonne absorption du rayonnement ( $E_{\text{photon}} \geq E_{\text{conduction}}$ ). Il convient de privilégier les transitions directes et de prévoir le cas échéant la modification des caractéristiques d'absorption lorsque le matériau est soumis à une tension (effet Franz-Keldysh).
- une profondeur de pénétration adaptée au type de montage et au rayonnement. Le semiconducteur ne doit pas perturber le comportement du guide choisi lors de son insertion.
- un rendement quantique élevé pour induire une génération maximale de paires électron-trou.
- une grande mobilité de ses porteurs pour garantir une conductivité importante.
- un champ de rupture élevé pour assurer une forte résistivité dans l'obscurité, ainsi qu'une diminution des risques d'emballement thermique.
- un temps de recombinaison faible pour engendrer des impulsions électriques de courtes durées et pour favoriser la génération d'impulsions électriques à une cadence élevée.

Pour remplir de manière optimale l'ensemble de ces conditions, il convient de choisir au mieux le substrat à utiliser. Ce choix se fait en fonction de la nature du dopage, des performances électriques visées et des sources lasers disponibles. En plus de ces considérations, il faut également prendre en compte le régime de photoconduction visé. Il existe deux régimes décrivant les phénomènes de photoconduction dans les semiconducteurs. Le premier est le régime avalanche qui consiste par des phénomènes non-linéaires à amplifier le photocourant initial. Le second est le régime linéaire qui lie de manière proportionnel l'énergie optique et l'énergie électrique.

## II.7 Régime avalanche

Dans cette partie le photocommutateur est intégré comme indiqué sur la figure II.13.

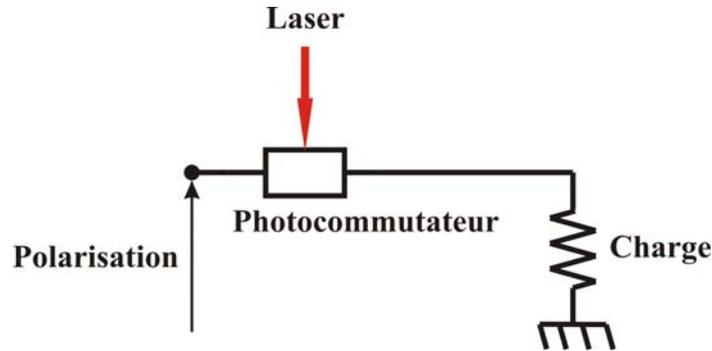


Figure II.13 : Schéma électrique de l'implantation du photocommutateur.

### II.7.a Vue d'ensemble

Comme déjà décrit succinctement dans la partie précédente de cet ouvrage, le terme de « régime avalanche » désigne, ici, un mode d'amplification non-linéaire du nombre de porteurs dans un matériau de type semiconducteur. De part le caractère non-linéaire du phénomène la théorie exposée précédemment ne saurait s'appliquer entièrement aux descriptions qui vont suivre.

Le régime avalanche, qui est différent du régime linéaire en matière de photoconduction, permet une commutation économique d'un point de vue énergie optique nécessaire à la génération de signaux haute tension. En effet, les premiers porteurs sont créés au sein du matériau par photogénération de paires électron-trous. Ces premiers porteurs se trouvent alors accélérer par le champ intense présent entre les deux électrodes du photocommutateur. Cette accélération amène au régime d'amplification non-linéaire à fort gain ou régime avalanche. Cette amplification se trouve limitée par la diminution du champ présent aux bornes du photocommutateur due à la diminution de la résistivité du substrat. Une transition comparable à la recombinaison des porteurs à lieu avant que ne s'établisse un régime constant dit « lock-on ». Ce dernier dur tant qu'il existe un champ suffisant aux bornes du semiconducteur. Ces évènements temporels sont représentés sur la figure II.14.

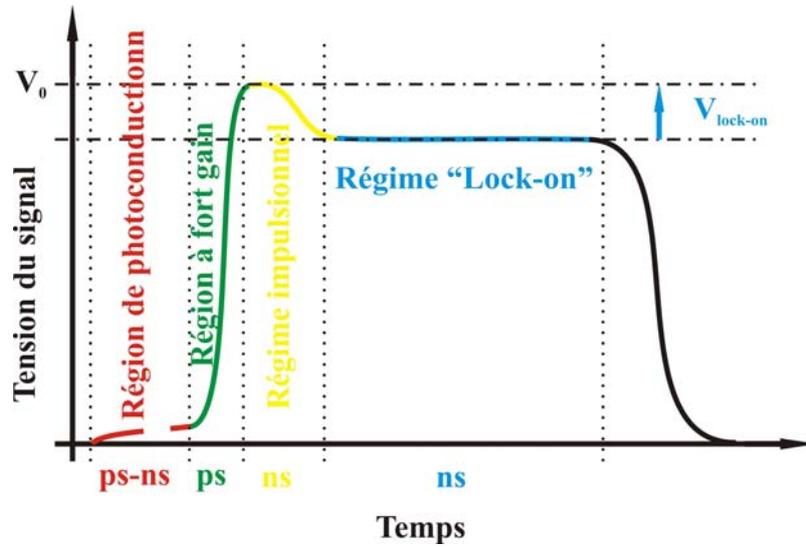


Figure II.14 : Décomposition temporelle du régime avalanche. Profil type des impulsions générées.

Ce mode de génération d'impulsions haute tension ne permet pas la génération de signaux de formes variées. Dans la suite du document nous supposons que l'impulsion optique est d'une durée inférieure à la durée de la région de photoconduction (figure II.14). L'impulsion délivrée par un photocommutateur en régime avalanche à un profil typique très reconnaissable (figure II.15, résultat expérimentaux de Frank LACASSIE [35]).

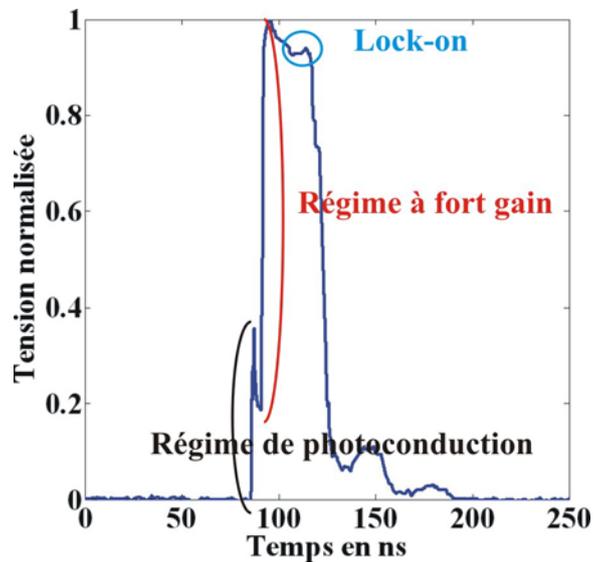


Figure II.15 : Exemple de trace expérimentale illustrant le régime avalanche.

## II.7.b Régime à fort gain

Comme le montre la figure 14, le régime à fort gain ne s'établit qu'après un moment durant lequel le photocommutateur travaille en régime linéaire. Pendant cette période le nombre de porteurs photogénérés est insuffisant pour permettre de diminuer la résistivité du substrat semiconducteur de manière à obtenir une commutation totale. La durée de cette période de photoconduction de type linéaire est très variable. Elle est déterminée par le champ appliqué aux bornes du substrat et à la quantité d'énergie optique absorbée [36]. Ainsi plus le champ est élevé plus la durée de cette région de photoconduction est courte. Le phénomène non linéaire d'amplification apparaît plus tôt, de même si nous augmentons l'énergie optique incidente. Si l'énergie optique venait à être comparable à l'énergie nécessaire au régime linéaire alors le régime avalanche ne s'établirait pas.

Nous considérons que les conditions sur l'énergie optique de commande et le champ électrique aux bornes du photocommutateur satisfont les conditions d'établissement du régime à fort gain. Dans ces conditions, les électrons photogénérés se trouvent accélérer dans un champ qui favorise des collisions très énergétiques avec le réseau cristallin. Ces collisions provoquent la ionisation des atomes percutés et l'arrachement de plusieurs électrons. Ainsi une petite quantité d'électrons générés par une impulsion optique est capable de se multiplier. Cette amplification ne touche pas seulement les électrons issus de la photogénération mais également ceux issus des collisions. Au final, il se crée des faisceaux de courant intense dans le matériau suivant la direction du champ électrique. Ce phénomène est connu sous le nom de régime avalanche.

La création de faisceaux intenses est connue sous le nom de filamentation [37]. Elle est due à l'absorption non homogène de l'impulsion optique. Cette absorption varie en fonction du rendement quantique et du champ local qui peut varier avec la présence d'impuretés ou de défauts. Ces filaments possèdent des densités de courant très importantes. L'implication première de la filamentation est la destruction locale du matériau par création de plasma. Cela implique une limite de la durée de vie du composant photoconducteur [38, 39].

Ce régime de commutation dépend fortement de l'établissement du régime avalanche qui ne possède pas une très bonne reproductibilité tir-à-tir. En effet, ce régime dépend de plusieurs paramètres importants : l'énergie optique, le champ appliqué, les impuretés, les défauts cristallins, etc. [40]. Il s'agit d'un phénomène généré localement dans le substrat comportant des inhomogénéités et subissant l'érosion due à la filamentation. De cette manière les impulsions générées ne sont ni synchronisables, ni reproductibles (profils temporels et amplitudes variables).

Chaque collision due au régime à fort gain produit un nombre variable de porteurs. La gigue temporelle de l'établissement du régime à fort gain par rapport à l'impulsion optique est au minimum de plusieurs dizaines de picosecondes [9, 41].

Lors de l'enclenchement de ce régime à fort gain, le matériau cesse d'être un semiconducteur suivant ces lignes de courant. Ces canaux de propagation sont à l'image de ce qui peut se produire dans les éclateurs à gaz : la création d'un plasma.

### **II.7.c Régime « lock-on », ou de maintient**

Après l'établissement du régime à fort gain par phénomène d'avalanche, le champ électrique aux bornes du photocommutateur diminue en même temps que la diminution de sa résistivité. Nous parlons alors de régime impulsionnel traduisant le début de la recombinaison des porteurs au sein de l'élément photosensible. Cette recombinaison a pour conséquence la diminution de la conductivité du matériau et donc l'augmentation du champ électrique aux bornes du photocommutateur.

Dans ces conditions, le régime dit de « lock-on » peut éventuellement s'établir [42]. Nous distinguerons deux cas possibles :

- le circuit d'alimentation électrique dispose d'un débit et d'une réserve de charges suffisants pour permettre le maintient d'un champ électrique minimal pour entretenir le phénomène d'avalanche pendant un certain temps. Dans ce cas l'impulsion électrique générée présente un plateau caractéristique. Le niveau de tension de ce plateau permet de définir la tension qui entretient le régime à fort gain. Cette tension est notée  $V_{lock-on}$  sur la figure 13. Le régime « lock-on » maintient alors le commutateur fermé jusqu'à l'épuisement des charges électriques. L'impulsion prend progressivement fin par recombinaison des porteurs lorsque le nombre de charges ne permet plus le maintient de la tension de « lock-on ».
- le circuit d'alimentation électrique ne dispose pas d'un débit et d'une réserve de charges suffisants pour permettre le maintient de la tension de « lock-on » aux bornes du photocommutateur. Le régime avalanche est immédiatement suivi par le régime impulsionnel qui traduit la recombinaison des porteurs.

Ce régime de « lock-on » dépend, tout comme le régime à fort gain, de la nature du semiconducteur employé. Il est possible de constater le même comportement pour une excitation par une impulsion

optique de forte énergie correspondant à l'énergie nécessaire au régime linéaire [43, 44]. De tels matériaux sont donc inexploitable à ces niveaux de champs en régime purement linéaire.

### II.7.d Matériaux susceptibles de fonctionner en régime avalanche

Les matériaux susceptibles de convenir pour la génération d'impulsions en régime non-linéaire sont ceux qui possèdent la faculté d'avoir une vitesse de porteurs maximale supérieure à la vitesse de saturation des porteurs (phénomène de survitesse, paragraphe II.2.e). Les substrats les plus employés dans ce type de régime sont l'arséniure de gallium et le phosphure d'indium dopé fer (semiconducteurs de type III-V).

L'avantage de ce mode de fonctionnement est son rôle amplificateur. Néanmoins ce phénomène chaotique n'est pas toujours souhaitable. En effet dans certains cas il est nécessaire de contrôler précisément la suite temporelle des évènements, c'est dans ce cas que le régime linéaire intervient.

## II.8 Régime linéaire

Dans cette partie le photocommutateur est intégré comme indiqué sur la figure II.16.

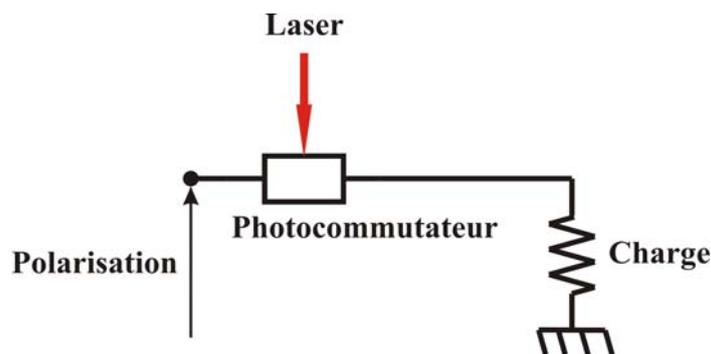


Figure II.16 : Schéma électrique de l'implantation du photocommutateur.

## II.8.a Vue d'ensemble

Dans le cas du régime linéaire, les équations théoriques présentées précédemment peuvent être employées pour déterminer les caractéristiques d'un commutateur photosensible à base de semiconducteur intrinsèque ou dopé. La dynamique du photocommutateur est présentée sur la figure II.17.

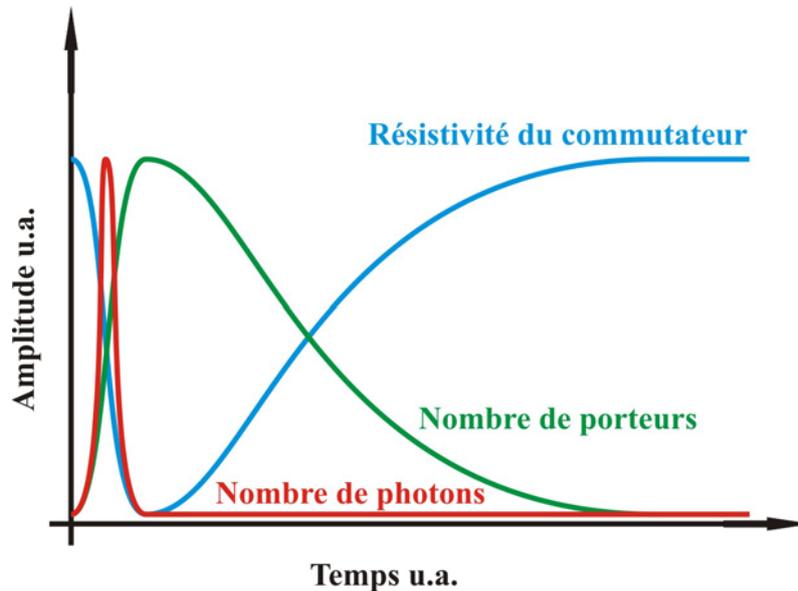


Figure II.17 : Dynamique de la résistivité d'un photocommutateur en fonction du nombre de photons absorbés.

La résistivité du substrat photosensible diminue avec l'augmentation du nombre de porteurs qui sont générés par l'absorption des photons incidents. Si nous considérons un substrat semiconducteur de longueur inter-électrodes  $l$  et de section rendue conductrice  $s$ , nous pouvons alors exprimer la résistivité  $R_s$  de ce dernier lors de sa fermeture par :

$$R_s = \frac{l}{\sigma s} = \frac{l^2 h\nu}{E_{optique} q\mu} \quad (2.40)$$

Où  $\sigma = nq\mu = \frac{E_{optique}}{h\nu} \frac{1}{sl} q\mu$  est la conductivité du substrat,  $E_{optique}$  l'énergie optique absorbée et  $h\nu$  l'énergie d'un photon.

Des exemples d'évolution de la résistivité d'un commutateur à base de séléniures de zinc en fonction de l'énergie optique incidente sont donnés sur la figure II.18.

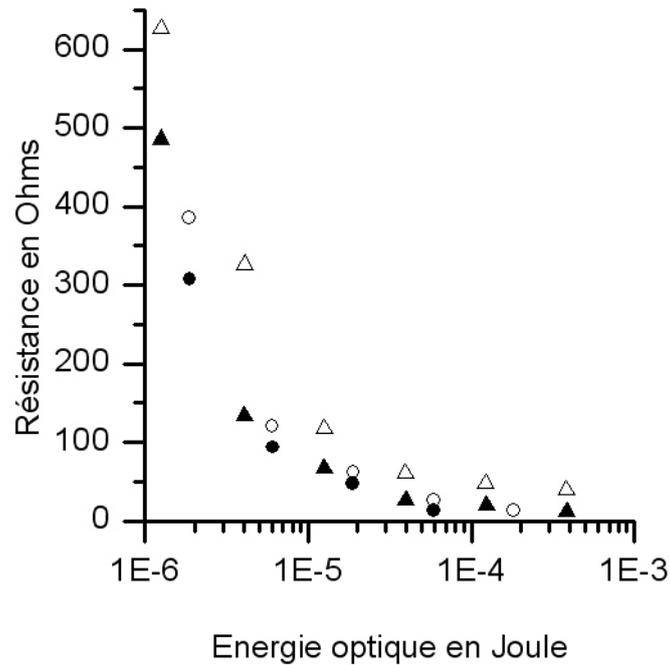


Figure II.18 : Evolution de la résistivité d'un commutateur photosensible à base de séléniures de zinc en fonction de l'énergie optique incidente pour différentes polarisations et impédances de charges [45].

La figure II.18 fixe l'ordre de grandeur de l'énergie optique nécessaire en régime linéaire pour obtenir une résistance du photocommutateur de quelques ohms, soit environ plusieurs dizaines de millijoules.

Nous constatons que la conductivité du substrat est liée de manière linéaire à l'énergie optique ce qui implique que le courant traversant le commutateur dépend linéairement de l'énergie de l'impulsion optique. Dans ces conditions le terme de régime linéaire signifie que l'énergie électrique obtenue à partir d'un composant photosensible est linéairement proportionnelle à l'énergie optique servant à le commander [46, 47]. Cela est illustré par la figure II.19.

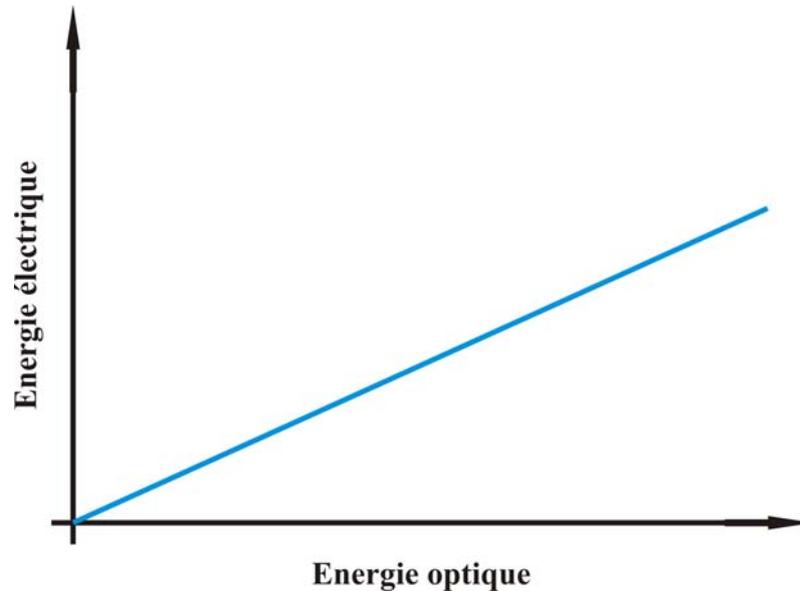


Figure II.19 : Courbe traduisant la linéarité entre l'énergie optique de commande et l'énergie électrique commandée.

La pente de cette droite peut être aussi bien supérieure à un comme inférieure à un. Cela dépend du rapport qu'il existe entre le temps de recombinaison des porteurs et la durée de l'impulsion optique de commande. Nous considérons l'alimentation électrique comme disposant d'une quantité infinie de charges électriques.

Dans le cas où le temps de recombinaison des porteurs est très petit en comparaison de la durée de l'impulsion optique. Alors l'impulsion électrique suit le profil de l'impulsion lumineuse, figure II.20.

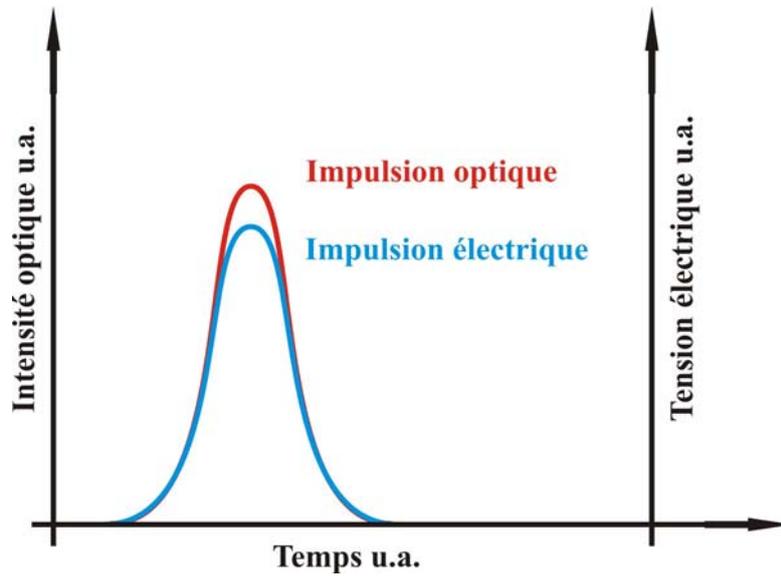


Figure II.20 : Exemple d'impulsion électrique en régime linéaire lorsque le temps de recombinaison des porteurs est très petit devant la durée de l'impulsion optique.

Dans ces conditions, il est clair que le coefficient directeur de la droite correspondant au rapport des énergies du signal électrique et optique est au mieux égal à un.

Cette fois dans le cas où le temps de recombinaison des porteurs est très grand devant la durée de l'impulsion optique, il apparaît que l'efficacité de conversion optoélectronique précédente peut être supérieure à un. L'illustration du profil qui peut être obtenu est présentée figure II.21.

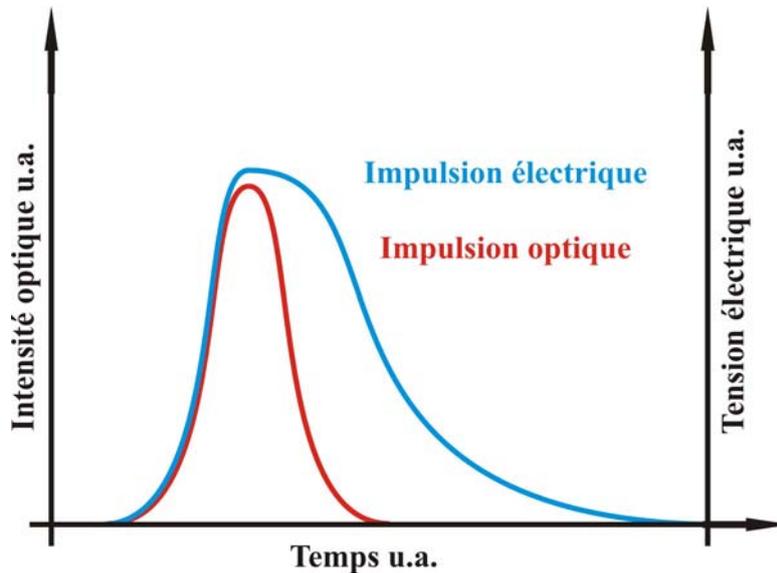


Figure II.21 : Exemple d'impulsion électrique en régime linéaire lorsque le temps de recombinaison des porteurs est très grand devant la durée de l'impulsion optique.

Ainsi dans tous les cas de figure le front de montée de l'impulsion électrique suit théoriquement celui de l'impulsion optique. Cela est vrai si le circuit hyperfréquence dans lequel est inséré le composant photosensible est capable de transmettre le contenu spectral nécessaire. De manière générale, un circuit hyperfréquence se comporte comme un filtre passe bas.

L'équation (2.25) nous a montré que la concentration de porteurs dans le semiconducteur est proportionnelle à sa conductivité. Donc cette équation traduit le fait que le profil de l'impulsion lumineuse induit partiellement celui de l'impulsion électrique. La concentration des porteurs photogénérés varie semblablement au profil temporel de l'impulsion optique au rendement quantique près.

### **Conclusion sur le régime linéaire :**

Le régime linéaire permet la génération d'impulsions électriques possédant le même profil que l'impulsion optique de commande ou une impulsion électrique ayant le même front de montée que

l'impulsion optique suivie par une exponentielle décroissante traduisant la recombinaison des paires électron-trou. Le régime linéaire permet de générer des impulsions électriques courtes [48-50].

Toutefois si nous considérons l'environnement dans lequel est inséré le photocommutateur, il apparaît que le montage hyperfréquence induit des limitations au niveau du contenu spectral transmissible. Donc même si la création des porteurs par photogénération dans le semiconducteur est aussi rapide que l'impulsion optique, l'impulsion électrique générée ne pourra pas avoir un spectre plus large que celui qui peut être transmis par le circuit hyperfréquence. Le spectre transmissible par le circuit hyperfréquence dépend des composants le constituant et donc également du photocommutateur [51].

Un autre avantage du régime linéaire est de permettre un parfait synchronisme entre l'impulsion électrique générée et l'impulsion optique [19, 52].

Maintenant que nous connaissons le principe du régime linéaire il est possible de déterminer l'efficacité de conversion (optique-électrique) et celle électrique (polarisation, tension crête obtenue) attendues d'un substrat semiconducteur en régime linéaire.

### II.8.b Efficacités

Quelque soit le type de régime considéré, il est possible de définir deux efficacités. La première est l'efficacité électrique de la commutation. Elle est définie comme le rapport entre la tension maximale présente sur la charge et la tension de polarisation, soit :

$$\eta_{\text{électrique}} = \frac{V_{\text{charge}}}{V_{\text{polarisation}}} \quad (2.41)$$

Si nous considérons que le nombre de charges stockées est très grand devant le nombre de charges libérées dans le front de montée de l'impulsion électrique, alors ce rapport peut définir la qualité de commutation du composant photosensible. Il est directement relié à la résistance du commutateur lorsque celui-ci est fermé (diviseur de tension).

Une deuxième efficacité peut être définie. Elle correspond au rapport des énergies électrique et optique, soit :

$$\eta_{\text{optoélectronique}} = \frac{E_{\text{électrique}}}{E_{\text{optique}}} \quad (2.42)$$

Où  $E_{\text{électrique}}$  est l'énergie transférée à la charge et  $E_{\text{optique}}$  est l'énergie optique ayant produit des porteurs.

Elle indique directement pour un montage donné le rapport d'énergies nécessaire pour mener à bien la commutation. Dans le cas du régime linéaire, elle renseigne sur le coefficient de proportionnalité entre l'énergie commandée et l'énergie de commande. Toutefois elle ne correspond pas toujours à la pente de proportionnalité car elle est fonction également du nombre de charges stockées dans le circuit hyperfréquence. En effet une énergie optique faible peut suffire à libérer la totalité des charges électriques. Mais cette énergie optique peut être insuffisante pour une commutation optimale qui correspondrait à une efficacité électrique maximale. Donc il convient de préciser s'il s'agit de l'efficacité optique d'une commutation optimale ou correspondante au coefficient de proportionnalité entre les deux énergies. Pour une quantité infinie de charges, l'efficacité optoélectronique mesurée correspond à la droite de proportionnalité entre énergie commandée et l'énergie de commande.

Cette dernière efficacité peut dans le cas du régime linéaire être exprimée en fonction des paramètres du semiconducteur. Pour cela nous considérons le schéma de la figure II.20.

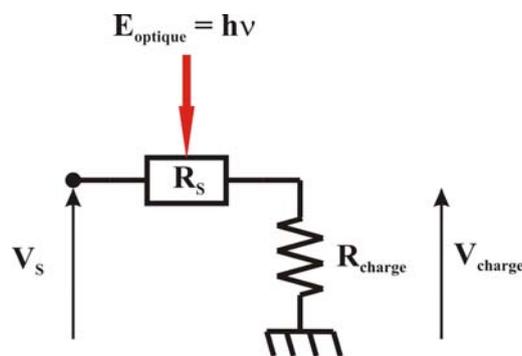


Figure II.20 : Schéma équivalent électrique du photocommutateur dans le circuit hyperfréquence de génération d'impulsions.

Le commutateur est considéré comme une résistance  $R_S$  qui ne dépend que de l'énergie lumineuse incidente. Nous considérons ici le cas où le temps de recombinaison est négligeable devant la durée de l'impulsion. D'après le schéma de la figure II.20, il est évident qu'à tout instant :

$$V_{charge} = V_S \frac{R_{charge}}{R_{charge} + R_S} \quad (2.43)$$

Donc si nous cherchons la puissance électrique sur la charge à tout instant :

$$P_{charge} = \frac{V_{charge}^2}{R_{charge}} = \frac{V_S^2 R_{charge}}{(R_{charge} + R_S)^2} \quad (2.44)$$

Soit finalement en utilisant l'équation (2.40),

$$\eta_{optoélectronique} = \frac{E_{charge}}{E_{optique}} = \frac{P_{charge} \tau}{E_{optique}} = \frac{V_S^2 q \mu \tau}{l^2 h \nu} \frac{R_{charge} R_S}{(R_{charge} + R_S)^2} \quad (2.45)$$

Où  $\tau$  désigne la durée de l'impulsion optique ou électrique,  $R_S$  correspond à la résistance d'un semiconducteur intrinsèque de longueur  $l$  soumis à un rayonnement lumineux et  $E_{optique}$  est l'énergie optique réellement absorbée par le matériau.

En principe, nous espérons obtenir une valeur de  $R_S$  faible, ce qui correspond à une efficacité électrique élevée, donc (2.45) peut s'écrire :

$$\eta_{optoélectronique} = \frac{E_{rupture}^2 q \mu \tau}{h \nu} \frac{R_S}{R_{charge}} \quad (2.46)$$

Où  $E_{rupture}$  est le champ de rupture du matériau.

L'efficacité optoélectronique en régime linéaire optimale sera obtenue avec un semiconducteur présentant une mobilité des porteurs importante et un champ de rupture maximal.

## II.9 Conclusion

Comme nous l'avons vu précédemment un matériau photosensible permettant de commuter des impulsions électriques picosecondes de forte puissance doit posséder plusieurs caractéristiques particulières. Au-delà d'un rendement quantique élevé pour favoriser la génération de porteurs, il doit posséder une absorption lumineuse garantissant une intégration au circuit environnant sans modification des propriétés de propagation. De plus un champ de rupture élevé et une forte conductivité sous illumination permettent d'obtenir une grande efficacité de commutation associée à un fort rapport signal à bruit. Enfin un faible temps de recombinaison permet d'engendrer des impulsions électriques brèves et d'accéder à des cadences de commutations élevées. Le substrat choisi déterminera le régime de commutation accessible. Nous pouvons distinguer deux régimes différents.

Le régime avalanche est le moins demandeur d'énergie optique pour la génération d'impulsions haute tension. Malheureusement, ce régime ne permet pas la synchronisation parfaite de plusieurs sources délivrant des impulsions subnanosecondes. De plus une destruction progressive du semiconducteur limite également la longévité du commutateur lors de l'emploi de cette technique de commutation.

Le régime linéaire, permet de commuter des impulsions électriques avec des temps de commutations picosecondes à microsecondes. De plus ce type de commutation possède une gigue temporelle quasi nulle entre l'impulsion de commande (impulsion optique) et l'impulsion commandée (impulsion électrique). Seule la forte énergie optique nécessaire au fonctionnement de ce régime de commutation est un inconvénient majeur à l'emploi de cette méthode.

Au vu des caractéristiques de ces deux régimes de photoconduction, le seul régime garantissant une parfaite synchronisation de différents générateurs sera retenu. La forte demande d'énergie optique imposée par ce régime de commutation sera pourvue par le choix d'une source laser de forte énergie.

Le semiconducteur retenu est issu du Centre à l'Energie Atomique (CEA) de Bruyères-le-Châtel. En effet cette technologie semble présenter un gain important en terme d'énergie optique tout en garantissant une commutation sans gigue importante. Les parties suivantes seront consacrées à l'étude approfondies de ce composant.

# **PARTIE III**



### **III. Etude et réalisations de générateurs optoélectroniques**

#### **III.1 Présentation de l'étude**

Le but de cette étude est de mettre au point à partir de la technologie, qui nous a été transférée par le CEA, des générateurs optoélectroniques pouvant délivrer des impulsions haute tension à spectre ultralarge. Les performances visées pour ces générateurs sont : une amplitude crête de 11kV sur une charge d'impédance  $50\Omega$ , une durée à mi-hauteur de 300ps et un front de montée de 100ps. Le profil de l'impulsion électrique n'est pas défini et peut être de type gaussien, bi-exponentielle ou toute autre forme satisfaisant aux caractéristiques précédentes. Ces générateurs devront pouvoir être synchronisés avec une précision inférieure à 10ps (limite actuelle des dispositifs purement électroniques). Ces générateurs seront intégrés dans un prototype de radar ultralarge bande pour la détection et l'identification d'objets enfouis. Ce prototype est réalisé conjointement avec l'équipe CISTEM du département OSA du laboratoire XLim et sera présenté dans le chapitre suivant (paragraphe IV.3). Ma première tâche a été de rechercher à partir des données du CEA sur les photocommutateurs, la source laser la mieux adaptée pour induire une commutation simultanée de quatre générateurs. Dans un second temps, j'ai réalisé une étude concernant la génération de signaux de durée picoseconde et nanoseconde en utilisant le semiconducteur issu des laboratoires du CEA. Cela m'a permis de cerner le comportement hyperfréquence du composant et de mesurer les perturbations dues à l'insertion des photocommutateurs dans diverses géométries de guides d'onde (géométrie radiale, guide d'onde coplanaire, ligne microruban). Une étude systématique du comportement de ce commutateur en fonction des paramètres externes a été réalisé (tension de polarisation, énergie optique, longueur d'onde d'excitation etc.). Suite à ces investigations, j'ai amélioré les performances des générateurs en terme de tension crête commutée et de durée d'impulsions générées. Enfin, je me suis intéressé à la génération d'ondes bipolaires (monocycles) dont le profil spectral est ajustable par simple retard optique dans le but d'améliorer l'efficacité du système radar.

### **III.2 Choix d'un photocommutateur – Application aux radars ULB multi-sources**

Comme nous l'avons déjà évoqué dans les parties précédentes, le choix d'un photocommutateur repose sur les caractéristiques physiques du matériau le constituant ainsi que sur les impulsions électriques que nous souhaitons engendrer. Pour la génération d'impulsions courtes de haute tension, il convient de choisir un matériau capable de résister à un fort champ électrique et présentant une faible résistivité après l'application de l'impulsion optique de commande. De plus le fait de vouloir commander un réseau d'antennes composé de multiples sources nécessite l'emploi du régime linéaire. En effet, il sera ainsi possible de maintenir une différence temporelle constante entre les impulsions photo-générées à partir de plusieurs générateurs. Pour cela il suffira de diviser une impulsion laser pour la répartir sur les différents photocommutateurs tout en maintenant les retards optiques constants entre les différentes voies.

L'énumération des performances précédentes conduit au choix d'un photocommutateur travaillant en régime linéaire et offrant des performances hyperfréquences et électriques requises (énumérées en début de cette partie). De plus l'obligation d'utiliser des photocommutateurs en régime linéaire implique de trouver un composant capable d'être commandé avec un niveau d'énergie optique compatible avec une source laser largement répandue délivrant au moins 10mJ. Après une recherche menée sur les sources lasers et présentée au paragraphe III.3.c, il est apparu que les technologies conventionnelles en matière de photoconduction ne pouvaient pas offrir les performances électriques et temporelles requises sans l'utilisation d'une source laser de très forte énergie.

Néanmoins, notre démarche nous a conduits vers une technologie jusqu'à présent utilisée pour la synchronisation d'appareils électroniques ou la génération de rampes électriques pour des caméras à balayage de fente. Cette technologie a été développée au centre du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) de Bruyères-le-Châtel. Le fait qu'elle ait attiré notre intérêt provient de sa consommation réduite d'énergie optique. Ainsi elle ne nécessiterait que quelques millijoules d'énergie optique pour commuter quelques dizaines de kilovolts là où les substrats conventionnels nécessitent 10 à 100 fois plus d'énergie. L'existence de deux prototypes de générateurs subnanosecondes de quelques kilovolts, nous a convaincu du potentiel et des possibilités qu'offraient le développement de la technologie du CEA.

Dans la suite de ce chapitre nous évoquerons l'emploi de quatre photocommutateurs différents. Ils seront nommés en fonction de leur tenue en tension. Le tableau III.1 regroupe l'ensemble de ces photocommutateurs avec leurs dimensions.

Photo-commutateur	Tension maximale en V	Diamètre extérieur en mm	Longueur en mm	Diamètre de la zone active en mm	Longueur de la zone active en mm
100V	100	0,8	4	0,8	<1
1kV	1000	1	1	1	1
5kV	5000	4	6	1	3
16kV	16000	2,5	10	0,5	8

Tableau III.1 : Liste des photocommutateurs disponibles et leurs dimensions.

### III.3 Bilan de la technologie issue du CEA

#### III.3.a Nature du semiconducteur

Le substrat que nous a proposé le CEA est basé sur du silicium dopé. Le silicium permet de garantir le régime linéaire quelque soit le champ électrique appliqué au substrat puisqu'il ne présente pas de phénomène de survitesse (paragraphe II.2.e). De plus une synchronisation des générateurs avec une gigue temporelle bien inférieure à 10ps devrait être possible.

Malheureusement la mobilité des porteurs du silicium n'est pas aussi élevée que celles d'autres semiconducteurs (paragraphe II.2.g). Cela implique une conductivité plus faible du silicium et donc une efficacité électrique (rapport entre la tension crête commutée et la tension de polarisation) moins important pour une énergie optique donnée. Le photocommutateur s'intègre à la place de l'élément conducteur central de la ligne de transmission et ne sert pas de substrat à cette dernière. La génération de porteurs en nombre suffisant dans le matériau est assurée par le volume du semiconducteur et la profondeur de pénétration importante du rayonnement infrarouge. Dans le silicium un rayonnement de longueur d'onde de l'ordre du micromètre pénètre jusqu'à une profondeur de l'ordre du millimètre (voir paragraphe II.1.c).

Un dernier inconvénient du silicium intrinsèque est la durée de vie très longue de ses porteurs devant les signaux que nous souhaitons générer. Malgré le dopage du substrat facilitant la création des charges et leur capture, ce temps n'est pas suffisamment faible pour fixer la durée du signal

électrique (voir étude sur la recombinaison des porteurs dans la suite de cette partie au paragraphe IV.5.h). L'utilisation d'un système de stockage limité en charges électriques est alors nécessaire pour définir la durée du signal. Le dopage du substrat permet également une diminution du courant de fuite du silicium dans l'obscurité et par là même une diminution du risque d'emballement thermique. L'emballement thermique correspond à l'accroissement du nombre de porteurs dans le semiconducteur avec l'augmentation de la température jusqu'à conduction totale de celui-ci. La destruction du composant est alors possible.

Le temps de recombinaison du semiconducteur et la durée des impulsions électriques souhaitées pour la réalisation du prototype de radar ULB viennent fixer les paramètres de l'impulsion optique à utiliser. La caractéristique de l'impulsion électrique la plus contraignante est son temps de montée de 100ps. Dans ces conditions, l'utilisation d'une impulsion optique avec un temps de montée inférieur à 100ps est obligatoire. Cela correspond à l'emploi d'une impulsion optique d'une durée maximale d'environ 150ps à mi-hauteur avec un profil temporel de type gaussien ou sécante hyperbolique carrée.

Un dernier paramètre important est le champ de rupture du matériau. Ce paramètre permet, pour une tension de polarisation, donnée de fixer la longueur minimale du substrat à employer. Dans le cas du silicium intrinsèque ce dernier est de 30kV par millimètre pour un champ appliqué pendant une durée de l'ordre du temps de recombinaison de ses porteurs. Pour le composant CEA, il est au mieux de 2kV par millimètre pour une polarisation continue. Cette petite valeur est non seulement la conséquence du dopage du substrat, mais elle est également liée à la réalisation du composant. En effet, celui-ci est constitué de deux électrodes métalliques qui recouvrent entièrement les extrémités du semiconducteur ce qui réduit sa tenue en tension. La tenue en tension entre les deux électrodes est malgré tout accrue par une enveloppe protectrice en verre translucide permettant également la diffusion et donc l'homogénéisation du rayonnement lumineux incident. Sans cette enveloppe la tenue du dispositif à l'air libre serait de 1kV par millimètre. De plus elle permet de conserver la cohésion de l'ensemble substrat-électrode lors des manipulations du composant.

### **III.3.b Performances des générateurs optoélectroniques CEA**

Suite au choix de la technologie issue du CEA de Bruyères-le-Châtel comme source optoélectronique pour notre démonstrateur de radar ULB multi-sources, nous avons obtenu deux générateurs et le transfert de la technologie du CEA vers XLim pour un développement commun

des photocommutateurs. Les performances des deux générateurs livrés par le CEA sont représentées sur la figure III.1.

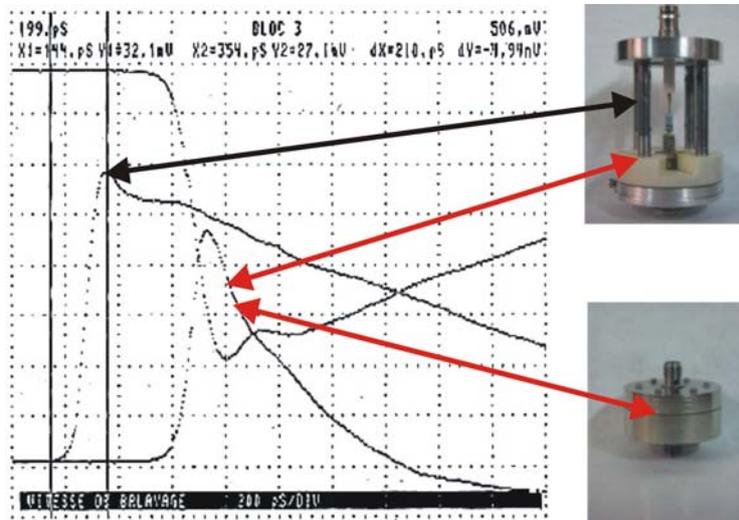


Figure III.1 : Performances du composant fourni par le CEA. Deux générateurs nous ont été fournis : un permettant de générer des impulsions positives et un des impulsions négatives. La flèche noire désigne l'impulsion positive issue du générateur seul. Les flèches rouges désignent l'impulsion la plus courte obtenue par l'association du générateur et d'une capacité série. Mesures effectuées par le CEA avec un oscilloscope IN7000.

Ces deux générateurs produisent des impulsions d'environ 1400ps à mi-hauteur pour une tension crête de 5kV avec un temps de montée de 100ps. La solution proposée par le CEA pour réduire la durée des impulsions est l'ajout dans le circuit allant vers la charge d'une capacité interrompant l'âme centrale (capacité série) de la ligne de propagation ce qui a pour conséquence de réduire la durée des impulsions (260ps à mi-hauteur) pour une tension crête de 4.2kV et un temps de montée de 150ps. La figure III.2 présente le schéma électrique équivalent des générateurs fournis avec et sans capacité série.

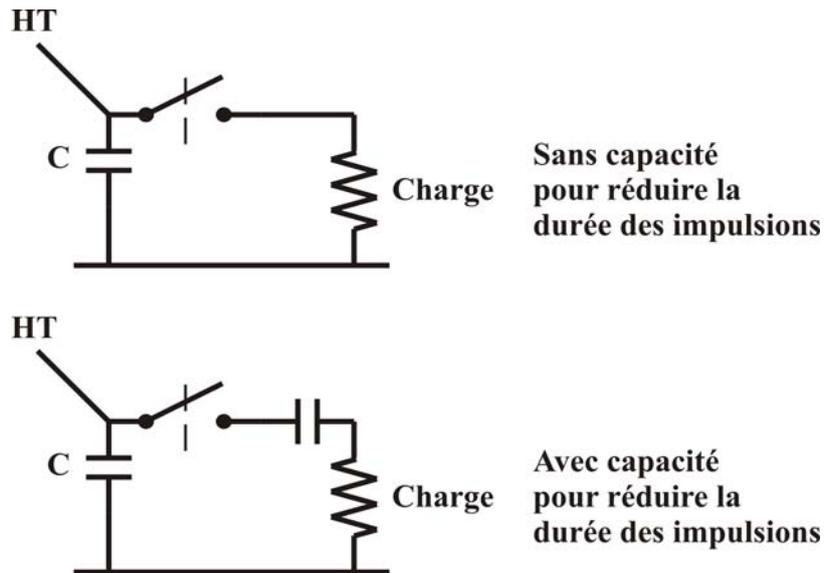


Figure III.2 : Schéma électrique des générateurs fournis par le CEA, sans et avec capacité pour la réduction de la durée des impulsions générées.

Nous avons également mesuré avec notre matériel les performances de ces deux générateurs. Un descriptif détaillé du dispositif de mesure est donné au paragraphe III.4.a. Nous avons obtenu la courbe de la figure III.3 pour le générateur positif.

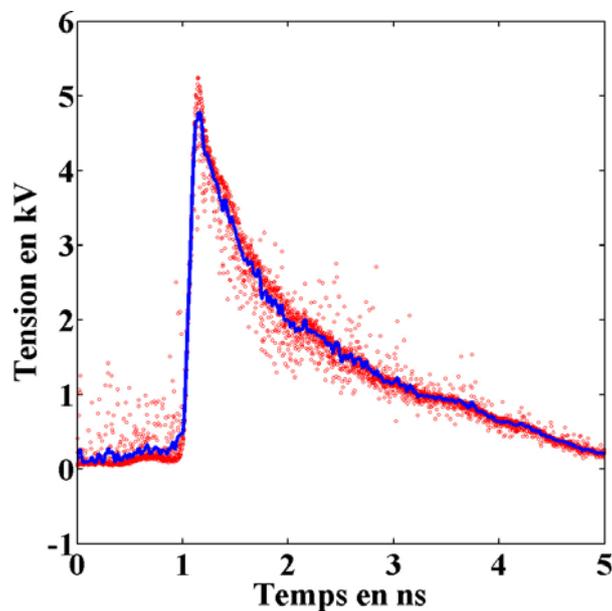


Figure III.3 : Evaluation des performances d'un générateur sur notre banc de mesure. Générateur seul. Tension de polarisation de 5kV, impulsion optique de 35ps avec une énergie de 400μJ.

Le signal mesuré a les caractéristiques suivantes : temps de montée de 119ps, largeur à mi-hauteur de 680ps et une tension crête de 5.2kV pour une polarisation de 5kV. L'amplitude plus élevée que la tension de polarisation appliquée montre qu'un phénomène de surtension se produit dans le cœur du générateur. Enfin, nous avons associé ce générateur à la capacité fournie par le CEA, nous avons obtenu la mesure de la figure III.4.

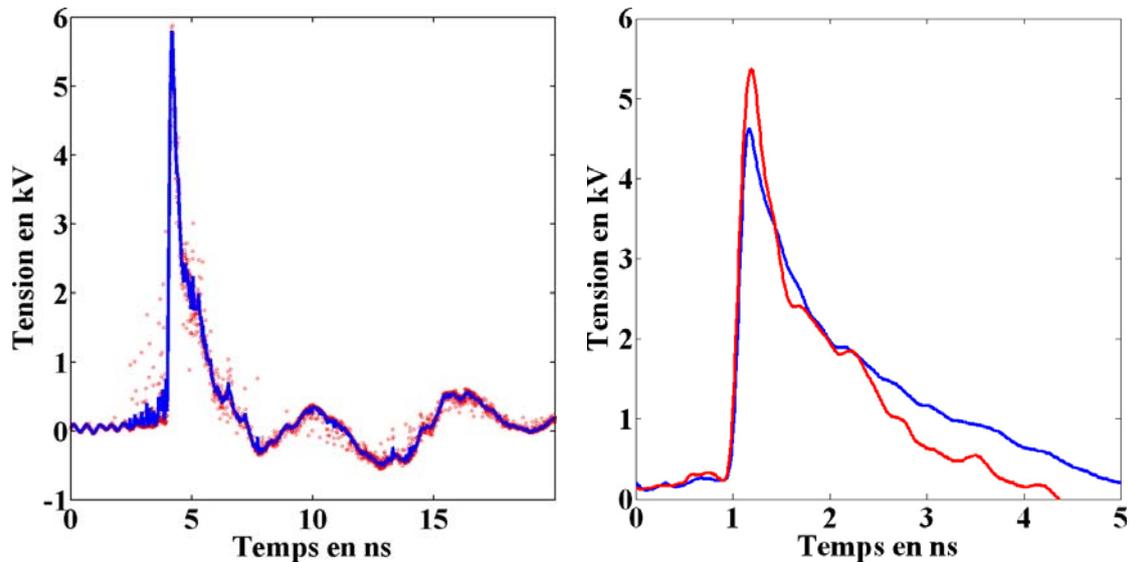


Figure III.4 : Générateur CEA en association à une capacité servant à dériver le signal incident (gauche). Comparaison des signaux avec capacité (trace rouge) et sans capacité (trace bleue) (droite).

Nous constatons immédiatement que l'ajout de la capacité préconisée par le CEA pour réduire la durée des impulsions apporte un inconvénient majeur : l'apparition d'oscillations parasites indésirables. Elles sont dues aux allers-retours entre la capacité série ajoutée pour réduire la durée des impulsions et celle contenant les charges électriques au sein du générateur, voir figure III.2. De plus l'ajout de cette capacité permet une remise en forme temporelle de l'impulsion conduisant à une réduction de sa durée et à l'augmentation de sa tension crête (presque 6kV). L'énergie optique nécessaire pour une commutation optimale de ces générateurs est d'environ 400 $\mu$ J pour une longueur d'onde de 1064nm.

### III.3.c Sources laser associées

Aux vues des performances électriques fixées, les sources laser associables à la technologie CEA sont toutes des sources émettant dans le spectre d'absorption du photocommutateur et délivrant au moins 5mJ en moins de 100ps ( $400\mu J \times 3(5kV \rightarrow 15kV) \times 4 \text{générateurs}$ ). La longueur d'onde d'émission de la source laser doit être voisine de  $1\mu m$ . Le tableau III.2 regroupe les sources laser commerciales disponibles en fonction de leur technologie.

Type de Laser	Colorant	Nd:YAG Q-Switch	Nd:YAG à Modes Bloqués et Ampli régénératif
Longueur d'onde	200 à 2500nm	1064nm	1064nm
Durée des impulsions	3000ps	3000ps	0.1 à 5ps
Energie d'une impulsion	100 à 300mJ	100 à 300mJ	0.1 à 1mJ
Répétitivité	10 à 50Hz	10 à 50Hz	250 à 10000Hz
Frabricant	Quantel	New Wave Research	Quantronix

Type de Laser	Nd:YAG Modes à bloqués	Générateur Paramétrique Optique
Longueur d'onde	1053 ou 1064nm	210 à 1600nm
Durée des impulsions	20 à 200ps	20 à 40ps
Energie d'une impulsion	35 à 250mJ	<1mJ
Répétitivité	10 à 30Hz	10 à 20Hz
Frabricant	Continuum, Eksma	Eksma

Type de Laser	Diode	Diode
Longueur d'onde	635 à 1550nm	400 à 1350nm
Durée des impulsions	70 à 550ps	20 à 45ps
Energie d'une impulsion	$125 \cdot 10^{-9}$ mJ	$<10^{-6}$ mJ
Répétitivité	$80 \cdot 10^6$ Hz	$10^6$ Hz
Frabricant	PicoQuant	Pilas

Tableau III.2 : Source laser disponibles et caractéristiques associées.

La longueur d'onde d'émission laser nécessaire, devant être proche de  $1\mu m$ , fixe le type de dopage du milieu amplificateur. L'ion néodyme permet d'obtenir l'émission de lumière aux alentours de  $1.06\mu m$ . Les puissances optiques nécessaires sont estimées à au moins 5mJ. Il est donc préférable

de disposer d'une source laser délivrant un minimum de 20mJ. En effet la synchronisation d'au moins quatre générateurs impose des réserves suffisantes d'énergie à cause des pertes optiques éventuelles. De plus nous ne connaissons pas encore l'énergie nécessaire à la commutation des photocommutateurs produisant des impulsions de 11kV. La durée de l'impulsion optique est également un paramètre important qui devra être pris en compte. Une impulsion inférieure à 100ps impose également le type de fonctionnement de la source laser. Dans ces conditions un laser massif, YAG dopé néodyme et fonctionnant en régime à modes bloqués garanti la durée des impulsions et la possibilité d'obtenir des énergies importantes par amplification de l'impulsion source. Le pompage de ce milieu Nd:YAG par lampe flash avec une mise en phase des modes longitudinaux de la cavité par absorbant saturable solide permet d'obtenir une stabilité de l'énergie des impulsions tir-à-tir inférieure à 3%. Les lampes flash garantissent également un moyen économique d'obtenir de très fortes énergies optiques mais limite la fréquence de répétition de la source à quelques dizaines de hertz.

La source retenue pour le démonstrateur possède les caractéristiques suivantes :

- un milieu amplificateur Nd:YAG.
- un pompage par lampes flash.
- une répétitivité de 20Hz.
- une stabilité énergétique tir-à-tir de 2%.
- une énergie maximale à 1064nm de 50mJ.
- une durée d'impulsion de 25ps à mi-hauteur.

### **III.4 Optimisation du cœur du générateur**

Le but de cette partie est de déterminer à partir des résultats expérimentaux le comportement hyperfréquence des photocommutateurs CEA ainsi que de l'architecture mécanique constituant le cœur des générateurs. L'approche retenue ne vise pas à décrire finement la totalité des processus impliqués mais à dégager un comportement global. Une étude fine à partir des équations régissant le comportement de la matière et l'aspect hyperfréquences aurait pu être employée. Mais cette approche numérique aurait nécessité une connaissance approfondie des paramètres physiques du substrat fourni par le CEA [53], ainsi que de nombreuses heures de calcul par la méthode des

différences finies (FDTD) [54, 55]. En effet, des travaux portant sur l'étude des phénomènes de photoconduction induits par un rayonnement laser ont déjà été conduits [56]. Ils ont montré que le système à proximité du photocommutateur devait être discrétisé par des mailles inférieures à  $1\mu\text{m}^3$ . Dans ces conditions et au vu des dimensions de plusieurs millimètres de nos composants, cela nous impose de résoudre de manière numérique les équations décrivant la cinétique de la photoconduction sur un nombre de mailles très importants (minimum 7 milliards de mailles), ce qui se traduit par un temps de calcul élevé. D'autres approches ont également été suivies. Elles sont basées sur des considérations liées à la dynamique de la photoconduction et une modélisation hyperfréquence simple par des modèles de type SPICE (Simulation Program Integrated Circuits Especially) [57]. Des modèles transitoires ont été considérés par modélisation du photocommutateur comme une association plus ou moins complexes d'éléments de bases (résistances, capacités, selfs) [58, 59]. Nous nous proposons dans les paragraphes suivants de déduire des traces expérimentales le comportement hyperfréquence globale du photocommutateur et de son environnement. Nous ne supposerons pas de schéma électronique particulier pouvant représenter le photocommutateur. Les méthodes présentées dans les paragraphes suivants ne nécessitent que quelques minutes d'exécution sur un ordinateur personnel. Le but de cette étude est de déterminer les points à améliorer s'il y a lieu dans la réalisation du photocommutateur et la géométrie du circuit d'accueil. La détermination d'un modèle comportemental hyperfréquence permettra également de mettre en évidence les limites de la technologie avec la montée en tension ou en bande spectrale électrique. Dans ces conditions, la dispersion des différentes composantes fréquentielles du signal ainsi que les effets non-linéaires ne sont pas pris en compte [60-63].

### III.4.a Description du dispositif expérimental

Nous avons mis en place le banc de mesure schématisé sur la figure III.5.

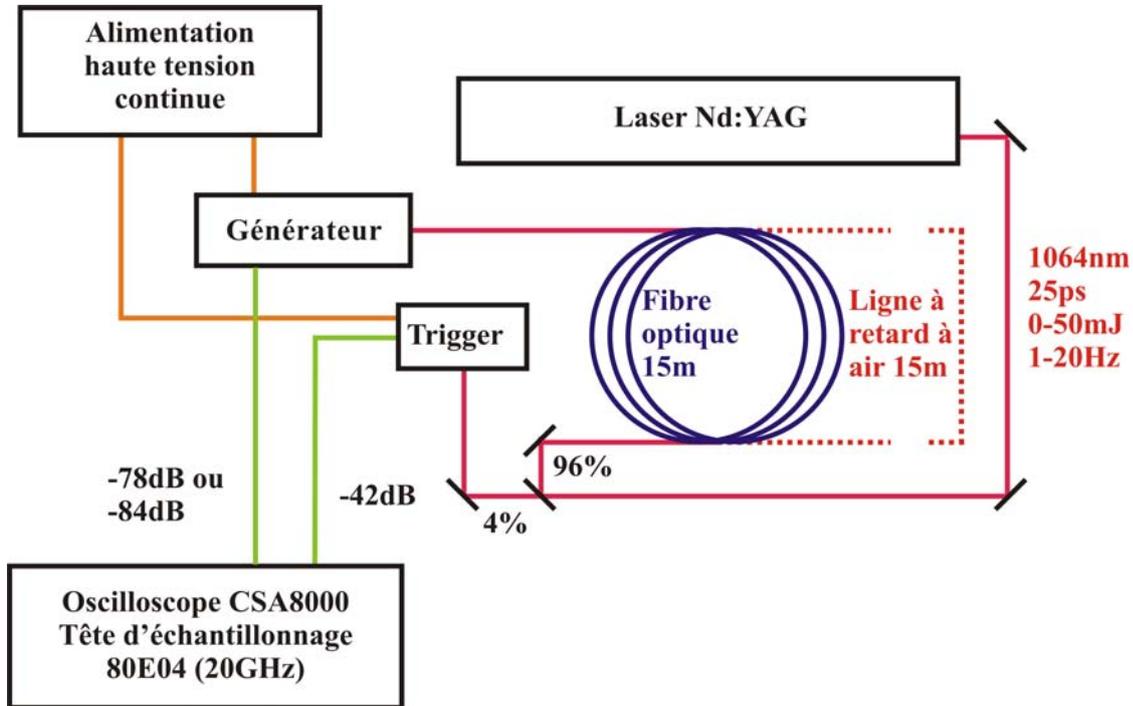


Figure III.5 : Dispositif expérimental servant à la caractérisation des générateurs ULB haute tension (une fibre de 15m induit un retard optique équivalent à 22m d'air).

Le dispositif est constitué d'un laser Nd:YAG délivrant une énergie d'au mieux 50mJ, d'une alimentation haute tension continue délivrant jusqu'à 35kV, d'une série d'atténuateurs à large bande spectrale, haute et basse tension ainsi que d'un oscilloscope à échantillonnage de 20GHz de bande passante (temps de montée 17.5ps).

L'inconvénient d'un oscilloscope à échantillonnage est qu'il possède un retard de 20ns entre son déclenchement et le moment où il commence l'acquisition. Malgré cela, ce type d'oscilloscope est le seul à offrir une bande passante importante et une résolution de quelques picoseconde. Pour palier à ce problème un retard approprié est réalisé par fibre optique ou ligne à air avant l'arrivée de l'impulsion lumineuse au générateur à caractériser. Ainsi un retard supérieur à 20ns est obtenu entre le signal issu du générateur servant de trigger et le générateur sous test.

La synchronisation des signaux est obtenue par un générateur employant un photocommutateur CEA que j'ai assemblé. Il nécessite cent à trois cent fois moins d'énergie optique pour être commandé en comparaison des générateurs haute tension que nous souhaitons réaliser. Ainsi les fuites d'un miroir de renvoi (4%) sont amplement suffisantes à son déclenchement. La majorité de l'énergie de la source est convoyée par fibre ou ligne à air jusqu'au générateur. Les signaux issus du trigger et du générateur sont atténués jusqu'à un niveau de l'ordre du volt par des atténuateurs spécifiques permettant de ne pas altérer le signal électrique. Les fronts de montées transmissibles sans distorsion par ces derniers sont au mieux de 10ps.

Des câbles coaxiaux à très faibles pertes de 2m de long sont employés pour relier de manière souple le trigger et le générateur à l'oscilloscope. Ainsi la bande passante de l'oscilloscope est presque totalement conservée, la plus petite bande passante étant de 18GHz. Une bande passante de 18GHz représente au mieux la mesure d'un front de montée de 20ps ce qui est petit devant les fronts de montée que nous souhaitons caractériser. De plus en utilisant la tête d'acquisition en mode réflectométrie, nous avons montré que les fronts de montée de 30ps ne sont pas dispersés par ces câbles. Ils n'introduiront donc pas de distorsion notable sur les signaux que nous mesurerons.

Enfin, nous disposons de deux sources laser à notre disposition :

- la première délivre des impulsions de 25ps avec une répétitivité ajustable de 1Hz à 20Hz. Elle peut fournir jusqu'à 50mJ d'énergie optique à 1064nm avec une stabilité en énergie de 2%.
- la seconde délivre au choix des impulsions de 35ps ou 120ps avec une répétitivité fixe de 10Hz. Elle peut fournir jusqu'à 30mJ d'énergie à 1064nm avec une stabilité de 10% à 20%.

L'effet de la stabilité de l'énergie des impulsions laser entre chaque tir est nettement visible sur les traces électriques expérimentales par une dispersion plus ou moins importante du nuage de points la constituant.

### III.4.b Générateurs d'impulsions courtes

Après le test des générateurs du CEA, j'ai commencé à réaliser de nouveaux générateurs en m'appuyant sur la géométrie retenue par le CEA et en y apportant mes propres modifications. La montée en tension des générateurs n'est pas le but de cette première partie. Je vais ici essayer de dégager les paramètres hyperfréquences et les performances optimales accessibles avec les composants disponibles (dans l'état actuel de la technologie). Dans ce cadre un composant pouvant supporter une polarisation de 5kV est employé. Cela m'a mené à la réalisation présentée sur la figure III.6.

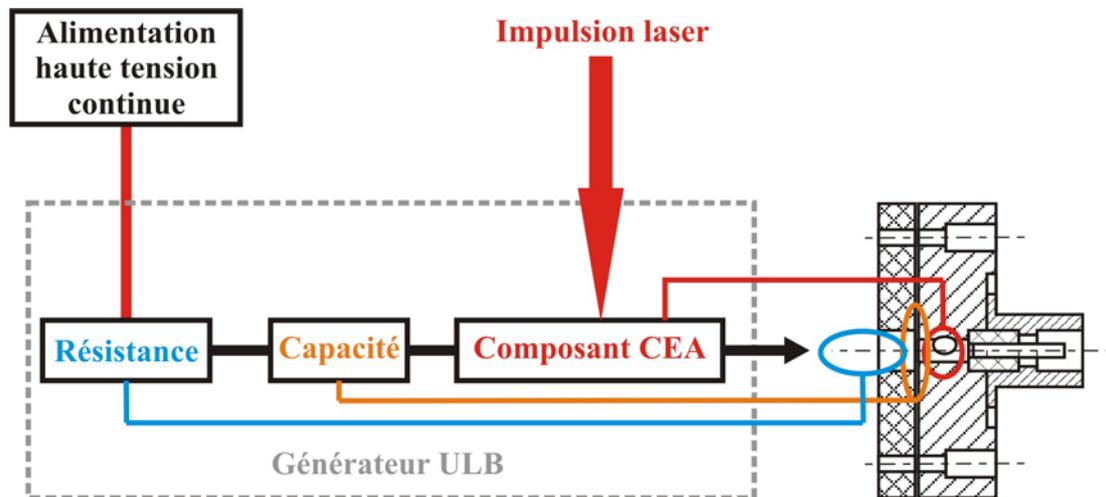


Figure III.6 : Schéma de principe et géométrie du générateur ULB réalisé sur la base de celle du CEA.

Le générateur est constitué d'une embase N à laquelle est associé le composant photosensible lui-même relié à l'armature de la capacité reliée à la haute tension par l'intermédiaire d'une résistance de forte valeur. Le composant se trouve dans une cavité la mieux adaptée à la taille de l'élément photosensible de manière à minimiser les variations d'impédances. Pour cela nous essayons de maintenir un rapport entre le diamètre du composant et le diamètre de la cavité l'accueillant égal au rapport des diamètres des conducteurs d'une ligne  $50\Omega$  coaxiale. Une ouverture est pratiquée jusqu'à la cavité de manière à éclairer le composant.

La réponse d'un tel générateur est présentée figure III.7.

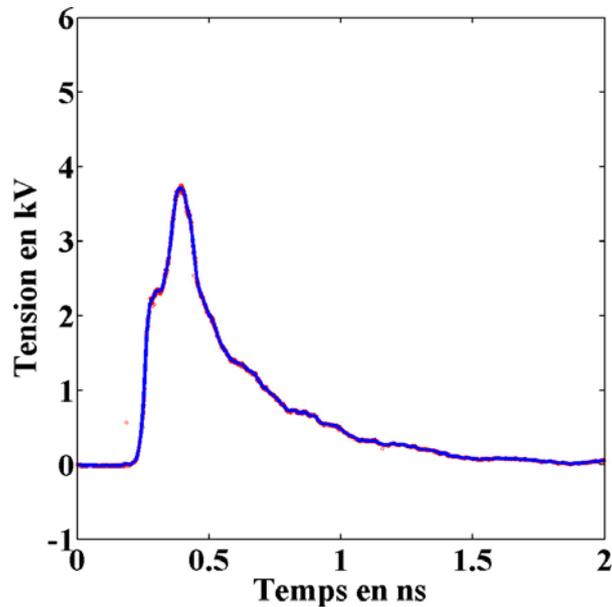


Figure III.7 : Profil des impulsions sortant du générateur de ma fabrication.

Cette impulsion possède un front de montée constitué en deux étapes et présentant une durée de 125ps, une largeur à mi-hauteur de 254ps et une tension crête de 4.2kV. Malgré la cassure du front de montée il est raisonnable de penser que le générateur se comporte comme une capacité se déchargeant dans le circuit de mesure. En effet la décroissance exponentielle de l'impulsion est bien visible. De cette manière nous pouvons réduire le générateur au schéma de la figure III.8.

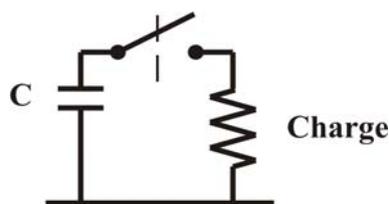


Figure III.8 : Schéma équivalent du générateur d'impulsions électriques brèves.

D'après le résultat de la figure III.7 et le schéma de la figure III.8, il est clair que les impulsions générées sont d'une forme exponentielle décroissante sur la fin et possède une transition rapide au début.

Nous pouvons donc modéliser ces impulsions comme étant la somme de deux exponentielles dont l'expression est donnée par les équations suivantes [64, 65] (annexe 1) :

$$\begin{aligned} \text{profil}_{(t)} &= e^{-at} - e^{-bt}; t \geq 0 \\ \text{profil}_{(t)} &= 0; t < 0 \end{aligned} \quad (3.1)$$

Au vu des profils d'impulsions, il est clair que les adaptations d'impédances ne sont pas aussi bien réalisées que ce que nous aurions souhaité : le front de montée est en deux étapes ce qui traduit au moins une réflexion due à une discontinuité de l'impédance dans le générateur en plus de la discontinuité liée à la capacité en amont du photocommutateur. Donc si l'équation (3.1) correspond à un profil peu différent de celui de l'impulsion d'origine, il est possible de remonter aux lieux de ces réflexions et à leur amplitude. Ainsi si l'on considère que le signal précédent est la somme de quatre impulsions d'amplitudes différentes et décalées dans le temps ayant le profil des équations (3.1), nous obtenons l'équation suivante :

$$\text{Réflexions}_{(t)} = A_0 \text{profil}_{(t-t_0)} + A_1 \text{profil}_{(t-t_1)} + A_2 \text{profil}_{(t-t_2)} + A_3 \text{profil}_{(t-t_3)} \quad (3.2)$$

En utilisant un solveur du logiciel MATLAB pour minimiser l'erreur entre le modèle et les données expérimentales (annexe 2), j'ai obtenu les courbes de la figure III.9.

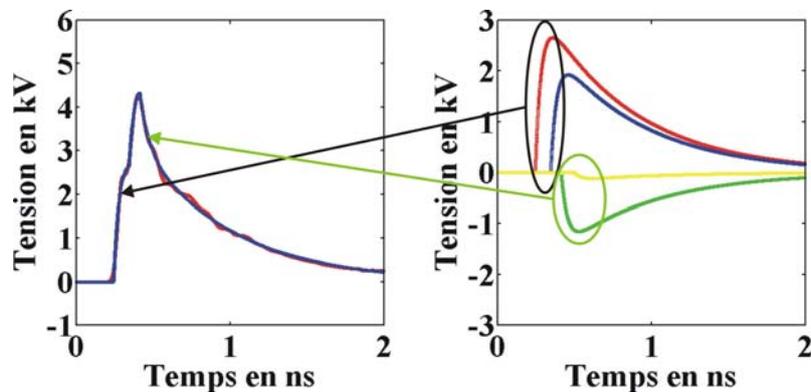


Figure III.9 : A gauche trace expérimentale (rouge) et modèle numérique (bleu). A droite représentation des impulsions issues du modèle de l'équation (3.2).

Nous constatons que le modèle supposant la présence de quatre impulsions dans le signal mesuré converge vers la trace expérimentale. Le profil de l'équation (3.1) permet d'avoir une estimation de la forme des impulsions issues du générateur si ce dernier ne possédait pas de désadaptation d'impédance en son sein.

Les paramètres de l'équation (3.2) sont présentés dans le tableau III.3.

Profil	Paramètres	
	Ai/A0	ti-t0 en ps
0	1	0
1	0,72	100
2	-0,43	169
3	-0,044	254

Tableau III.3 : Paramètres de l'équation (3.2).

A partir de ces données, nous retrouvons le profil expérimental mettant en évidence deux réflexions dans le cœur du générateur. Une première positive située à proximité de la capacité et une seconde négative située proche de la sortie du générateur. La réflexion positive traduit une transition vers un diamètre faible et inversement pour la réflexion négative. Ces deux transitions pourraient correspondre à la différence de diamètre entre les électrodes du photocommutateur et le semiconducteur photosensible. Cela se voit aussi bien sur les courbes de la figure III.9 que sur les différences suivantes :  $t_0 - t_1 \approx t_2 - t_3 \approx 100 ps$  qui traduit la présence d'une première réflexion juste après la capacité.

Le composant lors de ce premier montage était placé au centre d'une cavité dépassant ses dimensions. Pour vérifier que la première réflexion qui correspond à une durée de 100ps correspond bien à l'éloignement entre le composant et la capacité il nous a suffi de diminuer la longueur de cette cavité pour que ce dernier se trouve au plus près de l'armature positive de la capacité.

J'ai alors obtenu la trace présentée sur la figure III.10.

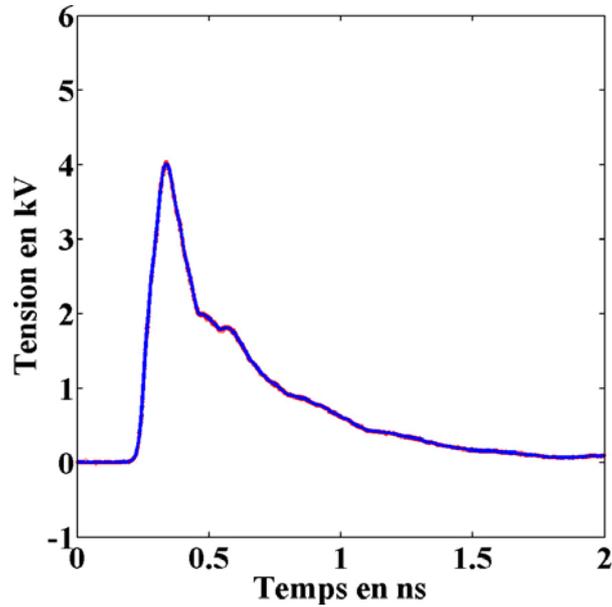


Figure III.10 : Impulsion photogénérée avec une cavité d'accueil de même longueur que le composant photosensible.

Nous constatons, que le rapprochement du photocommutateur avec l'armature polarisée de la capacité a permis d'obtenir un front de montée sans rupture apparente. Les caractéristiques de cette impulsion sont les suivantes : temps de montée de 78ps, largeur à mi-hauteur 191ps pour une tension crête de 4kV. La première réflexion a bien lieu à proximité de la capacité et plus précisément au vu des derniers résultats au niveau de la transition électrode-semiconducteur. Cela peut être vérifié en appliquant à ce nouveau profil d'impulsion le modèle suivant :

$$Réflexions_{(t)} + A_4 Réflexions_{(t-t_4)} \quad (3.3)$$

En effet le palier visible sur l'arrière de l'impulsion pourrait être une réflexion sur l'embase N de l'ensemble des impulsions issues du cœur.

Cette hypothèse se vérifie très bien sur la figure III.11.

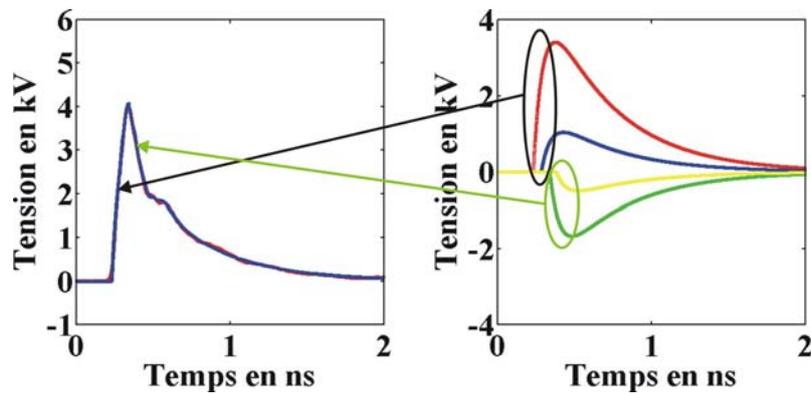


Figure III.11 : Le modèle de l'équation (3.3) correspond bien à la trace expérimentale (à gauche la trace expérimentale rouge est indiscernable de la trace calculée en bleu). A droite sont représentées les réflexions de l'impulsion initiale sur les transitions électrode-semiconducteur.

Nous constatons à nouveau que le modèle proposé correspond bien à la trace expérimentale. Nous pouvons même remarquer un deuxième écho juste après le premier plateau correspondant à la deuxième réflexion du train au complet sur la transition vers l'embase N. Les paramètres de ce modèle sont résumés dans le tableau III.4.

Profil	Paramètres	
	$A_i/A_0$	$t_i - t_0$ en ps
0	1	0
1	0,31	52
2	-0,49	108
3	-0,15	150
4	0,11	243

Tableau III.4 : Paramètres du modèle de l'équation (3.3).

Il apparaît clairement que le front de montée de l'impulsion en sortie est toujours en deux étapes et que la réflexion positive correspondant à une transition vers une impédance supérieure a bien lieu à la transition électrode-semiconducteur. Cela implique que le même phénomène doit se produire à la sortie du semiconducteur mais de manière inversée, réflexion négative. Enfin une réflexion de tout ce train se produit entre la fiche de l'embase N et l'électrode du composant qui est traduite par le plateau présent dans le front de descente. Le coefficient  $S_{11}$  du générateur correspondant à la sortie

est dans une première approximation :  $S_{11} = 0.11$ . Il représente le coefficient de réflexion de l'entrée, la sortie étant adaptée.

Sachant que la cavité à été réduite de 3mm, la vitesse de propagation dans le cœur du générateur est de l'ordre de :

$$v = \frac{2 \times 3mm}{48ps} = \frac{c}{2.4} = 1.25 \times 10^8 m.s^{-1} \quad (3.4)$$

Cela correspond à une constante diélectrique relative pour ce signal large bande de :

$$\epsilon_r = 2.4^2 = 5.76 \quad (3.5)$$

Le diélectrique utilisé est une silicone. La constante diélectrique relative d'un isolant de cette famille a été donnée précédemment et est de l'ordre de 4.7. Celle de la silicone employée est pour le spectre ULB de nos impulsions de 5.76. Dans le reste de l'étude nous supposons que cette constante ne varie pas avec le spectre de l'impulsion, autrement dit nous négligeons les effets dus à la dispersion.

### **Conclusion :**

La réalisation de ce premier générateur m'a permis de déterminer les performances du dispositif fourni par le CEA Il apparaît clairement que dans sa forme actuelle il ne s'adapte pas correctement à la génération d'impulsions à front de montée rapide à cause des discontinuités qu'il apporte. La cavité étant quasiment au contact direct du composant, il n'est pas possible de diminuer davantage les dimensions de cette dernière pour diminuer le saut d'impédance lié à l'implantation du composant. L'idéal serait d'adapter la géométrie du photocommutateur aux besoins spécifiques des générateurs ULB.

Malgré cela cette étude m'a permis de déterminer une géométrie optimale pour ce type de composant que nous emploierons pour la suite de notre étude. Une gestion habile des réflexions liées aux variations locales d'impédance de la ligne de propagation permet d'obtenir un front de montée rapide sans rupture apparente. De même cette gestion permet un raccourcissement de l'impulsion grâce aux réflexions négatives intervenant après le pic principal. Le temps de montée des impulsions est alors amélioré : plus de 100ps pour la géométrie CEA et 80ps avec notre

réalisation. Le front de montée réel est de 53ps si nous prenons en compte les réflexions qui le dégradent.

### III.4.c Générateurs d'impulsions ultracourtes

Pour générer des impulsions encore plus courtes, il convient d'après les éléments donnés précédemment, de diminuer la capacité de stockage à son minimum. Dans le cas présent il ne subsiste que la capacité parasite due à l'arrivée haute tension de la polarisation. Le photocommutateur est alors inséré dans une ligne de propagation coaxiale et est directement relié à la résistance servant à le polariser. Le schéma électrique se résume à celui de la figure III.12. Le comportement transitoire du photocommutateur ne sera pas détaillé puisqu'il est implicitement compris dans le profil des traces expérimentales, d'où sa modélisation en tant que commutateur et non en tant que résistance dépendante du temps. Le photocommutateur utilisé est celui qui est polarisable jusqu'à 100V.

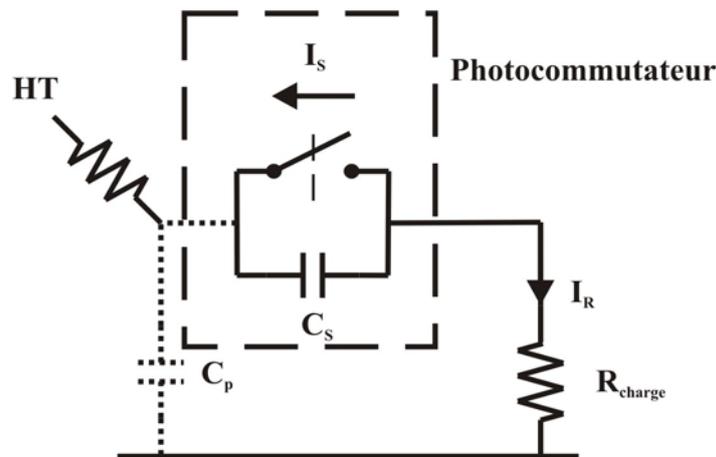


Figure III.12 : Schéma électrique équivalent au générateur d'impulsions ultracourtes.  $C_p$  désigne la capacité parasite due à l'arrivée de la haute tension et  $C_s$  celle du photocommutateur.

Nous constatons, à la vue de ce schéma que nous nous trouvons dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment à la différence près que  $C_p \ll C_s$  (annexe 1). La capacité parasite  $C_p$  peut être estimée simplement en connaissant la capacité linéique de la ligne chargée et la dimension de la ligne restante. Dans notre cas il reste au maximum 3mm de cette ligne à 100pF par mètre soit :  $C_p \approx 0.3pF$ . Celle du photocommutateur utilisé dans ce cas précis est de l'ordre de

quelques picofarads :  $C_s \approx 4pF$  (donnée CEA). Dans ces conditions il paraît évident que la plus grande partie du signal engendré aura pour origine les charges issues de la capacité parasite  $C_s$ . Le générateur est polarisé à 100V, tension maximale supportable par le photocommutateur employé. J'ai obtenu la trace de la figure III.13.

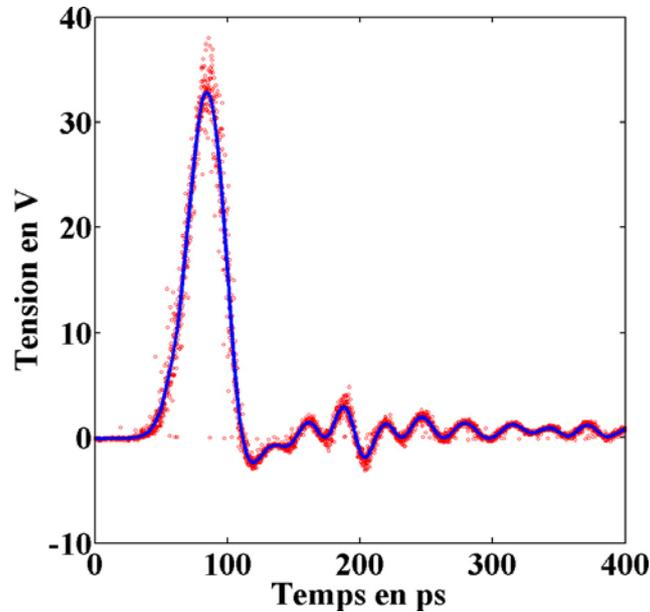


Figure III.13 : Impulsion ultracourte obtenue pour une polarisation de 100V.

La largeur à mi-hauteur de cette impulsion est de 32ps, son temps de montée de 27ps (résolution du système 20ps, 18GHz) pour une tension crête moyenne de 33V. Si nous cherchons la valeur de la capacité équivalente polarisée à 100V capable de générer cette impulsion, nous obtenons :  $C = 0.25pF$ . Cette valeur ne correspond pas avec l'hypothèse précédente :  $C_p \ll C_s = 0.25pF$  alors que  $C_p \approx 0.3pF$ . Toutefois la forme obtenue, proche d'une gaussienne et les nombreuses oscillations à l'arrière de l'impulsion prouvent que de nombreuses réflexions d'un signal plus complexe qu'une bi-exponentielle ont lieu dans le cœur du générateur. Dans le cas contraire nous aurions obtenu les mêmes profils que ceux obtenus avec le générateur précédent (en première approximation une somme de deux exponentielles). Malgré le même schéma électrique, nous nous trouvons dans une configuration dans laquelle les phénomènes de propagation et de filtrage spectrale ne peuvent pas être négligés.

Maintenant essayons de déterminer le comportement du photocommutateur lors de la fermeture du circuit de la figure III.12. Avant la commutation les deux capacités  $C_p$  et  $C_s$  sont chargées. Lorsque l'impulsion lumineuse arrive sur le photocommutateur un courant interne  $I_s$  se crée à cause du changement de la résistivité du diélectrique de la capacité  $C_s$ . Le courant résultant sur la charge  $I_R$  est principalement issu de  $C_s$  :  $C_p \ll C_s$ . L'ensemble  $C_p$  (arrivée haute tension) et charge se comporte alors comme un filtre passe haut dont la fréquence de coupure serait de l'ordre de  $(0.3\text{pF} \times 50\Omega)^{-1} = 66\text{GHz}$  vis-à-vis du photocommutateur. Le contenu spectral du signal mesuré est très petit devant la fréquence de coupure du filtre passe haut précédent. Donc sa fonction de transfert peut se résumer à :  $H = \frac{j\omega/\omega_c}{1+j\omega/\omega_c} \approx j\frac{\omega}{\omega_c}$ . La forme du signal sur la charge correspond à la dérivée du courant  $I_s$  par ce filtre.

Les hypothèses de ce modèle sont :

- $C_p \ll C_s$ .
- la portion de ligne en amont du photocommutateur, représentée par  $C_p$ , joue le rôle d'un filtre passe haut de fréquence de coupure d'environ 66GHz.

Dans le but de comprendre ce qu'il se passe dans le cœur du générateur nous devons retrouver le profil de l'impulsion qui se propage dans le photocommutateur. Pour cela nous allons suivre les étapes suivantes :

- identifier les interfaces susceptibles d'engendrer des réflexions.
- retrouver la forme du courant  $I_R$  décorrélée des diverses réflexions possibles.
- remonter à la forme du courant initiateur  $I_s$  engendré par l'impulsion optique sur le photocommutateur constituant  $C_s$ .
- vérifier les hypothèses initiales.

### Identification du nombre de réflexions :

Le photocommutateur de ce générateur est inséré dans une ligne  $50\Omega$  coaxiale. Une de ses extrémités est en contact avec une résistance servant à polariser le circuit et l'autre est en contact avec le connecteur de sortie du générateur. La disposition est schématisée sur la figure III.14.

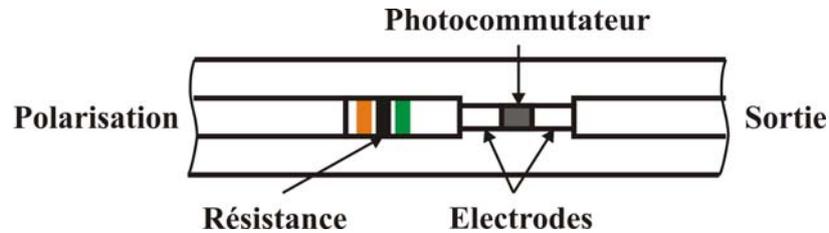


Figure III.14 : Architecture du générateur d'impulsions ultracourtes.

A partir de la figure III.14, nous voyons immédiatement deux interfaces. La première correspond à l'interface entre la résistance de polarisation et une des électrodes du photocommutateur. Elle implique à cause de la rupture brutale de la ligne de propagation une réflexion de coefficient de réflexion positif. La deuxième interface se situe entre la deuxième électrode du photocommutateur et le connecteur de sortie. Les électrodes de ce photocommutateur sont d'un diamètre proche de celui de l'âme du connecteur de sortie du générateur. Donc aucune réflexion significative ne devrait être engendrée à cette interface.

A partir des conclusions du paragraphe III.4.b, une autre source de réflexions identifiable est le semiconducteur. Or celui que nous employons ne dépasse pas le millimètre de longueur. A cause de sa taille nous ne pourrions pas distinguer expérimentalement les réflexions aux deux interfaces entre le substrat semiconducteur et les électrodes. Nous supposerons que cette zone se comporte comme une seule et même transition.

Au final, les seules réflexions que nous prendrons en compte sont au nombre de deux :

- à l'interface de la résistance de polarisation et du photocommutateur.
- au niveau du substrat semiconducteur.

### Reconstruction de la forme du courant traversant la charge décorrélé des diverses réflexions ( $I_R$ ) :

Le profil de l'impulsion ultracourte mesurée précédemment est quasi-symétrique (figure III.13). Le front de descente est néanmoins légèrement plus rapide que le front de montée. Cela prouve la présence d'une alternance positive suivie d'une alternance négative. Dans le cas contraire une décroissance exponentielle du signal aurait été présente. Le signal que nous cherchons a en première approximation la forme de l'impulsion mesurée (figure III.13). Ce signal est également suivi par une réflexion positive de lui-même. Cet écho est lié aux deux réflexions mentionnées précédemment créant les rebonds successifs du courant initial  $I_S$ .

A partir de ces hypothèses, nous allons employer la même méthode numérique que celle du paragraphe III.4.b pour remonter au fonctionnement du générateur (annexe 2). La seule différence ici est la forme de l'impulsion de départ. La forme choisie est celle de la figure III.13. Cette forme est discrétisée et chaque coordonnée temporelle est paramétrable en amplitude. L'amplitude totale du signal et sa position absolue sont également paramétrables (annexe 2).

En utilisant cette forme et en y rajoutant un nombre croissant d'échos, je suis parvenu à déterminer une forme possible du courant  $I_R$  décorrélée des réflexions multiples du cœur du générateur. Ainsi pour trois échos suivant le signal initial et décalés temporellement de la même durée les uns par rapport aux autres, j'ai obtenu les signaux de la figure III.15.

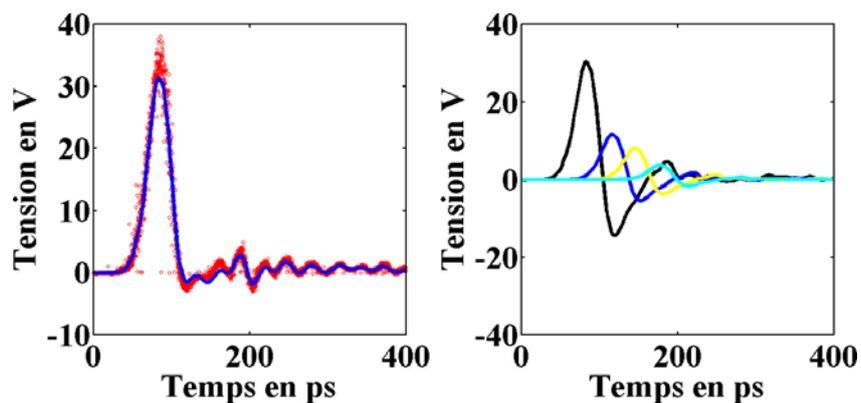


Figure III.15 : A gauche, trace expérimentale en rouge et modèle interpolé en bleu. A droite forme initiale supposée de la tension issue du courant  $I_R$  et ses trois échos.

Le modèle proposé converge vers la trace expérimentale mesurée. La forme temporelle du signal initial décorrélée des réflexions correspond à la forme supposée initialement : une impulsion positive suivie par une négative de moindre amplitude. Si nous rajoutons davantage d'échos à la suite du signal initial, le modèle ne converge plus vers la forme supposée initialement.

Les paramètres obtenus par le dernier modèle numérique convergent sont présentés dans le tableau III.5 qui suit :

Profil	Paramètres	
	A <sub>i</sub> /A <sub>0</sub>	t <sub>i</sub> -t <sub>0</sub> en ps
0	1	0
1	0,36	33
2	0,265	62
3	0,121	94

Tableau III.5 : Rapport des amplitudes et décalages temporels des échos issus de la figure 15 par rapport au signal initial.

Nous constatons que l'intervalle entre les échos est d'environ 30ps. Cela représente une distance de  $c / 2.4 \times 30.10^{-12} = 3.75mm$  si nous nous basons sur la vitesse de propagation déduite au paragraphe III.4.b. Cela correspond au double de la distance effective séparant les deux réflexions citées précédemment et est en accord avec les dimensions du générateur. Nous avons supposé une longueur maximale de 3mm pour la ligne de propagation entre la résistance et le photocommutateur. Jusqu'à présent les hypothèses de départ sont vérifiées.

## Reconstruction de la forme du courant initial $I_S$ à travers le photocommutateur :

Nous avons supposé au début de cette partie que la forme du courant mesuré  $I_R$  (dédit précédemment), et débarrassé des réflexions devait être de la forme de la dérivée du courant  $I_S$  issu de la capacité  $C_S$ . La figure III.16 représente le signal déduit précédemment et issu de  $I_R$  ainsi que son intégrale.

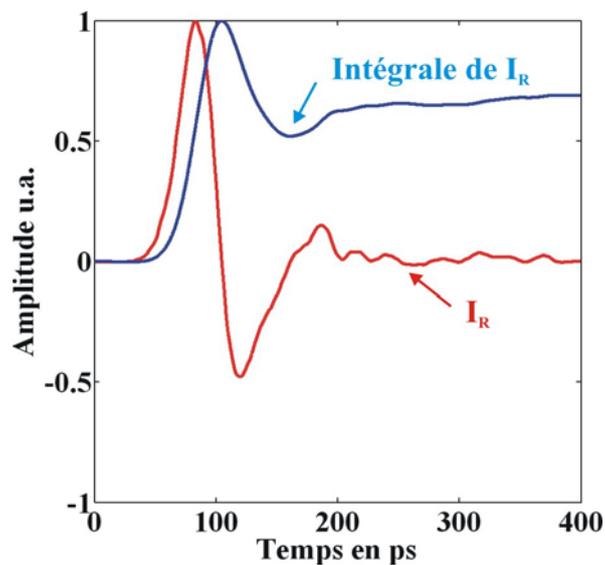


Figure III.16 : En rouge  $I_R$  sans ses réflexions et en bleu son intégrale.

Nous constatons que l'intégrale du signal initial est, pour la première centaine de picosecondes, de la même forme que les impulsions délivrées par le générateur étudié dans la partie précédente. Par contre le signal initial ne saurait être la simple dérivée d'une bi-exponentielle. En effet, le profil du courant  $I_S$  doit tendre vers une valeur proche de zéro pour les temps largement supérieurs à l'excitation optique.

Or de manière pratique le courant  $I_S$  est forcément fini. Donc puisqu'il s'agit de la décharge de cette capacité à travers la résistance équivalente du photocommutateur, la forme finale de ce courant doit être une exponentielle décroissante.

Nous allons utiliser la forme suivante comme modèle du courant  $I_S$  :

$$I_S = \begin{cases} e^{-(t/a)^2}; t \leq t_0 \\ e^{-(t/b)}; t \geq t_0 \end{cases} \quad (3.6)$$

Avec les conditions en  $t_0$  suivantes,

$$\begin{aligned} e^{-(t_0/a)^2} &= e^{-(t_0/b)} \\ \frac{d}{dt} \left( e^{-(t/a)^2} \right)_{t_0} &= \frac{d}{dt} \left( e^{-(t/b)} \right)_{t_0} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Ces deux égalités définissent la continuité des deux équations précédentes. La première définit l'égalité des fonctions en  $t_0$  et la seconde l'égalité de leur dérivée première en  $t_0$ . Cela permet de déduire la dépendance entre les paramètres  $b$  et  $a$ .

En retrouvant les paramètres de ce modèle par itération numérique et en employant la méthode des moindres carrés, nous obtenons la courbe de la figure III.17.

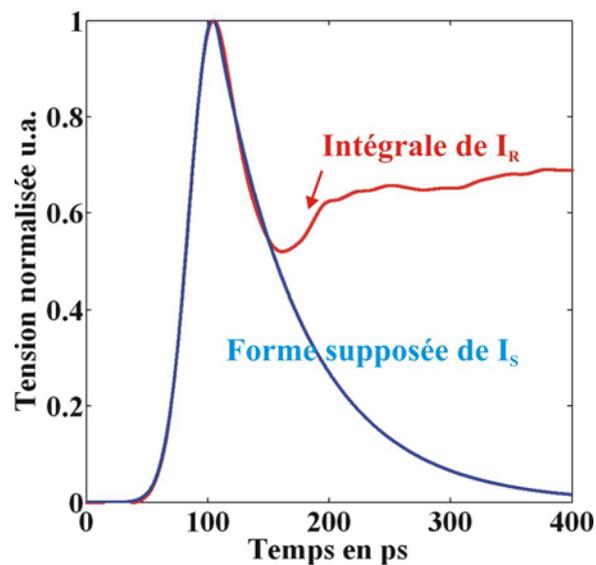


Figure III.17 : En bleu modèle de l'équation (3.6), en rouge l'intégrale de la forme supposée du signal transmis au circuit de mesure sans réflexion ( $I_R$ ).

A partir de ce profil, il devient possible d'appliquer plusieurs filtres passe-haut de différents ordres et de fréquence de coupure de 66GHz. Cela nous permettra de déterminer l'influence de la portion de ligne chargée équivalente à la capacité  $C_p$ . Nous appliquerons à ce signal des filtres passe-haut définis à partir du modèle de filtre passe-bas de Butterworth. A l'ordre 1 nous avons :

$$H_{(\omega)} = 1 - \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_c}} = \frac{j \frac{\omega}{\omega_c}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_c}} \quad (3.8)$$

Les ordres supérieurs se déduisent et sont de la forme :

$$H_{(\omega)}^n = \frac{j \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^n}{1 + j \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^n} \quad (3.9)$$

Pour des filtres d'ordre 1 et 2, j'ai obtenu les résultats présentés sur la figure III.18.

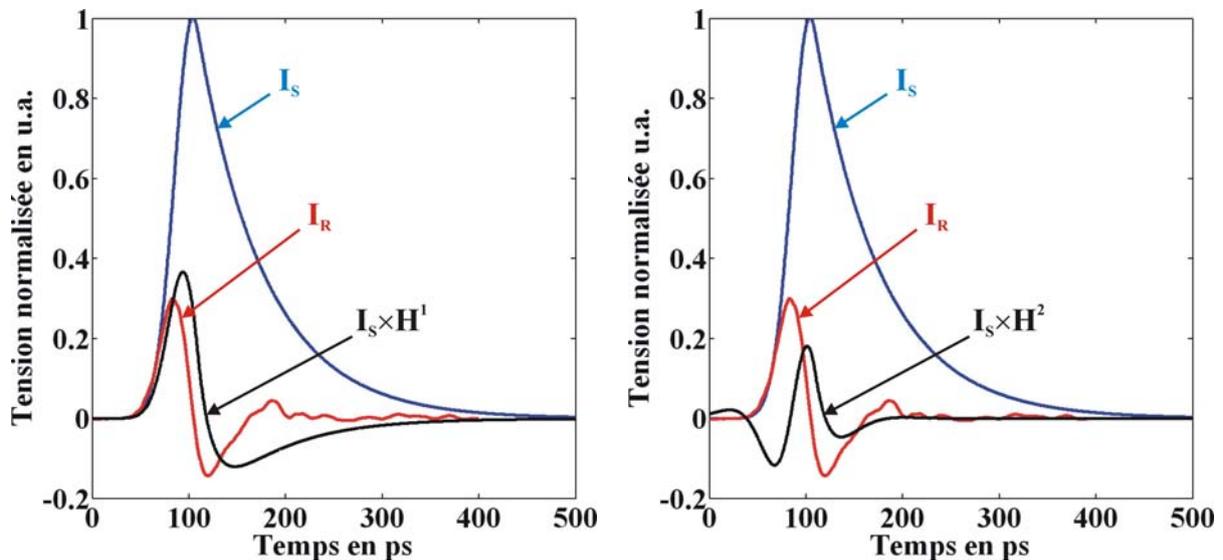


Figure III.18 : A gauche résultat obtenu par l'emploi d'un filtre passe haut d'ordre 1 et à droite d'ordre 2. Sur les deux graphiques sont représentés la forme du courant traversant le photocommutateur  $I_S$  (bleu) déduite du signal initial  $I_R$  sans réflexion (rouge) et le signal obtenu par convolution du filtre passe haut (noir).

Les résultats de la figure III.18 nous montrent qu'un filtre d'ordre un ou d'ordre deux appliqué au profil du courant traversant le photocommutateur est loin d'expliquer la forme du signal initial. Pour un filtre passe haut d'ordre 3, j'ai obtenu le résultat de la figure III.19.

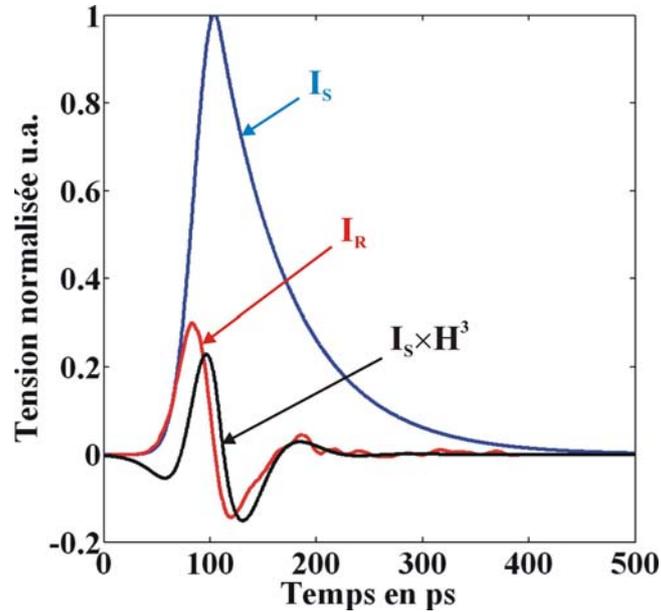


Figure III.19 : Signal supposé correspondre au courant à travers le photocommutateur en bleu, en rouge le signal déduit de la courbe expérimentale, en noir signal obtenu par convolution du filtre  $H^3_{(\omega)}$ .

Cette fois la forme obtenue satisfait davantage aux formes du signal initial. Elle présente la même forme générale excepté la présence d'une alternance négative à son début. Malgré cela le reste de l'impulsion correspond globalement au signal initial  $I_S$  à un décalage temporel près. Donc l'élément de circuit amenant la polarisation jusqu'au photocommutateur peut être décrit comme un filtre du troisième ordre passe-haut.

## Vérification des hypothèses de départ :

### Première hypothèse $C_p \ll C_s$ :

Pour mieux se convaincre que la démarche précédente est fondée et en partie correcte, reprenons maintenant dans l'ordre des choses l'explication des phénomènes impliqués dans ce générateur. Dans un premier temps l'impulsion optique d'enveloppe temporelle supposée gaussienne diminue la résistivité du composant par génération de paires électron-trou. Cette génération suit le profil temporel de l'impulsion optique c'est-à-dire un profil supposé gaussien. Cette première affirmation est illustrée par la première partie de la courbe de la figure III.18 présentant la forme supposée du courant à travers le composant. Ce composant a stocké des charges entre ces électrodes et elles sont évacuées après son éclairage. Cette évacuation correspond à la décharge d'un condensateur à travers la résistance du photocommutateur. Il est alors possible d'évaluer l'impédance équivalente du composant dans ces conditions à partir de la décroissance exponentielle. Nous avons supposé que la capacité parasite du photocommutateur était d'environ 4pF. Or nous pouvons la déduire de la courbe du courant initial traversant le substrat (l'effet Joule n'est pas pris en compte). Après calcul, nous avons obtenu 2pF pour la capacité parasite en supposant qu'elle était initialement chargée à 100V et que l'amplitude du signal atteignait cette valeur également. De là nous déduisons que l'impédance du composant (sous illumination) se situe entre  $16\Omega$  et  $32\Omega$  au sein du générateur. Cette valeur plus basse que l'impédance de sortie du générateur confirme le signe du coefficient de réflexion entre le composant et le connecteur de sortie.

Nous avons vu qu'entre le semiconducteur et la résistance de polarisation se trouve une électrode de 2mm à 3mm de long. La capacité équivalente de cette portion est d'environ 0.3pF, donc nous venons de vérifier que  $C_p = 0.3pF \ll C_s = 2pF$  qui était la première hypothèse de départ.

### Deuxième hypothèse la portion de ligne en amont du photocommutateur, capacité $C_p$ , joue le rôle d'un filtre passe-haut :

Cette électrode peut être considérée comme une portion élémentaire de ligne de propagation au vu des longueurs d'onde considérées. Or si nous comparons le schéma équivalent d'une portion élémentaire d'une ligne de propagation du paragraphe I.1.b et celui de filtres passe-bas de type

Butterworth, figure III.20, nous nous apercevons qu'une ligne est une succession de filtres passe-bas d'ordre 2.

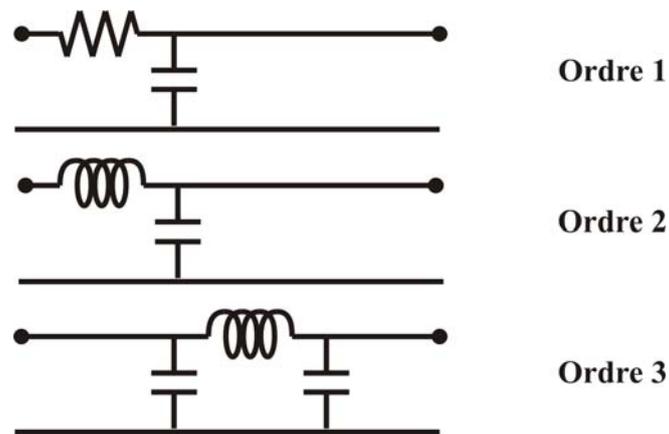


Figure III.20 : Schéma électrique équivalent au filtre passe-bas de Butterworth d'ordre 1 à 3.

Or la ligne de propagation de ce côté ne débouche pas sur un autre circuit. Elle est terminée par une résistance de  $1M\Omega$ . Cette dernière procure une réflexion positive du signal. Cela revient soit à traverser sur un aller retour une portion élémentaire de ligne de propagation soit à traverser un filtre du troisième ordre. Nous pouvons également justifier le comportement de filtre passe-haut d'ordre trois par des raisons de symétries évidentes. Au final, la ligne de propagation par ou arrive la polarisation se comporte comme un filtre passe-bas d'ordre trois pour un signal se propageant sur cette ligne, ou comme son complémentaire pour un signal se propageant à travers son diélectrique isolant. Donc le photocommutateur se trouve relié à la ligne de mesure via un filtre d'ordre trois passe-haut. La transformée du courant  $I_s$  à travers le photocommutateur par un filtre passe haut d'ordre 3 et de fréquence de coupure de 66GHz confirme le rôle de la portion de ligne en amont du photocommutateur.

### Conclusion :

L'explication du fonctionnement du générateur d'impulsions ultracourtes est basée sur l'exploitation des données expérimentales. La forme du courant initial parcourant le photocommutateur a pu être retrouvée. Elle a été obtenue par l'emploi d'une méthode numérique s'appuyant sur la forme du signal réellement mesurée et sur l'analyse de la géométrie du cœur du générateur. Le signal mesuré a pu être partiellement reconstruit à partir du courant traversant le photocommutateur. Nous pouvons donc conclure qu'à partir d'un courant photogénéré de forme bi-

exponentielle l'ajout d'un filtrage spectral de type passe-haut d'ordre 3 et de multiples réflexions internes au générateur, la forme quasi-gaussienne de l'impulsion électrique de sortie a pu être globalement retrouvée.

Pour parfaire la compréhension du cœur du générateur, nous pouvons ajouter que l'écart entre la transformée du courant  $I_s$  par un filtre passe haut et la forme  $I_R$  sans ses réflexions est simplement due à la décharge de la capacité  $C_p$  qui n'a pas été prise en compte dans le modèle. Au vu, de ces derniers éléments le signal final est du à la fois à la quantité de charges stockées dans la portion élémentaire de ligne de propagation et aux charges propres du composant. Le signal final se construisant comme la somme des réflexions amorties se produisant entre le photocommutateur et la résistance de polarisation [66].

La réponse temporelle du photocommutateur déduite du modèle  $I_s$  numérique a pour caractéristiques une largeur à mi-hauteur de 74ps et un front de montée de 33ps (figure 17). A titre indicatif l'impulsion lumineuse à une durée d'environ 35 à 40ps, soit en supposant une forme gaussienne un temps de montée de 25ps à 30ps. Ce générateur délivre donc des impulsions plus courtes (32ps) que la réponse du photocommutateur (74ps). Cela est rendu possible par l'effet du filtre passe-haut combiné aux réflexions du signal initial dans le générateur. La nouvelle forme du générateur produit moins d'oscillations parasites que le générateur fournit par le CEA intégrant en sortie une capacité avec la charge (paragraphe III.3.b).

Finalement, le schéma équivalent du générateur d'impulsions ultracourtes est présenté figure III.21.

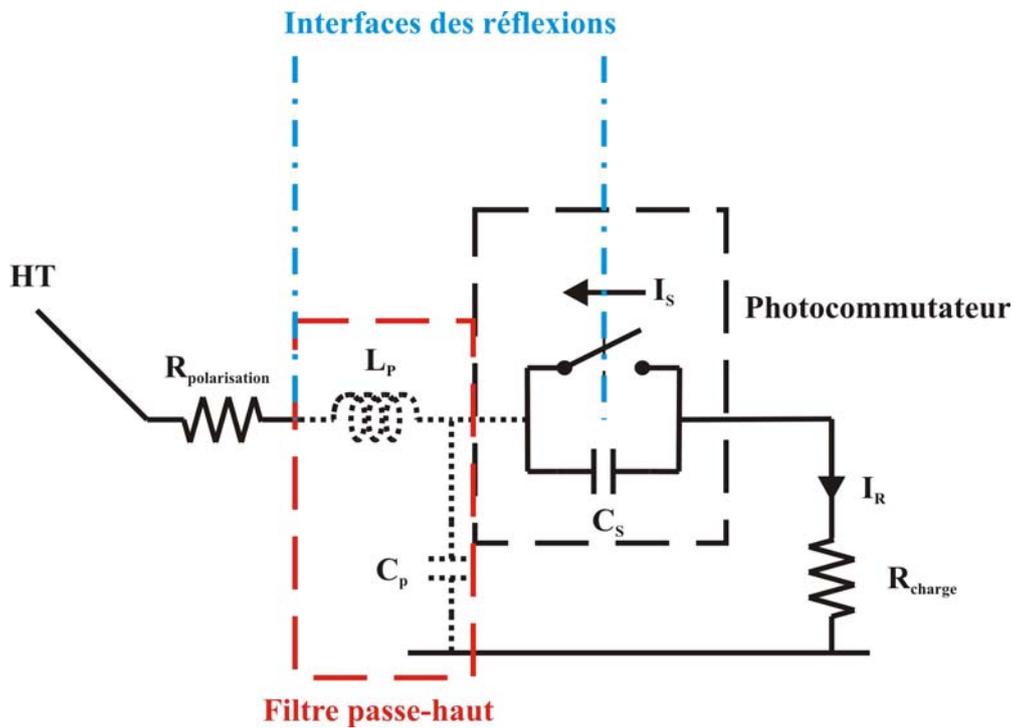


Figure III.21 : Schéma électrique équivalent du générateur d'impulsions ultracourtes.

### Perspectives :

Nous avons pu vérifier que l'impulsion électrique de sortie est la somme d'une impulsion donnée et d'un nombre fini de ses échos lors de sa réflexion sur différentes ruptures d'impédance. En modifiant la nature de ces réflexions il serait possible de réaliser un générateur délivrant un signal à valeur moyenne nulle. La contrainte de cette possibilité est de changer le signe du coefficient de réflexion entre l'électrode polarisée et le photocommutateur. Cela revient à diminuer l'impédance au niveau du photocommutateur de manière à ce qu'elle soit très faible devant celle de son électrode polarisée ou d'augmenter l'impédance entre la résistance de charge et le photocommutateur.

Le signal que nous pourrions obtenir en prenant le profil issu du modèle numérique précédent (figure III.15) est présenté figure III.22.

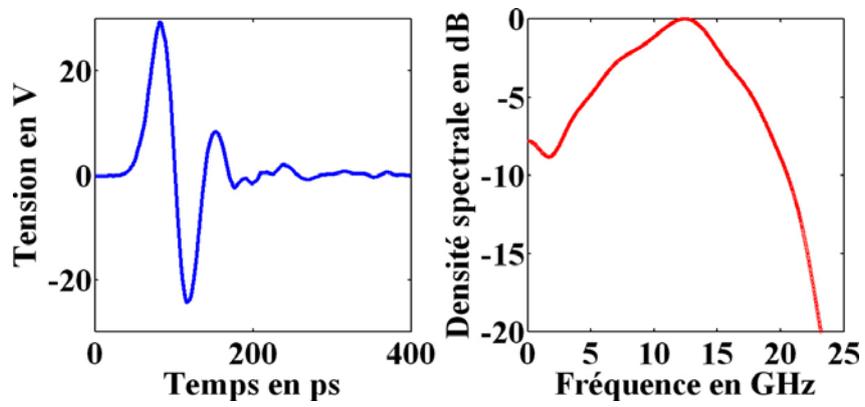


Figure III.22 : Monocycle réalisable à partir d'une modification de la géométrie du générateur ultracourt.

### III.4.d Estimation du comportement spectral du photocommutateur

Dans cette partie nous nous proposons de mettre en évidence les limites en bande passante du photocommutateur. Pour cela nous devons :

- montrer que les dimensions transverses du composant ne sont pas un facteur limitant du front de montée.
- déterminer la réponse impulsionnelle du photocommutateur.

#### Détermination de l'impact des dimensions transverses du composant sur la rapidité du front de montée des impulsions électriques générées :

Nous avons réalisé un montage où deux composants photosensibles se tiennent en parallèle dans un circuit réalisé sur une ligne microruban (figure III.23). Le système de stockage de ce dispositif est une capacité réalisée sur le même circuit imprimé dans le sens transverse de propagation de manière à être plus assimilable à une capacité et non à une ligne chargée. Ce montage a pour but de déterminer si un composant unique est suffisant pour transmettre le flux de courant provenant du système de stockage. Si le composant CEA venait à induire une limitation en terme de densité de courant transmissible, sa section serait alors un facteur limitant pour le front de montée de l'impulsion électrique. Cela est d'autant plus important que les composants fournis par le CEA sont de diverses tailles transversales en fonction de leur tenue en tension (tableau III.1).

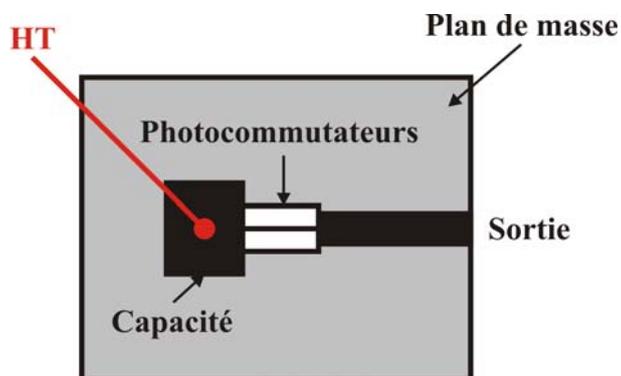


Figure III.23 : Schéma du générateur regroupant deux photocommutateurs montés en parallèle avec une ligne de type microruban en sortie.

Dans le but de montrer l'influence de la section du composant sur le nombre de charges générées, nous éclairons successivement un seul puis les deux composants, j'ai obtenu les traces de la figure III.24.

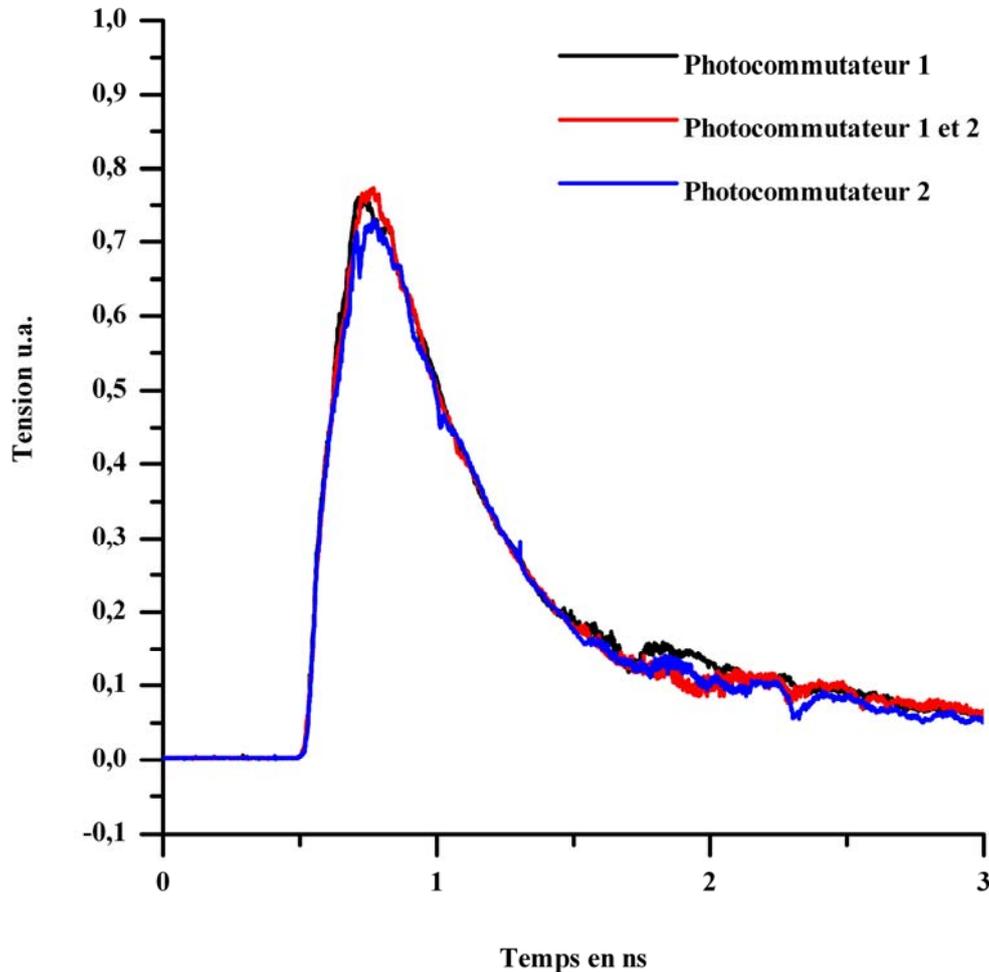


Figure III.24 : Tests de l'impact de la surface transverse du composant CEA sur les fronts de montée des impulsions électriques générées. Ici deux commutateurs sont montés en parallèles et sont éclairés à tour de rôle ou simultanément.

Cette figure, nous montre que pour des composants d'une longueur de 8mm, électrodes non comprises et d'une section de l'ordre de  $0,25\text{mm}^2$ , la dimension transversale du semiconducteur n'est pas un facteur limitant pour le front de montée des impulsions électriques. La tension maximale supportable pour ce composant est de 16kV environ.

Maintenant que nous avons montré que la section la plus faible de tous les composants fournis par le CEA n'est pas un facteur limitant pour le front de montée des impulsions électriques, il devient évident que seul la longueur du composant peut être un facteur limitant. En effet les fronts de

montée générés jusqu'à présent montrent que les fronts de montée augmentent avec la longueur du photocommutateur. Ainsi pour le premier générateur présenté dans cette partie le front de montée de son composant est estimé à 53ps :  $80ps \times 2/3 = 53ps$  (soustraction des réflexions internes). Ce composant a une longueur de 3.5mm. Pour le composant précédent de 16kV il est de 65ps pour une longueur de 8mm. Le générateur d'impulsions ultracourtes nous indique un front de montée de 33ps pour une longueur légèrement submillimétrique (paragraphe III.2).

Le front de montée des impulsions optique est au pire de 30ps, donc pour la plupart des impulsions précédentes, l'impulsion optique permet d'obtenir la réponse impulsionnelle électrique des générateurs. Nous pouvons en déduire la bande spectrale transmise par les photocommutateurs pour chaque longueur. Il est commun de définir la bande passante d'un composant par sa capacité à transmettre un front de montée. Le front de montée le plus rapide transmissible sans déformation permet de définir la bande passant de l'appareil. La relation suivante reliant ces deux grandeurs est :

$$frequenc_{-3dB} = \frac{0.35}{\tau_r} \quad (3.10)$$

Où  $\tau_r$  désigne le temps de montée mesuré de 10% à 90% de l'amplitude maximale.

De cette manière nous pouvons déduire des générateurs précédents la fréquence haute de coupure. Ces fréquences sont données dans le tableau III.6.

Composant	Tension maximale en V	Longueur en mm	Temps de montée en ps	Fréquence de coupure à -3dB
1	100	<1	33	10,6
2	5000	3,5	53	6,6
3	16000	8	65	5,4

Tableau III.6 : Résumé des performances des divers générateurs.

Nous supposons pour la suite de l'étude que le composant numéro un, défini dans le tableau 5, mesure 1mm de long et à une fréquence de coupure de 10GHz.

Partant de cette hypothèse nous avons tracé sur les figures III.25 et III.26 l'évolution respective d'une mise en cascade de 1 à  $n$  filtres d'ordre un à trois passe-bas possédant une fréquence de coupure de 10GHz (modèle de Butterworth).

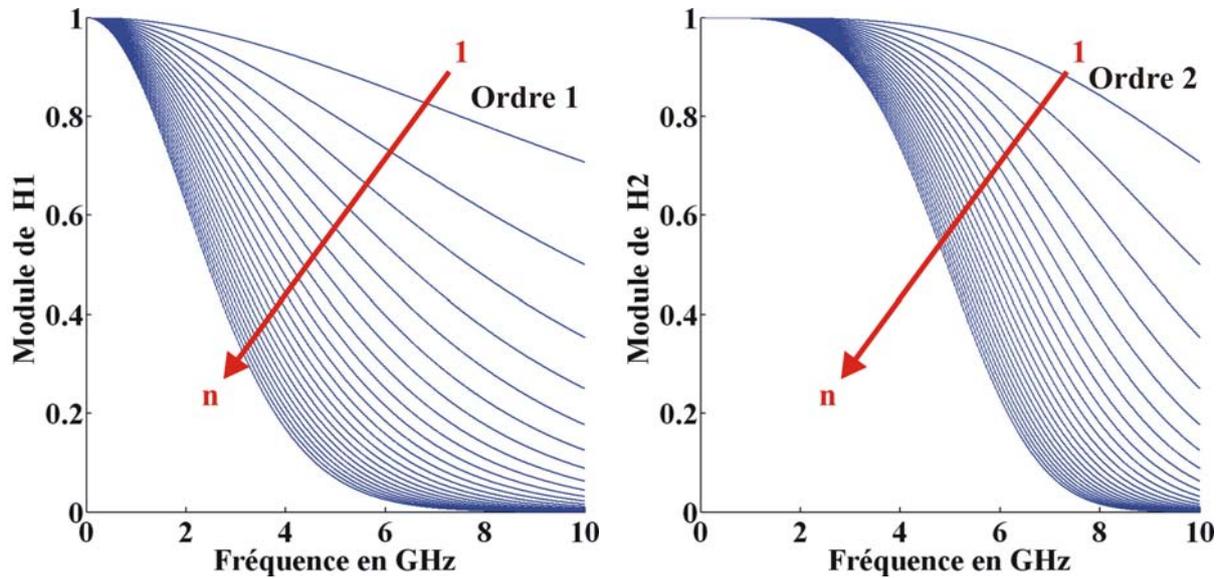


Figure III.25 : Evolution du comportement spectral de filtres du premier et deuxième ordre passe-bas en cascade.

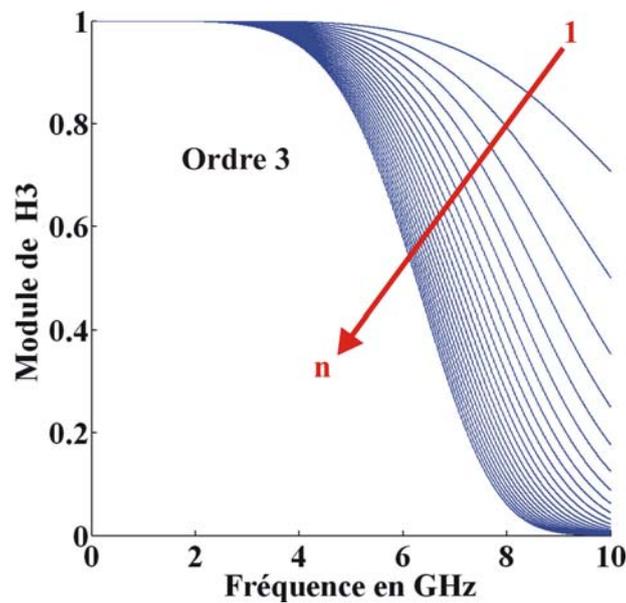


Figure III.26 : Evolution du comportement spectral de filtres du troisième ordre passe-bas en cascade.

Toutes ces courbes permettent de définir pour chaque ordre de filtre la fréquence de coupure à -3dB de  $n$  filtres en cascade. La figure III.27 compare l'évolution de la fréquence de coupure pour les cascades de  $n$  filtres pour les trois premiers ordres. La fréquence de coupure des trois générateurs du tableau 6 est également représentée. Les fréquences de coupures de ces générateurs sont réparties en considérant le générateur numéro un comme un filtre élémentaire. Le générateur numéro deux correspond à 3.5 générateurs numéro un en cascade et le générateur numéro trois à 8 générateurs numéro un en cascade.

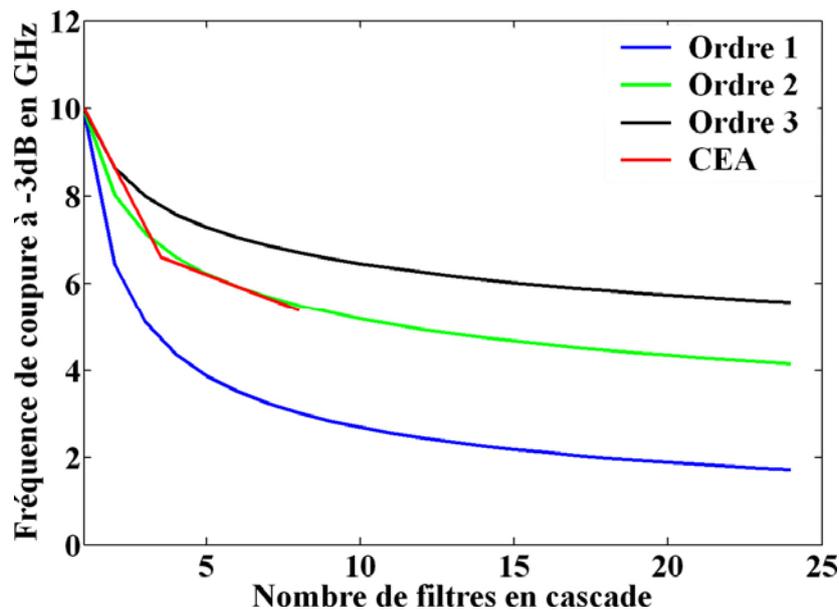


Figure III.27 : Démonstration du comportement spectral du photocommutateur. Le filtre élémentaire est supposé mesurer 1mm de long et avoir une bande passant de 10GHz.

Il apparaît que la répartition des fréquences de coupure à -3dB des trois générateurs du tableau 6 suivent la réponse fréquentielle de  $n$  filtres passe-bas d'ordre deux. Donc la longueur du photocommutateur est une limitation pour les performances temporelles.

### Conclusion :

Il apparaît clairement que le composant CEA se comporte de façon similaire à un bout de ligne de propagation. Il introduit donc un effet de filtrage de type passe-bas du second ordre. Au-delà des ruptures d'impédances introduites par les variations des dimensions géométriques du conducteur, le seul effet notable de l'implantation du composant CEA au sein d'un guide d'onde est la diminution de la bande passant de ce dernier.

En s'appuyant sur ce modèle simple il est possible de déterminer qu'un générateur basé sur cette technologie serait capable de commuter 48kV en environ 90ps si le montage est parfaitement adapté (efficacité électrique égale à un). Ces résultats ne donnent qu'un ordre de grandeur approché, puisqu'ils ne prennent pas en compte la tangente de perte du matériau isolant agissant comme un filtre passe-bas également. Cependant les différences entre un générateur sans isolation, c'est-à-dire dans l'air, et un générateur isolé par une silicone se situent principalement au niveau des désadaptations d'impédance. Pour preuve les courbes de la figure III.28, qui montrent les impulsions issues d'un générateur sans et avec silicone.

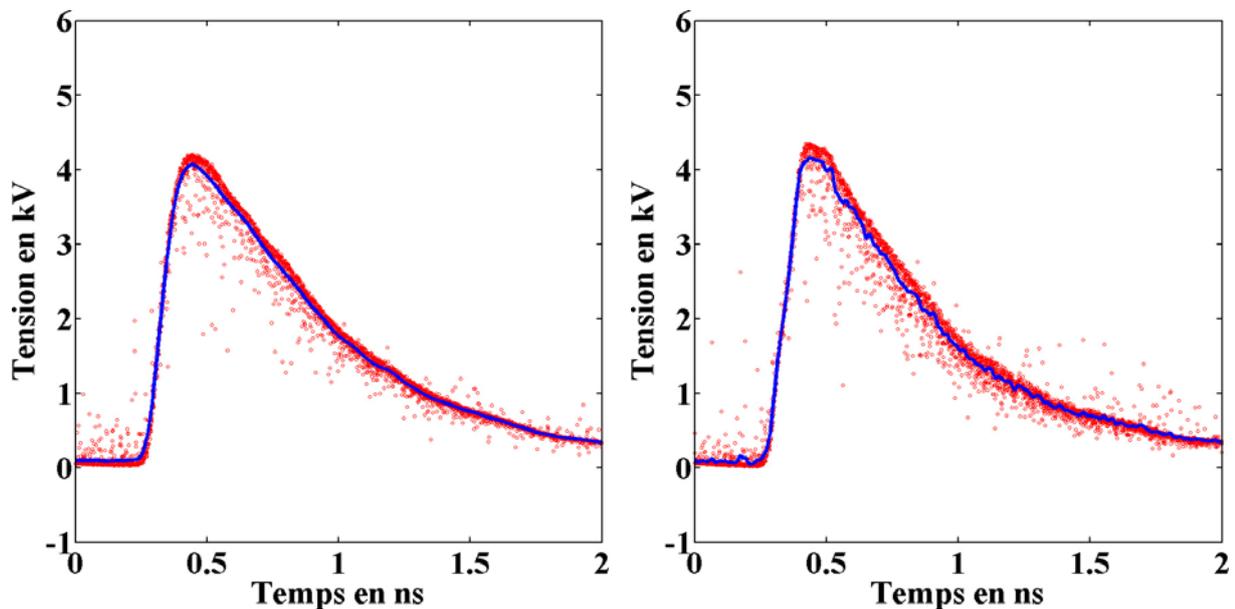


Figure III.28 : Générateur sans isolation à gauche (air), rempli de silicone à droite. L'impact de la silicone est visible sur la forme de l'impulsion et moins sur le front de montée, 112ps et 107ps respectivement (courbes bleues).

L'impact du diélectrique sur la bande passante reste néanmoins faible.

## III.5 Etude comportementale en fonction des paramètres optoélectroniques

### III.5.a Introduction

Cette partie regroupe l'ensemble des études visant à connaître l'impact des paramètres extérieurs sur le comportement du composant lors de la génération d'impulsions électriques. Ces paramètres correspondent à :

- l'énergie optique de commande
- la tension d'alimentation
- la longueur d'onde de l'impulsion optique
- la durée de l'impulsion optique
- l'éclairement (partiel, total)
- la fréquence de la source laser

Le générateur employé est toujours le même tout le long de cette étude et correspond à l'architecture finale retenue pour le démonstrateur de radar ULB (figure III.29).



Figure III.29 : Photographie du générateur ULB pour le démonstrateur de radar ULB.

Le générateur permet de délivrer des impulsions de 10.7kV crête sur une durée de 300ps de largeur à mi-hauteur avec un front de montée de 130ps pour une polarisation de 16kV et une énergie optique de 1.2mJ. L'ensemble des études qui ont été menées, l'ont été en utilisant des valeurs communes des paramètres physiques qui suivent :

- énergie optique, 100 $\mu$ J
- tension de polarisation, 10kV
- longueur d'onde, 1064nm
- durée de l'impulsion optique, 35-40ps
- éclairage homogène

Nous étudierons également les paramètres suivants :

- le temps de recombinaison des porteurs
- la gigue temporelle

### **III.5.b Etude en fonction de l'énergie optique**

L'étude comportementale du générateur ULB en fonction de l'énergie optique de commande a un double but. Le premier est de déterminer l'énergie laser minimale nécessaire à une commutation optimale en termes de tension commutée. Le second est de démontrer le comportement linéaire du régime impliqué lors de la commutation. Nous avons réalisé l'acquisition de 20 profils temporels pour des énergies optiques allant de 50 $\mu$ J à 1.9mJ. L'énergie optique mentionnée dans toute cette partie correspond à l'énergie arrivant sur le composant et non celle réellement absorbée par ce dernier.

L'ensemble des traces obtenues est représenté sur la figure III.30.

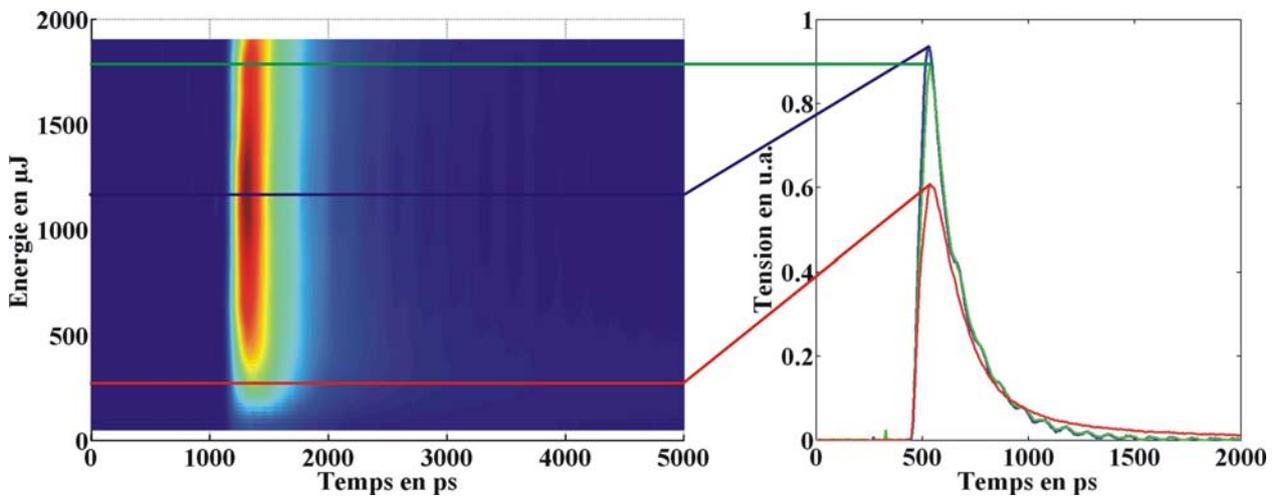


Figure III.30 : Ensemble des profils temporels obtenus pour des énergies optiques de 50µJ à 1.9mJ avec une tension de polarisation de 10kV pour des impulsions optiques à 1064nm de 35ps à 40ps de durée et un éclairage homogène.

La figure III.30 montre que pour une large plage de valeurs de l'énergie optique, le profil temporel des impulsions reste inchangé. En effet pour des énergies comprises entre 1050µJ et 1350µJ les impulsions conservent leur amplitude, 5.9kV, temps de montée, 120ps, et largeur à mi-hauteur, 350ps (figure III.31).

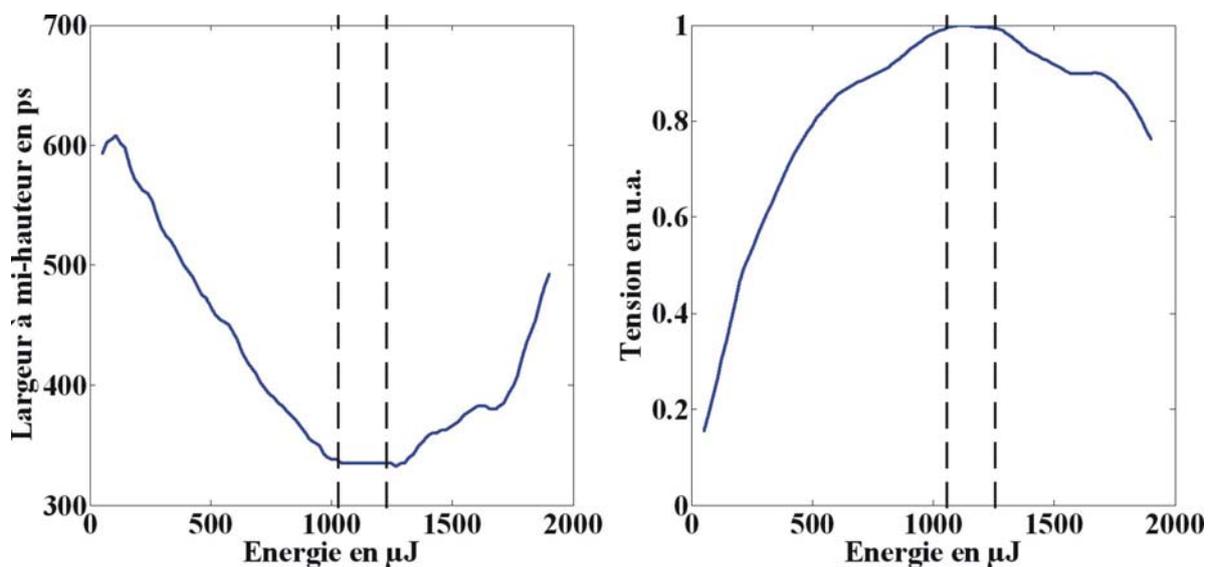


Figure III.31 : Evolution de la largeur à mi-hauteur (gauche) et de la tension crête (droite) en fonction de l'énergie optique.

Au centre de cette plage de valeur (1200 $\mu$ J) les variations de l'amplitude des impulsions sont inférieures à 5%, pour une source laser ayant une stabilité de 2% en énergie entre chaque tir. Ainsi nous disposons d'une plage d'énergie confortable permettant de définir un point de fonctionnement optimal en termes de tension commutée et de stabilité en amplitude des impulsions électriques. Cette plage de stabilité permet également de se prémunir des fluctuations de l'énergie crête délivrée par le laser.

A partir de ces profils temporels il est possible de calculer la quantité de charges électriques commutée pour chaque valeur de l'énergie incidente. Pour cela il suffit d'intégrer les réponses temporelles obtenues précédemment :

$$Q = \int I_{(t)} dt \quad (3.11)$$

Où  $Q$  est la quantité de charges et  $I_{(t)}$  le profil du courant dans le circuit en fonction du temps.

Le résultat de ces intégrales est présenté sur la figure III.32.

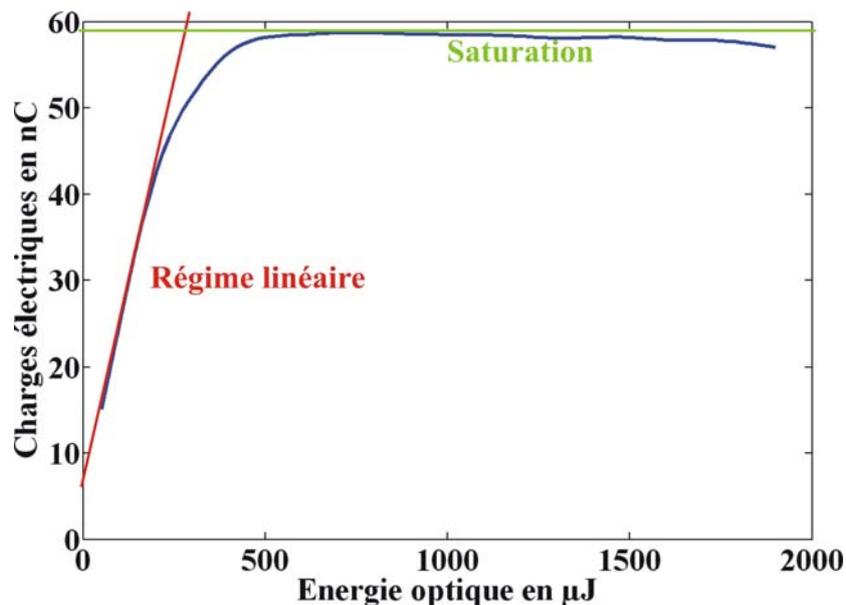


Figure III.32 : Evolution du nombre de charges électriques commandées en fonction de la quantité d'énergie optique appliquée.

La première partie de la courbe (énergie < 250 $\mu$ J) permet de déduire que le composant CEA fonctionne bien en régime linéaire. A partir de l'équation de la droite nous pouvons déduire que la capacité équivalente de ce générateur est de 6pF environ puisque :  $Q = CV$ ,  $V = 10kV$  et

$Q_{\max} \approx 60nC$ . De plus la totalité des charges stockées dans la capacité est évacuée à partir d'une énergie optique de  $500\mu J$ . Au-delà de cette valeur le nombre de charges électriques restent constant. Le seul effet de l'augmentation de l'énergie optique se traduit par l'augmentation de l'efficacité électrique due à la diminution de la résistivité du composant. Par contre pour les valeurs supérieures à  $1350\mu J$  l'efficacité diminue à nouveau alors que le nombre de charges électriques reste constant. L'apport de trop d'énergie optique devient alors néfaste pour la commutation. Un effet thermique du à l'impulsion optique est malgré tout peut probable à cause de sa faible durée et au fait que les effets thermiques nécessite un temps importants pour entrer en jeux. Cette variation de l'efficacité lors d'un éclairnement trop important reste encore non expliquée.

### Calcul de l'efficacité de conversion optoélectronique :

Nous pouvons déduire de ces mesures une valeur approximative de l'efficacité optoélectronique pour la génération d'une impulsion ULB d'amplitude maximale. En effet nous avons seulement accès à l'énergie optique incidente donc les valeurs suivantes ne prennent pas en compte l'absorption, la diffusion et les réflexions aux interfaces entre les différents milieux. Dans ces conditions, nous obtenons :

$$R_{10kV} = \frac{E_{\text{électrique}}}{E_{\text{optique}}} = \frac{\frac{1}{2}QV}{E_{\text{optique}}} = \frac{0.5 \times 60nC \times 10kV}{1200\mu J} = 0.25 \quad (3.12)$$

La génération d'une impulsion électrique de  $5.9kV$ , d'une durée de  $350ps$  à mi-hauteur nécessite quatre fois plus d'énergie optique qu'elle ne libère d'énergie électrique pour une tension de polarisation de  $10kV$ .

Maintenant si nous nous intéressons à l'efficacité optoélectronique définit par le coefficient directeur de la droite du régime linéaire, nous obtenons :

$$R_{10kV} = \frac{0.5 \times (40 - 5)nC \times 10kV}{188\mu J} = 0.93 \quad (3.13)$$

Où les  $5nC$  correspondent aux charges électriques dues aux bruits électroniques sur l'ensemble de l'enregistrement.

## Conclusion :

Cette étude concernant la commutation en fonction de l'énergie optique a permis de mettre en évidence plusieurs comportements.

Le premier enseignement concerne le fonctionnement du semiconducteur. Il est clair que le photocommutateur fonctionne en régime linéaire. Dans cette zone, l'efficacité optoélectronique est proche de l'unité (0.93). L'énergie optique nécessaire à la commutation de l'impulsion électrique la plus courte est de l'ordre de 1.2mJ ce qui induit une efficacité optoélectronique de seulement 0.25.

Le deuxième enseignement est que l'excès d'énergie optique éclairant le semiconducteur est néfaste à l'efficacité électrique et optoélectronique. De plus la durée des impulsions augmente avec le surplus d'énergie optique.

### III.5.c Etude en fonction de la tension de polarisation

Cette étude a pour but de définir si la tension de polarisation a un impact sur le comportement général du générateur. L'étude a conduit à l'acquisition des profils temporels de la figure III.33.

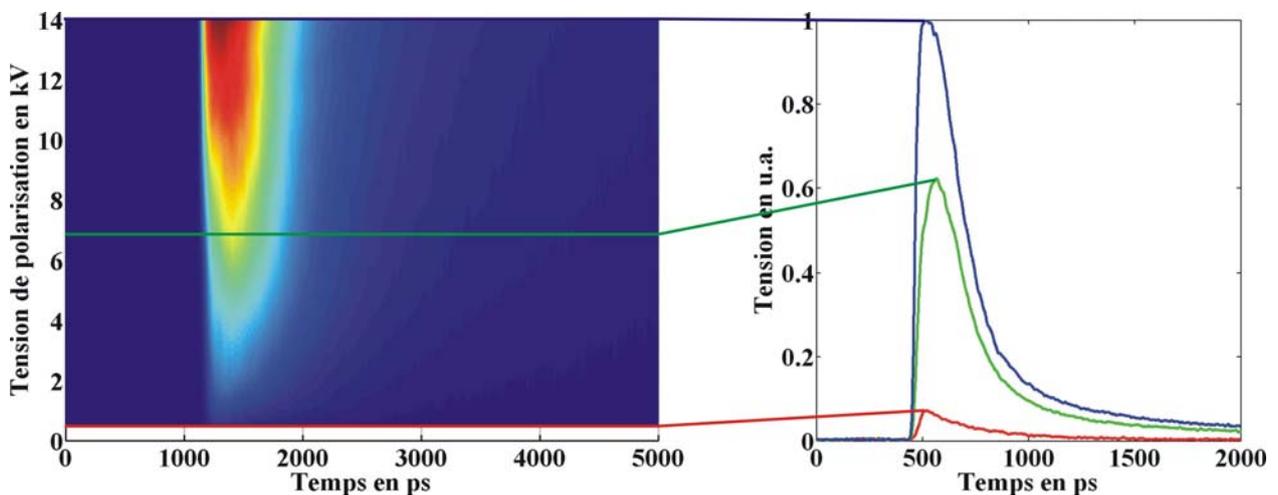


Figure III.33 : Evolutions du profil et la tension des impulsions produites avec la tension de polarisation du générateur. L'énergie optique est fixée à 100 $\mu$ J, la durée de l'impulsion optique est de 35-40ps, la longueur est 1064nm et l'éclairement est homogène.

Le front de montée des impulsions électriques diminue avec la tension de polarisation. La raison logique est que le composant n'absorbe pas de la même façon le rayonnement lumineux à un faible

130

niveau de champ électrique qu'en présence d'un fort niveau. En effet, du fait du régime linéaire, la résistivité du matériau devrait être diminuée de la même manière dans tous les cas puisque l'énergie optique reste constante. Donc la forme temporelle de l'impulsion devrait être inchangée, or le temps de montée évolue avec de la tension de polarisation.

La conséquence de ce comportement est une fluctuation de l'efficacité électrique en fonction de la tension de polarisation. Cette évolution est présentée sur la figure III.34 et montre un affaiblissement d'un facteur deux de l'efficacité électrique pour une tension de polarisation passant de 1kV à 14kV.

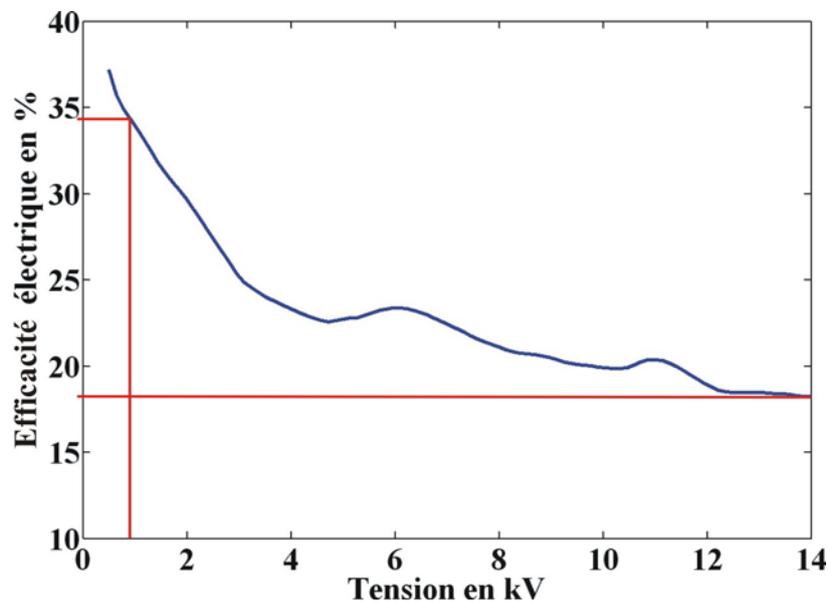


Figure III.34 : Evolution de l'efficacité électrique avec la tension de polarisation.

### Conclusion :

Les résultats obtenus dans cette partie montrent une forte dépendance entre la polarisation et le comportement du photocommutateur. Une modification de la polarisation implique des modifications profondes sur la forme du signal engendré. De plus l'évolution du comportement du composant avec l'augmentation de la tension de polarisation suggère une modification de son spectre d'absorption. Une investigation sur cette évolution est réalisée dans la partie suivante et permettra de confirmer un effet de type Franz-Keldysh (voir paragraphe II.5).

### III.5.d Etude en fonction de longueur d'onde de la source laser pour diverses tensions de polarisation

L'étude précédente ayant fait apparaître une dépendance de l'efficacité électrique en fonction de la tension de polarisation, il se peut que cette variation soit liée à la modification du spectre d'absorption du semiconducteur avec le champ électrique appliqué (effet Franz-Keldysh). Pour révéler cet effet, nous avons réalisé trois mesures pour différentes valeurs de la tension de polarisation du générateur : 1kV, 10kV et 14kV. La difficulté de cette étude est de pouvoir assurer une quantité d'énergie optique constante et d'environ 100 $\mu$ J sur tout le spectre étudié. Pour cela nous avons mesuré à chaque étape l'énergie arrivant sur le composant. Cette mesure a été réalisée par l'intermédiaire d'un miroir métallique escamotable (figure III.35).

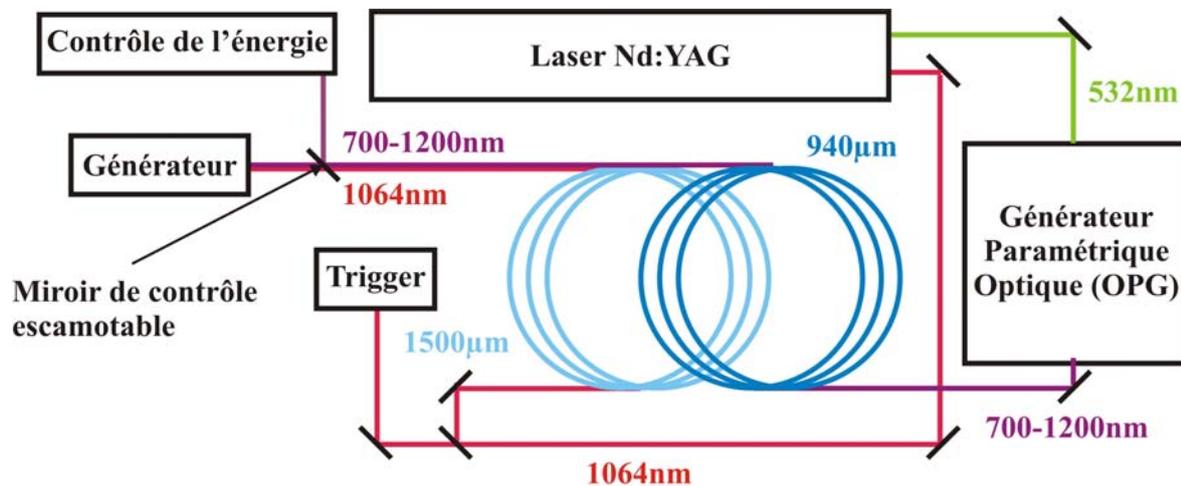


Figure III.35 : Dispositif expérimental pour l'étude en fonction de la longueur d'onde.

L'évolution de l'énergie optique transmise au générateur en fonction de la longueur d'onde est présentée figure III.36.

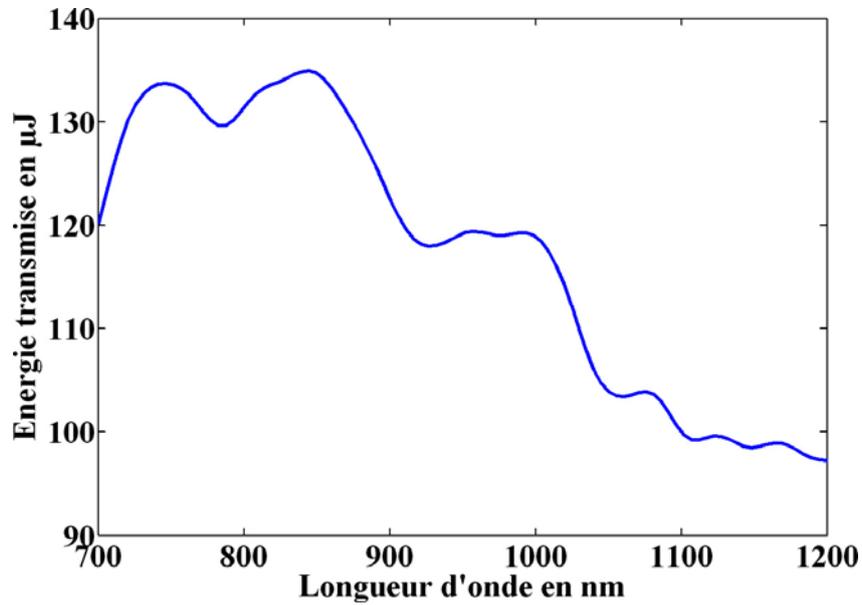


Figure III.36 : Energie réellement transmise au générateur.

Nous constatons que les longueurs d'onde de la région proche infrarouge délivraient davantage d'énergie au composant que les autres, ce qui traduit la réponse spectrale du miroir métallique. De manière à diminuer cet effet sur nos mesures, nous supposerons que le comportement linéaire obtenu précédemment pour des valeurs de l'énergie comprises entre 100µJ et 200µJ peut être utilisé pour moduler les amplitudes des impulsions électriques obtenues. Cela permet de minimiser l'erreur lors de la lecture des courbes de réponse en fonction de la longueur d'onde.

### Etude pour une polarisation de 1kV :

Les résultats obtenus pour une polarisation de 1kV sont présentés sur les figures III.37, III.38 et III.39.

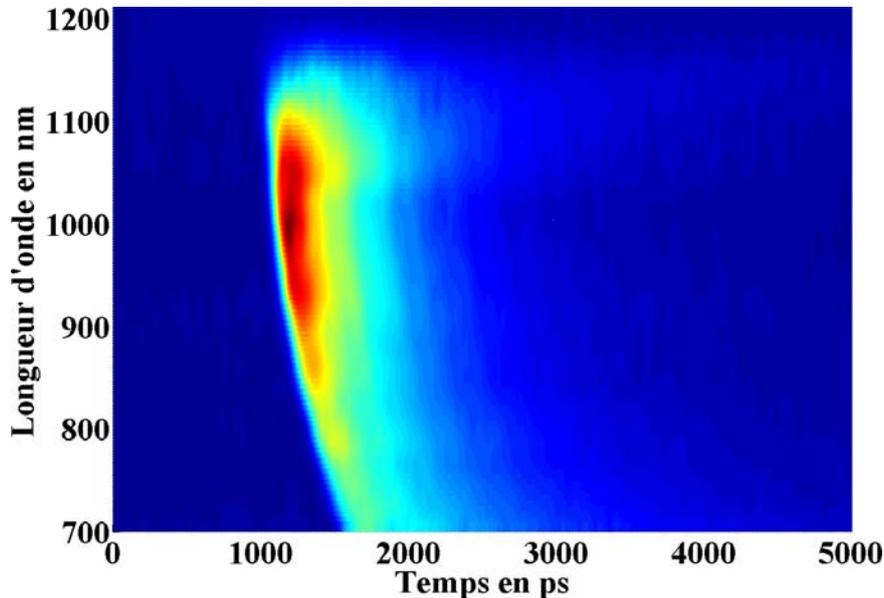


Figure III.37 : Evolution du profil temporel en sortie du générateur en fonction de la longueur d'onde incidente, pour une polarisation de 1kV.

La figure III.37 montre un décalage temporel des impulsions délivrées en fonction de la longueur d'onde. Cet effet est dû à la variation de l'indice de réfraction  $n$  de la silice constituant la fibre de transport avec la longueur d'onde. Cette variation implique une modification de la distance  $L$  parcourue par l'onde lumineuse :  $L = n_{(\lambda)}l$ , où  $\lambda$  désigne la longueur d'onde du rayonnement et  $l$  la longueur de la fibre. L'augmentation de la distance parcourue par l'impulsion lumineuse implique le décalage temporel des impulsions électriques en fonction de la longueur d'onde incidente.

Nous pouvons également constater que le front de montée des impulsions reste relativement constant pour les longueurs d'onde inférieures à  $1\mu\text{m}$ . Le front de montée a tendance à s'élargir pour les longueurs d'onde supérieures à  $1\mu\text{m}$ . Cela est dû à une différence d'absorption du rayonnement : passage par un niveau intermédiaire pour les longueurs d'onde supérieures à  $1\mu\text{m}$  et absorption sans transition supplémentaire pour celles inférieures à  $1\mu\text{m}$ .

Les évolutions des courbes III.38 et III.39 représentant la largeur à mi-hauteur de l'impulsion électrique et la tension maximale en sortie de générateur en fonction de la longueur d'onde d'excitation montrent un optimum autour de 988nm.

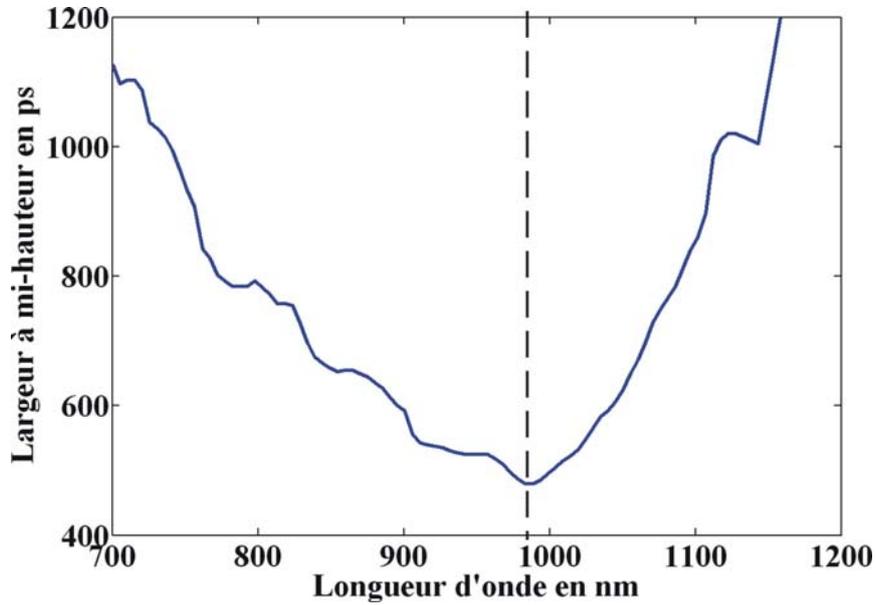


Figure III.38 : Variations de la durée de l'impulsion électrique en fonction de la longueur d'onde, pour 1kV.

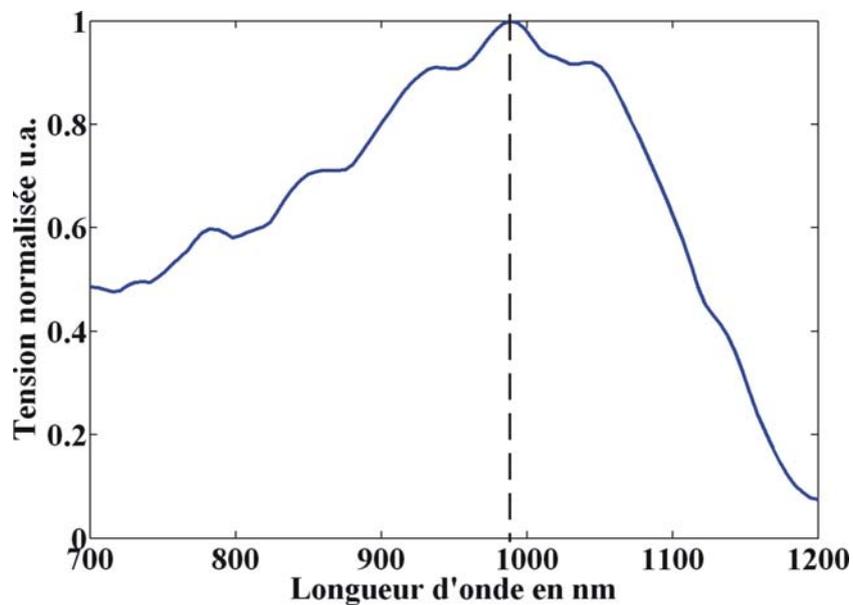


Figure III.39 : Variations de l'amplitude des impulsions électriques en fonction de la longueur d'onde, pour 1kV.

La longueur d'onde de 988nm correspond ici au maximum de densité de courant engendré. Ce paramètre est directement relié à l'absorption du rayonnement par le matériau et en partie à la transparence des milieux traversés.

### Etude pour une polarisation de 10kV :

Les résultats obtenus pour une polarisation de 10kV sont présentés sur les figures III.40, III.41 et III.42.

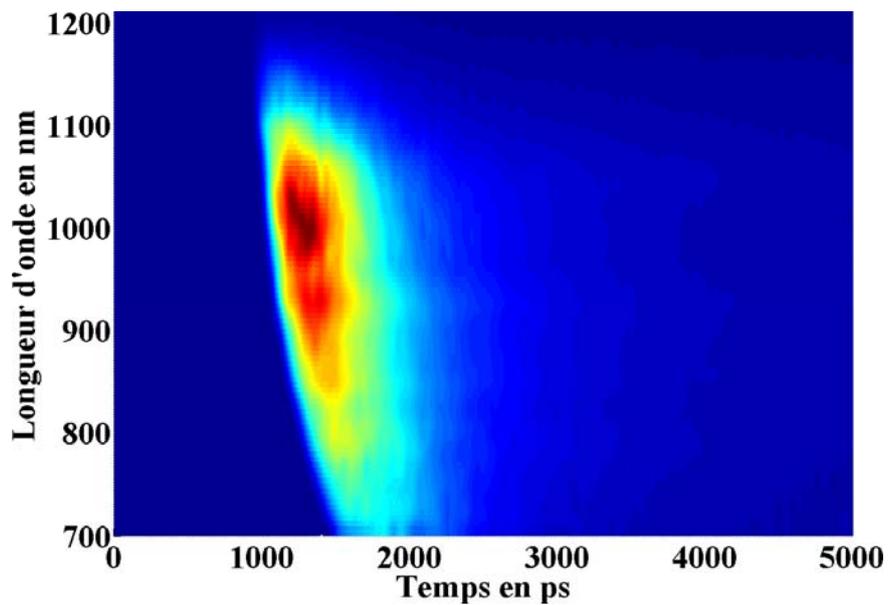


Figure III.40 : Evolution du profil temporel en sortie du générateur en fonction de la longueur d'onde incidente, pour une polarisation de 10kV.

Au-delà du même comportement obtenu précédemment concernant le décalage temporel des impulsions, il apparaît que le front de montée des impulsions commutées reste relativement constant sur l'ensemble de la plage de longueur d'onde contrairement au cas à 1kV.

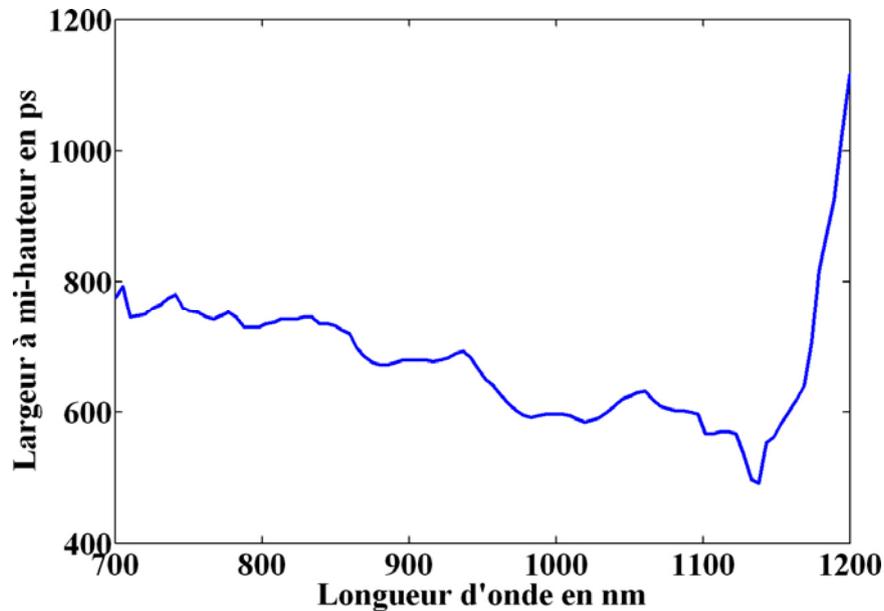


Figure III.41 : Variations de la durée de l'impulsion électrique en fonction de la longueur d'onde, pour 10kV.

Les variations de la durée de l'impulsion sont moins marquées à 10kV que précédemment à 1kV. De plus l'impulsion électrique la plus courte est obtenue pour une longueur d'onde de 1150nm malgré la faible amplitude générée. Les raisons de ce minimum peuvent être :

- une erreur de mesure liée au faible niveau électrique du signal mesuré.
- la conséquence d'une transition particulière à 1150nm.

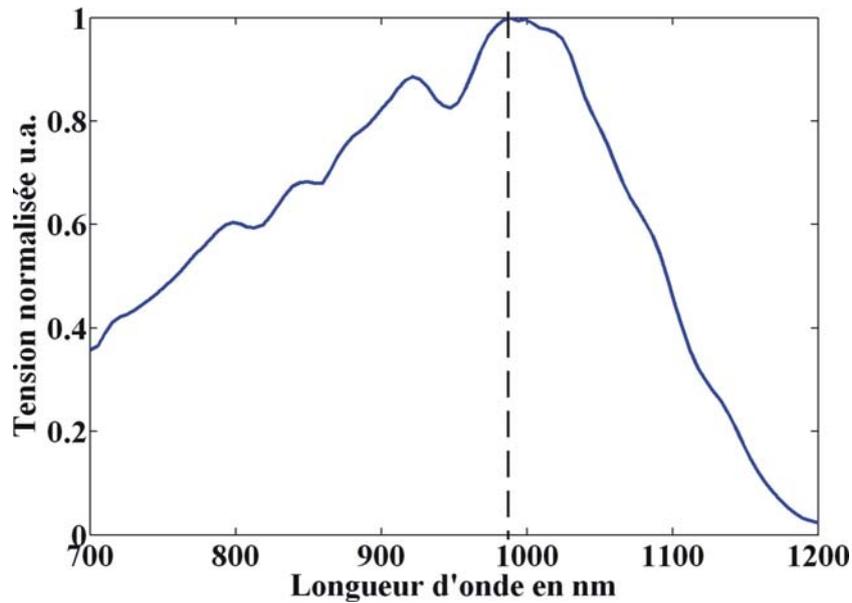


Figure III.42 : Variations de l'amplitude des impulsions électriques en fonction de la longueur d'onde, pour 10kV.

A 10kV, le pic d'absorption est encore aux environs de 988nm. Par contre nous pouvons noter une brusque diminution de l'efficacité électrique à 1064nm entre la polarisation de 1kV et celle de 10kV. La largeur de la plage de longueur d'onde est ici plus faible que dans le cas d'une polarisation à 1kV.

#### **Etude pour une polarisation de 14kV :**

Maintenant les résultats obtenus à 14kV sont présentés sur les figures III.43, III.44 et III.45. Les mêmes observations qu'à 10kV peuvent être portées ici, un pic proche de 1150nm persiste.

De même, la durée des impulsions générées est relativement constante sur l'ensemble du spectre (figure III.44).

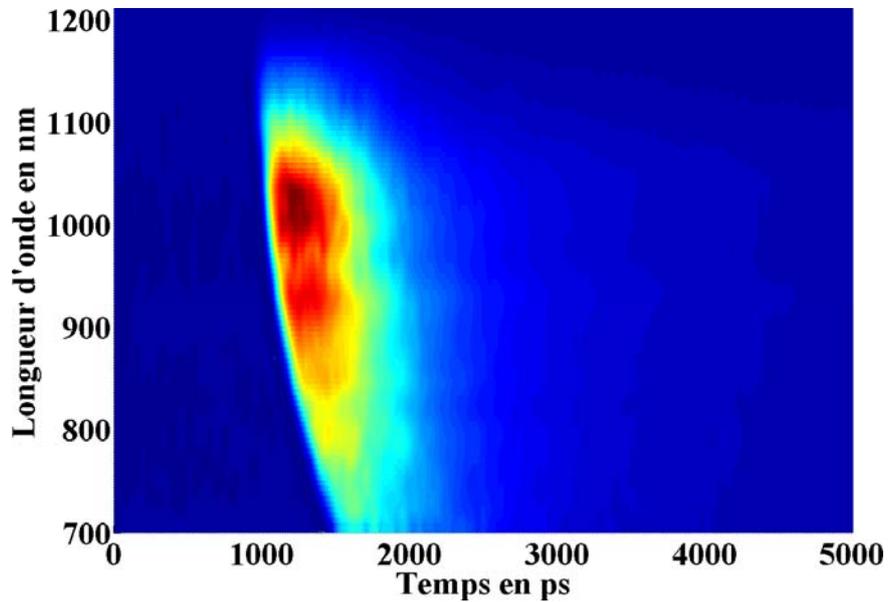


Figure III.43 : Evolution du profil temporel en sortie du générateur en fonction de la longueur d'onde incidente, pour une polarisation de 14kV.

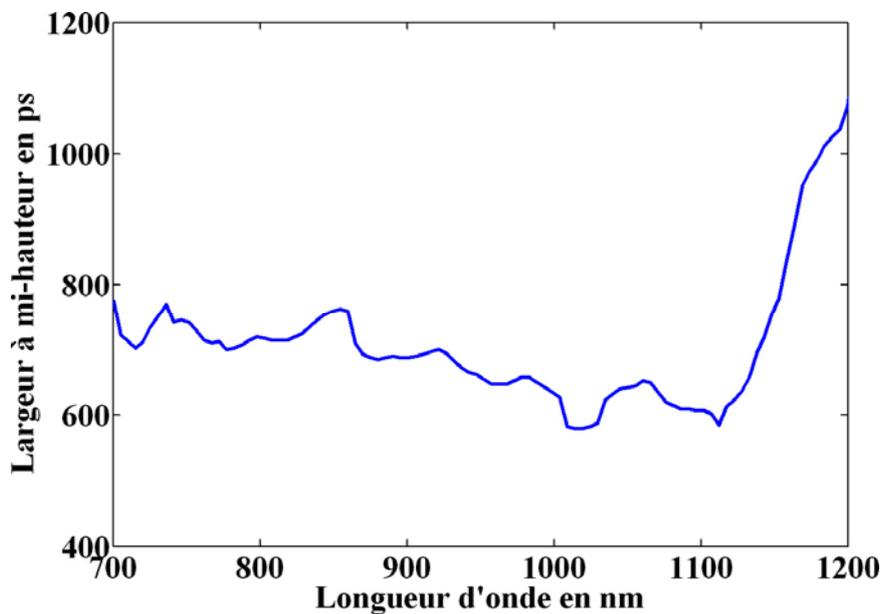


Figure III.44 : Variations de la durée de l'impulsion électrique en fonction de la longueur d'onde, pour 14kV.

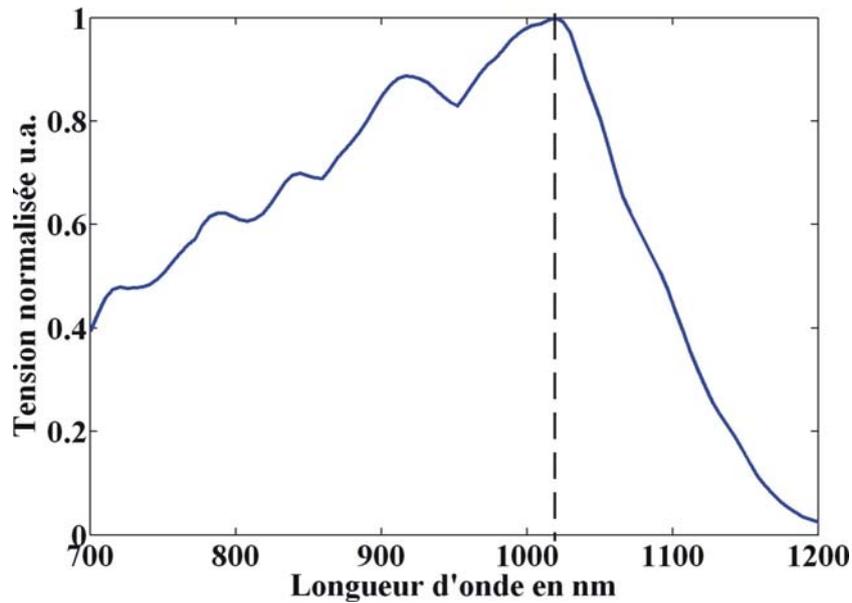


Figure III.45 : Variations de l'amplitude des impulsions électriques en fonction de la longueur d'onde, pour 14kV.

Le pic d'absorption à 14kV est nettement décalé vers les longueurs d'onde élevées, il se situe maintenant aux environs de 1020nm. L'efficacité à 1064nm reste inchangée entre 10kV et 14kV.

**Conclusion :**

Après ces études, nous notons une évolution du comportement du photocommutateur en fonction de la longueur d'onde d'excitation. En effet un décalage significatif de la longueur d'onde induisant une commutation maximale est observé en fonction de la tension de polarisation. Un décalage de plus de 30nm vers les grandes longueurs d'onde a été enregistré pour une évolution de la tension de polarisation de 1kV à 14kV. De plus la plage de longueur d'onde permettant une commutation la plus efficace est diminuée de 15% à 20%.

Dans le cas où l'évolution de la tension commutée est liée à l'absorption du matériau (ce qui est le cas ici) nous pouvons en déduire une modification des conditions d'absorption du matériau et un décalage de celle-ci vers les hautes longueurs d'onde avec l'augmentation de la tension de polarisation. Cet effet de variation de l'absorption d'un semiconducteur est connu sous le nom d'effet Franz-Keldysh et a été largement étudié (paragraphe II.5). Néanmoins, ce décalage est tempéré par la variation de la transparence du diélectrique isolant dont nous ignorons la constitution.

Ces conclusions sont résumées dans le tableau III.7.

Polarisation en kV	Longueur d'onde du pic d'absorption en nm	Largeur spectrale en nm à -3dB	Rendement électrique en % à 1064nm
1	988±10	236±10	84
10	988±10	195±10	68
14	1020±10	195±10	65

Tableau III.7 : Résumé des variations de la longueur d'onde de commutation optimale en fonction de la tension de polarisation.

### III.5.e Etude en fonction de la durée des impulsions optiques

Pour réaliser cette étude, nous avons employé les sources lasers disponibles et déjà présentées au paragraphe III.4.a. Les deux sont des lasers Nd:YAG fonctionnant à 1064nm. La première ayant servi à la majorité des études précédentes délivre des impulsions de 25ps avec une stabilité en énergie de 2%. La seconde peut délivrer au choix des impulsions de 35ps ou 120ps avec une stabilité en énergie de 10% à 20%. J'ai alors obtenu les résultats de la figure III.46.

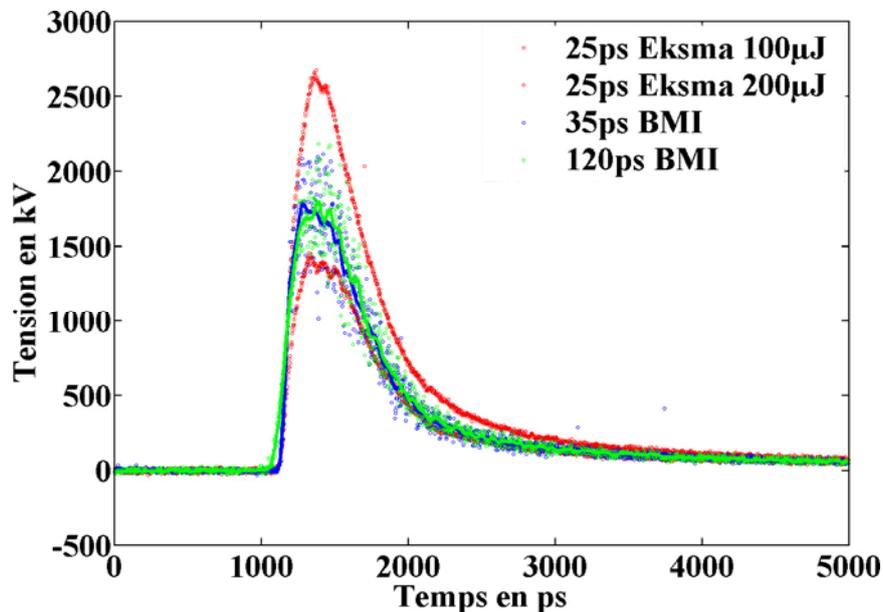


Figure III.46 : Evolution de la forme des impulsions électriques en fonction de la durée des impulsions optiques.

A cause des fluctuations importantes de l'énergie de la seconde source (20%), nous avons représenté les profils obtenus pour 100 $\mu$ J et 200 $\mu$ J avec la source la plus stable (2%). Le photocommutateur utilisé est celui de 8mm possédant un front de montée limite de 65ps. Les impulsions électriques ont un front de montée au mieux de 130ps avec ce générateur.

### **Conclusion :**

Nous démontrons que les impulsions électriques obtenues ont toutes la même évolution temporelle. Les seules différences sont obtenues au niveau du front de montée. En effet pour une impulsion optique largement inférieure à la durée du front de montée des impulsions électriques aucune variation n'est enregistrée. Par contre, pour des durées similaires, la limitation de la vitesse de commutation n'est plus réalisée par le comportement de filtre passe-bas du montage mais par le front de montée de l'impulsion optique. Cet effet prouve le comportement linéaire du photocommutateur en fonction de l'énergie optique reçue.

### **III.5.f Etude en fonction de l'éclairement**

Cette étude a pour but de déterminer l'influence de la surface éclairée sur le composant CEA. Quatre motifs ont été testés : un éclairage homogène, point commun de toutes les études de cette partie, et trois éclairages localisés, au centre, côté haute tension et côté charge voir figure III.47.

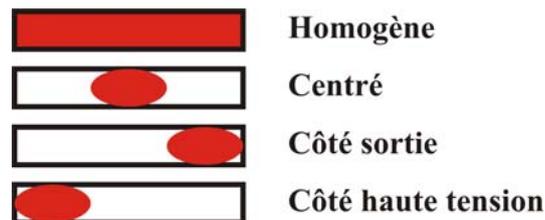


Figure III.47 : Positions et formes du faisceau laser illuminant le composant.

Les éclairagements localisés représentaient environ un quart ou un tiers de la longueur du composant. Les résultats sont présentés sur la figure III.48.

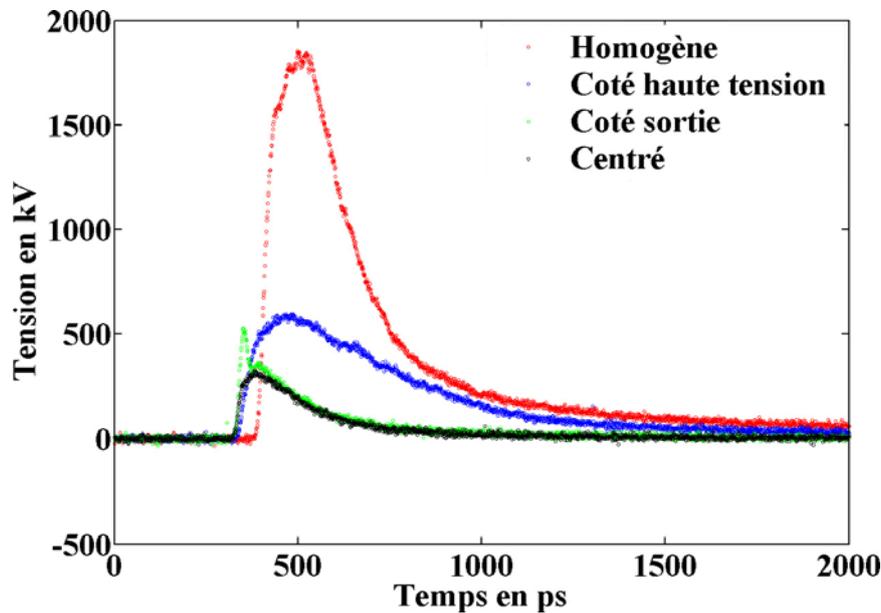


Figure III.48 : Réponse du générateur en fonction des parties éclairées sur le composant CEA.

### Conclusion :

Le décalage temporel entre les traces est dû à la modification de la position du système optique permettant la mise en forme du faisceau laser et n'est absolument pas lié à l'étude de l'éclairage du photoconducteur.

Une asymétrie comportementale est perceptible entre l'éclairage localisé côté haute tension et les illuminations du composant au centre ou en sortie [67]. Un éclairage partiel du composant ne provoque pas de phénomènes d'amplification non-linéaires. De plus, il apparaît que l'éclairage homogène est la manière la plus adéquate d'obtenir une efficacité électrique maximale. Par contre la remontée de la résistivité du composant est plus rapide pour un éclairage localisé au niveau de l'électrode positive. L'impulsion électrique est alors plus puissante que celle produite par un éclairage côté sortie et d'amplitude comparable à celle de l'éclairage central. L'origine de ce comportement est encore inconnue. Cette mise en forme temporelle pourrait se révéler intéressante et devra faire l'objet d'une étude approfondie. Néanmoins, il est logique en régime linéaire d'obtenir une efficacité électrique optimale pour un éclairage homogène du composant photosensible.

### III.5.g Etude de l'influence de la cadence de la source laser

Ne disposant pas de source suffisamment énergétique et de cadence supérieure à 20Hz. Nous proposons ici l'étude d'un générateur basse tension délivrant des impulsions d'environ 40ps à 150V d'amplitude avec environ 5 $\mu$ J d'énergie optique et une polarisation de 1kV. La source laser employée pour cette étude est un micro-laser délivrant des impulsions de 700ps, avec une énergie de 5 $\mu$ J et une cadence de 6.6KHz. Le problème de ce laser est que les impulsions optiques qu'il produit sont très longues devant celles employées jusqu'à présent. L'énergie fournie serait suffisante à une commutation optimale si les impulsions étaient plus courtes. Néanmoins cette source peut nous permettre de mettre en évidence le comportement du générateur à une cadence élevée ainsi que la dépendance de l'efficacité électrique à la variation d'énergie optique absorbée au court du temps. La figure III.49 représente le montage de test réalisé.

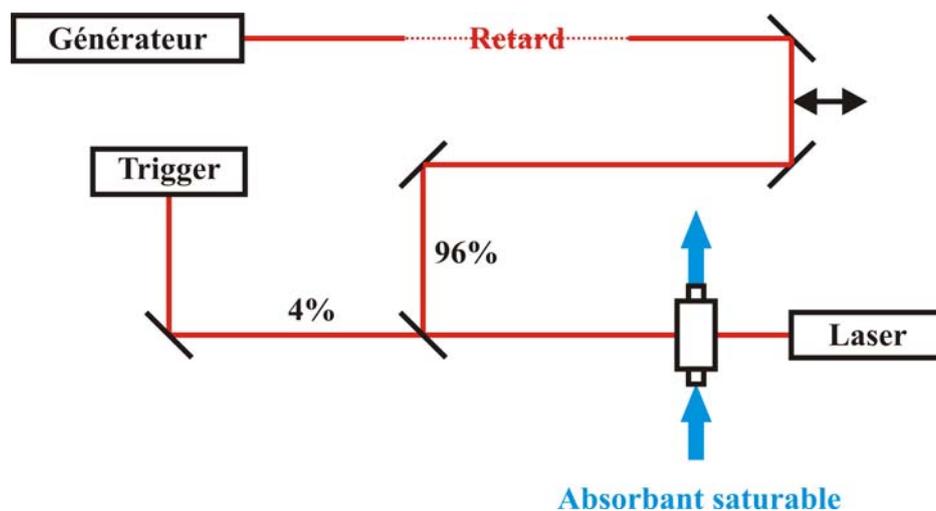


Figure III.49 : Schéma du montage permettant l'étude de l'influence de la cadence de la source laser sur le générateur ainsi que l'importance de la forme de l'impulsion.

Pour agir sur la variation d'énergie optique absorbée par unité de temps, nous avons inclus sur le trajet du faisceau laser une cellule à colorant contenant un absorbant saturable dont nous pouvons modifier la concentration. Le rôle de l'absorbant est de raidir le front de montée de l'impulsion optique à la sortie du laser. L'inconvénient de ce système est la diminution de l'énergie optique totale disponible au final.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure III.50.

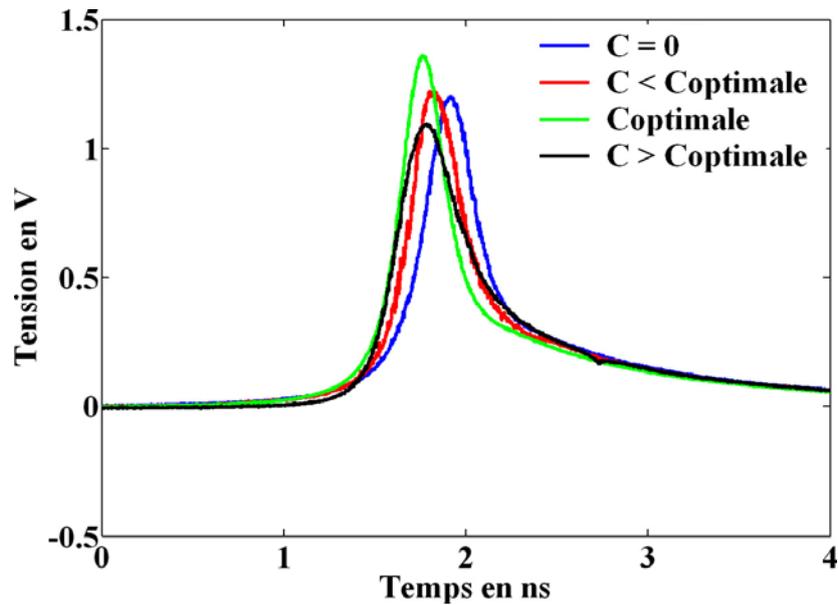


Figure III.50 : Influence du front de montée sur l'efficacité électrique.

Nous constatons que plus l'apport d'énergie est important par unité de temps, plus l'efficacité électrique augmente. Néanmoins, la source laser ne délivre pas assez d'énergie pour améliorer considérablement l'efficacité. Au-delà d'une certaine concentration le manque d'énergie optique ne permet pas de commuter une amplitude supérieure. Pour des impulsions optiques longues le facteur qui caractérisera l'amplitude maximale commutable est la dérivée de l'énergie optique absorbée au court du temps, soit le front de montée de ces dernières.

Pour tester l'influence de la fréquence de répétition de la source laser sur les composants CEA, nous avons adopté un générateur de type ligne chargé de manière à avoir toujours une quantité d'énergie électrique importante. Nous avons obtenu par acquisition de l'enveloppe inférieure et supérieure du signal généré sur 10 minutes de données cumulées, les traces de la figure III.51. Les rebonds suivant l'impulsion principale sont dus aux réflexions progressives de la fin du signal lors de la réouverture du photocommutateur.

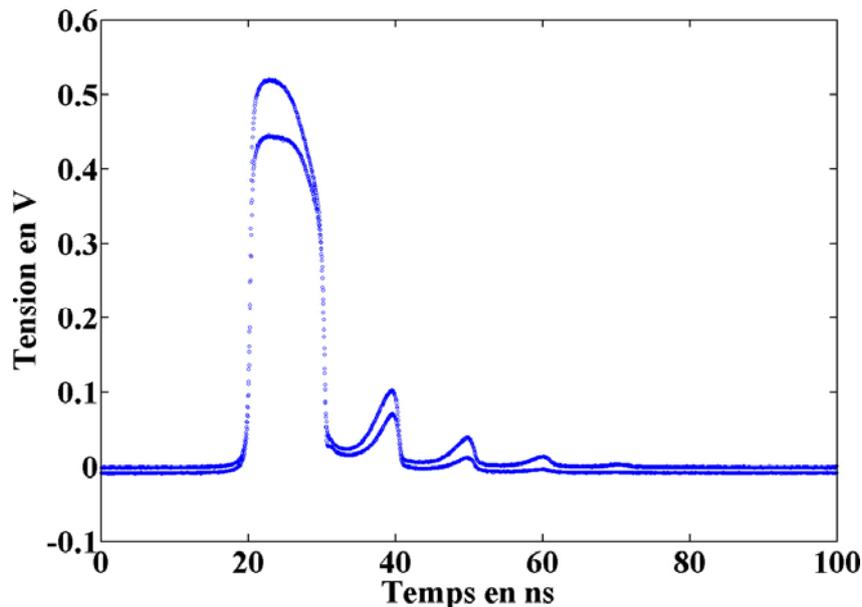


Figure III.51 : Enveloppes des créneaux mesurées pour une source laser de 6.6KHz pendant 10 minutes.

La variation de l'enveloppe du créneau est de 20% en amplitude. La dérive de l'amplitude reste lente au court du temps mais cyclique, ce qui laisserait supposer la présence d'effets thermiques (l'évolution de la conductivité du semiconducteur induit une évolution de la conductivité thermique). Par contre il n'est pas possible de conclure que les effets thermiques sont induits par l'échauffement du photocommutateur. Il pourrait tout aussi bien s'agir d'effets thermiques au niveau de la source laser, malgré le fait qu'elle ne présente pas de variation de sa puissance moyenne visible. La montée en cadence des générateurs ULB pourrait donc poser des problèmes thermiques et limiter la durée de vie du photocommutateur. Pour cela une étude avec une source picoseconde énergétique possédant une haute cadence est nécessaire. Néanmoins, la forme des impulsions obtenues sur la figure 51 montre le temps de recombinaison des porteurs pour ce composant soumis à des impulsions longues et une ligne chargée courte. Ce temps de

recombinaison est de l'ordre de 20ns avec un début de la recombinaison à 5ns après l'illumination du photocommutateur.

### **Conclusion :**

Il semblerait aucun effet thermique n'affecte de manière importante le fonctionnement du commutateur. De plus aucune limitation en terme de durée de vie n'a été observée. Lors de cette expérience le générateur a produit environ 100 millions d'impulsions. Au moment où ces résultats ont été obtenus nous ne possédions pas de source laser plus puissante. Néanmoins dernièrement j'ai pu utiliser deux sources de type microchip délivrant des puissances largement plus importantes. Cette étude a pu être complétée et est présentée dans la partie V.1 de ce document.

### III.5.h Etude de la recombinaison des porteurs

La recombinaison des porteurs peut être déterminée à partir de l'allure de la décroissance exponentielle sur un signal long. Pour pouvoir mesurer ce phénomène nous avons employé des générateurs disposant de beaucoup de charges électriques et nous avons mesuré leur réouverture dans des conditions optimales de fonctionnement (énergie optique suffisante). Nous utiliserons des générateurs à ligne chargée avec une longueur d'une vingtaine de mètres soit une durée de signal supérieure à 200ns. Pour un composant CEA capable de tenir une tension de polarisation de 100V. La figure III.52 nous présente l'allure de la décroissance exponentielle.

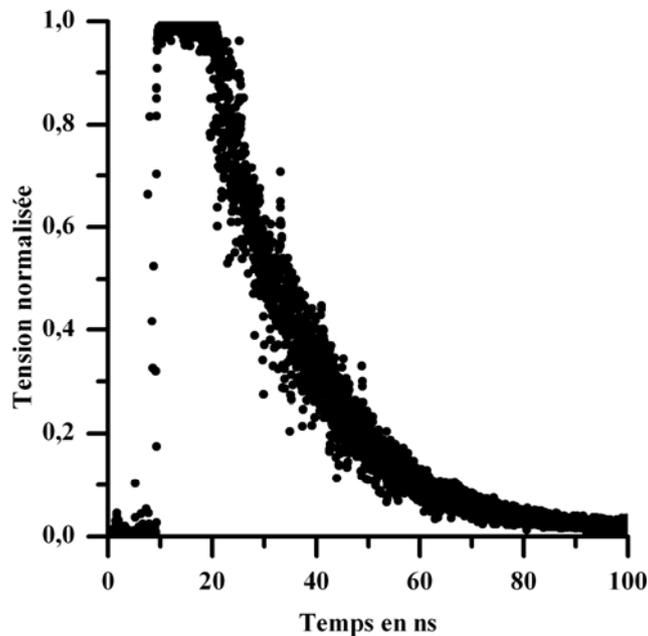


Figure III.52 : Mise en évidence expérimentale du temps de recombinaison des porteurs pour un composant CEA polarisable jusqu'à 100V.

Sachant que pour  $e^{-\frac{t}{\tau}} = \frac{1}{10}$ , nous avons  $t = \tau \ln(10) = 2.3\tau$  où  $\tau$  est le temps caractéristique de la décroissance exponentielle, il est facile de déterminer le temps caractéristique de la recombinaison des porteurs. Pour le générateur précédent nous avons :  $\tau \approx (60 - 25) / 2.3 \approx 15ns$ .

Nous pouvons également appliquer cette évaluation à un générateur de créneau composé d'un composant de 5kV. Nous obtenons alors :  $\tau \approx (50 - 15) / 2.3 \approx 15ns$ . La figure III.53 représente

l'impulsion obtenue par ce générateur. La ligne chargée est dans ce cas plus petite (2m environ) à cause de la forte puissance du signal que ne pourrait pas supporter les atténuateurs.

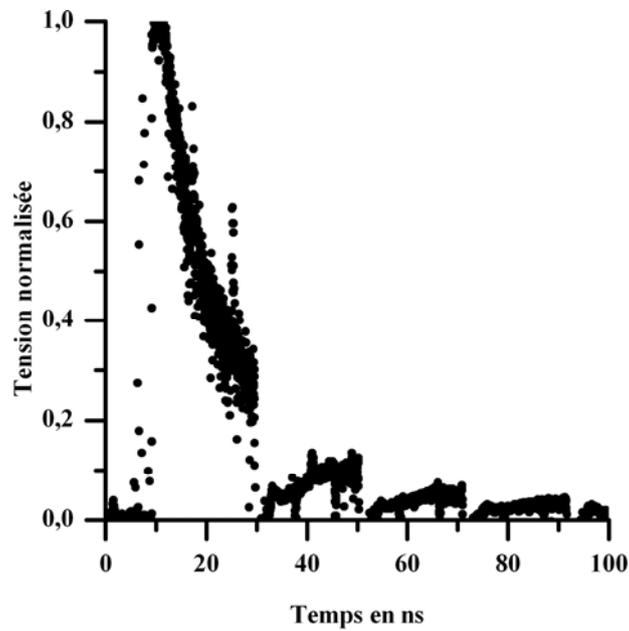


Figure III.53 : Mise en évidence expérimentale du temps de recombinaison des porteurs pour un composant CEA polarisable jusqu'à 5kV.

La figure III.54 représente un générateur basé sur un composant de nature différente des précédents (dopage différent, composant 1kV) à différentes tensions de polarisation.

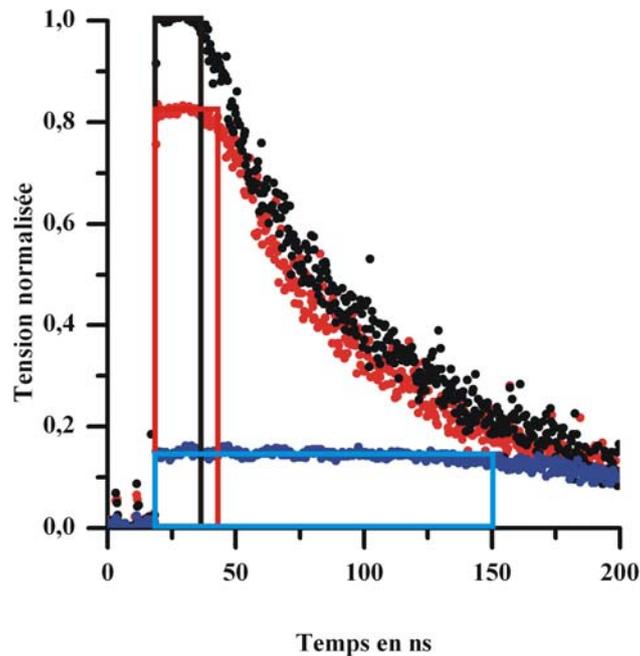


Figure III.54 : Mise en évidence expérimentale du temps de recombinaison des porteurs pour un composant CEA polarisable jusqu'à 1kV, pour trois polarisations différentes.

Si nous calculons le temps caractéristique de la recombinaison des porteurs pour ce dernier, nous obtenons :  $\tau \approx (200 - 40) / 2.3 \approx 70ns$ . De plus nous constatons que le début de la recombinaison des porteurs n'intervient qu'à partir du moment où suffisamment de charges électriques se sont évacuées. Cela n'a rien à voir avec le phénomène de « lock-on » sinon toute l'onde stationnaire aurait été évacuée. Le temps pendant lequel le composant reste fermé dépend du niveau de saturation du semiconducteur en porteurs photogénérés et du flux électrique le traversant. Ce flux dépend bien évidemment de la tension de polarisation. Donc tant qu'il existe suffisamment de porteurs dans le semiconducteur pour transmettre le flux de charges électriques le signal électrique reste constant. Lorsque le nombre de porteurs devient insuffisant pour maintenir le flux maximal de charges électriques, la recombinaison des porteurs devient visible sur le signal. Cette constatation est confirmée par l'étude précédente sur la montée en cadence. En effet pour une impulsion optique différente et une énergie moindre le comportement du générateur du paragraphe III.5.g montre un temps de fermeture plus court (5ns) et un temps de recombinaison plus rapide (20ns) pour le même photocommutateur que celui du générateur de la figure III.54.

## Conclusion :

Le phénomène de recombinaison des porteurs dépend du profil et de l'énergie optique délivrée au photocommutateur ainsi que du flux électrique le traversant. Donc les caractéristiques de l'impulsion optique déterminent en partie le temps pendant lequel le photocommutateur reste fermé et la vitesse de recombinaison des porteurs. Néanmoins ce phénomène pourrait être comparable au comportement des capteurs photosensibles en fonction la tension de polarisation. Un capteur fortement polarisé a un temps de réponse plus court que pour des tensions de polarisation moindres. Ainsi dans notre cas la réponse « lente » est liée à une « faible » polarisation.

### III.5.i Synchronisation des générateurs ULB

Afin de terminer notre étude comportementale, il nous reste à vérifier la possibilité de maintenir une relation temporelle stable entre plusieurs générateurs ULB et donc de déduire la gigue temporelle du photocommutateur. Pour cela nous avons réalisé le dispositif expérimental de la figure III.55.

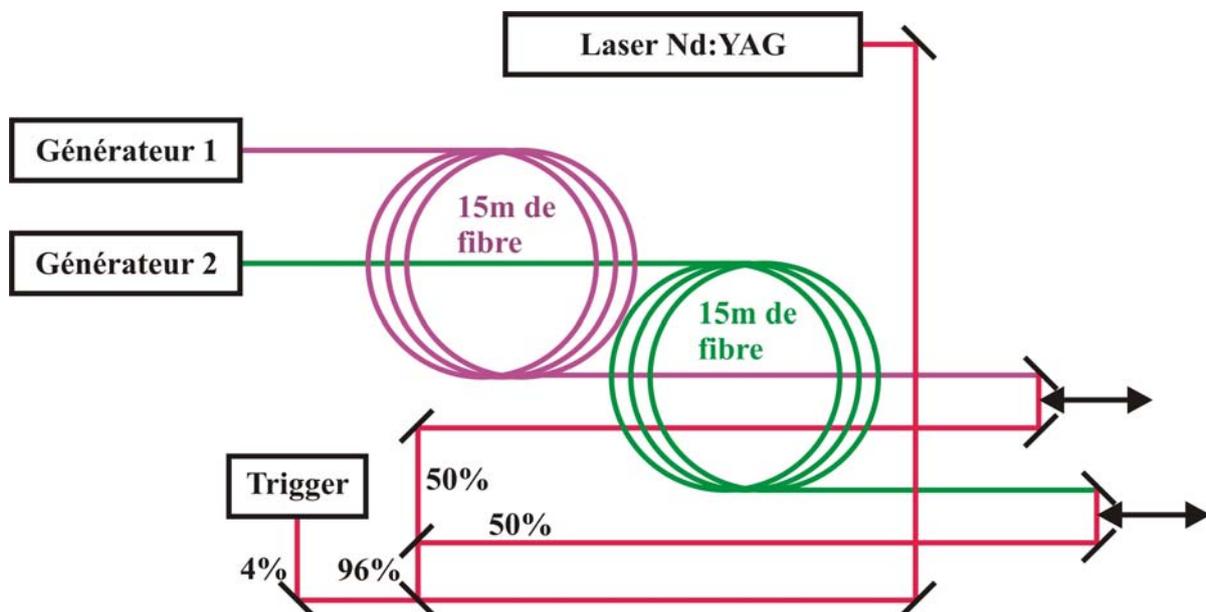


Figure III.55 : Schéma du dispositif expérimental permettant de maintenir une relation temporelle stable entre les générateurs.

Le dispositif comporte notre source laser, deux lignes à retard à air variables, deux fibres optique de 15m, leur système d'injection et de mise en forme du faisceau optique. J'ai alors obtenu les traces des figures III.56 et III.57.

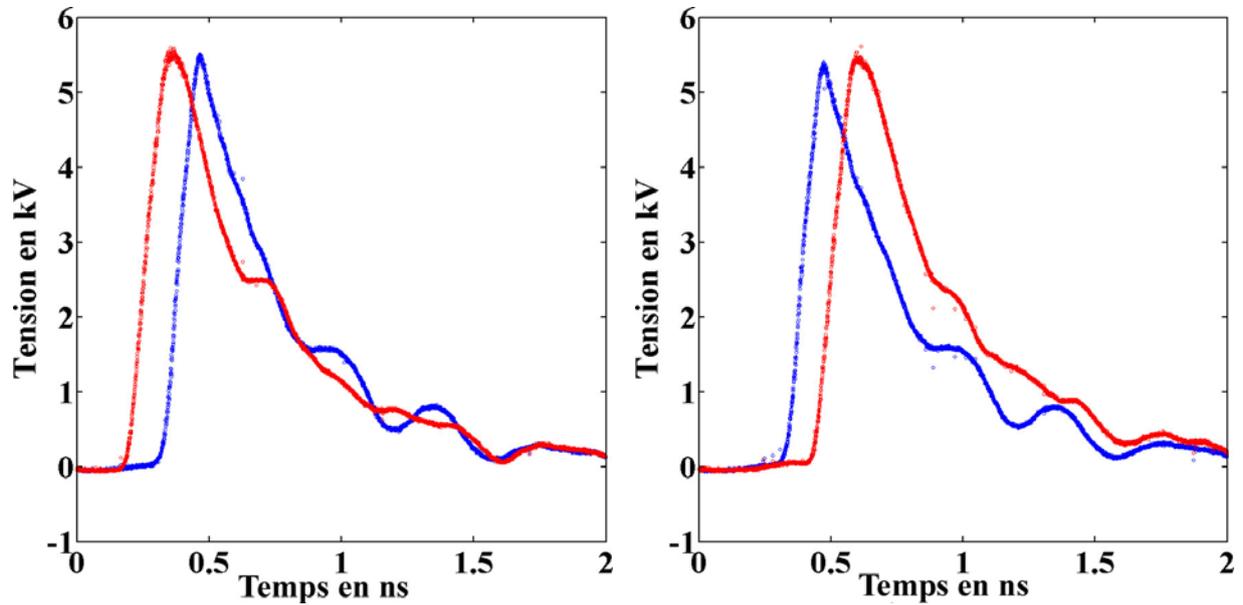


Figure III.56 : Mise en évidence du maintien d'un décalage temporel constant entre deux générateurs ULB (trace rouge et bleue). A gauche le générateur représenté par la trace rouge est en avance sur le second, à droite le générateur représenté par la trace rouge est en retard.

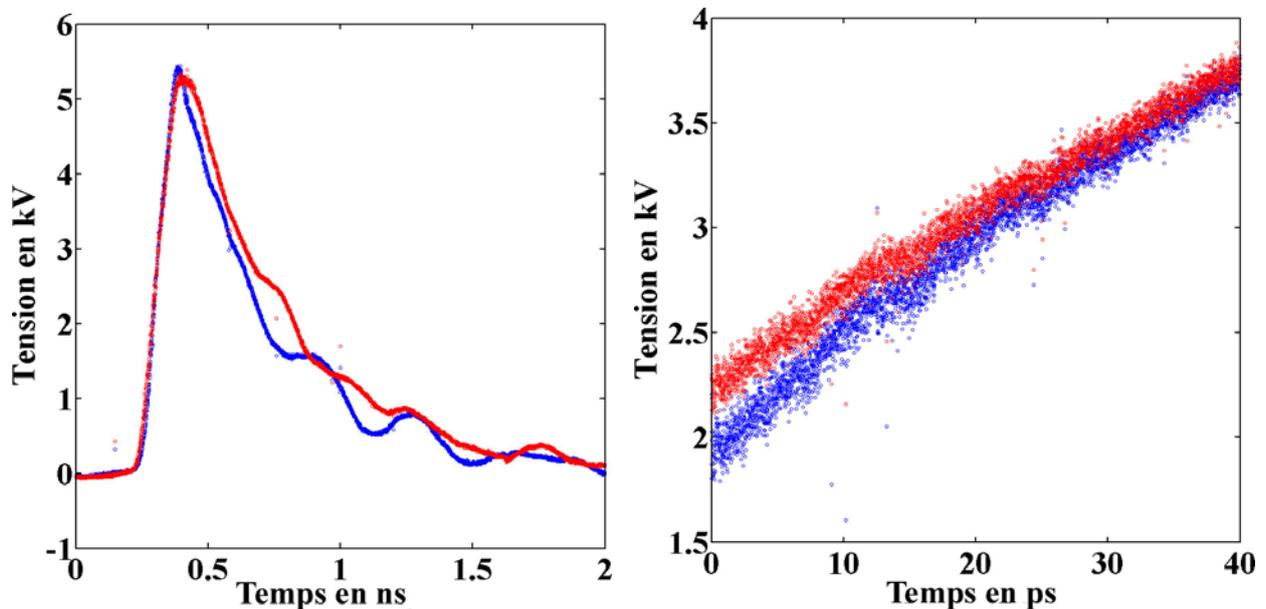


Figure III.57 : Mise en évidence de la synchronisation de deux générateurs ULB sans décalage temporel. A droite zoom temporel sur le milieu du front montant des impulsions.

Les courbes de la figure III.56 ont été obtenues pour un écart constant entre les impulsions optiques déclenchant les deux générateurs. Ce décalage est fixé par les lignes à retard optique et est totalement maîtrisable grâce à la division de l'impulsion laser initiale. Les traces obtenues sont composées de 4000 points de mesure et montrent des profils quasi-identiques. Seuls les fronts de descentes montrent des différences notables puisque les deux générateurs n'ont pas été réalisés sur le même modèle d'architecture. La modification du retard optique entre les impulsions permet une synchronisation parfaite des traces électriques.

### **Conclusion :**

Il est possible de contrôler le parfait synchronisme de deux générateurs grâce à un décalage temporel constant des impulsions lasers de commande réalisé par des lignes à retard optiques. Une précision d'une picoseconde est obtenue avec une modification de 0.15mm du chemin optique emprunté par les impulsions. Pour cela il suffit de déplacer les deux miroirs des lignes à retards. Les nuages de points obtenus par notre oscilloscope séquentiel ont une largeur d'au plus 5ps. Notre oscilloscope a une gigue temporelle au déclenchement de l'ordre de 3.5ps pour l'acquisition de la partie droite de la figure III.55. Il est donc possible de synchroniser deux générateurs avec une précision d'au mieux 2ps [68]. Cette valeur ne saurait correspondre à la gigue d'un générateur. En effet, rien ne prouve que toutes les impulsions optiques de commande aient la même forme et la même énergie. Néanmoins, la gigue temporelle des générateurs est estimée inférieure à 1ps en prenant en compte la gigue du trigger.

### III.5.j Bilan comportemental

Les résultats des études précédentes sont regroupés dans le tableau III.8.

Paramètres	Effets sur le profil de l'impulsion			Effets sur le photocommutateur	
	Front de montée	Durée	Rendement électrique	Spectre d'absorption	Début de la recombinaison
Energie optique	~1ps	~10ps	~20%		~10ns
Tension	~10ps	~50ps	~20%	~40nm	~10ns
Longueur d'onde	~1ps	~200ps	~80%		
Durée des impulsions optiques	~1ps	~10ps	~5%		~1ns
Eclairement	~1ps	~100ps	~50%		

Tableau III.8 : Résumé de l'impact des paramètres extérieurs sur le fonctionnement du générateur hyperfréquence.

Nous voyons plus clairement l'importance de chacun des divers paramètres extérieurs sur le comportement du générateur ou la forme des impulsions électriques générées. La tension de polarisation est le paramètre le plus sensible puisqu'une modification de cette dernière change le comportement global du générateur à cause de ses implications sur l'ensemble des performances (temps de montée, durée de l'impulsion, efficacité électrique, spectre d'absorption, début de la recombinaison des porteurs). L'effet principal lié à ce phénomène est néanmoins la modification du spectre d'absorption du matériau qui se décale vers les hautes longueurs d'onde. Il en résulte une augmentation de la longueur de l'impulsion électrique avec la tension de polarisation et une réduction de l'efficacité électrique de la commutation. Il est donc impossible de concilier une tension commutée forte et une durée de l'impulsion commutée faible. Puis en deuxième position l'éclairement intervient fortement sur la durée des impulsions électriques et l'efficacité électrique. En effet un éclairement non homogène du composant réduit considérablement l'efficacité de la commutation. En troisième et quatrième position, nous trouvons l'énergie de commande optique (efficacité électrique et début de la recombinaison des porteurs) et la longueur d'onde de la source laser (durée des impulsions électriques et efficacité électrique). Un manque d'énergie ou une trop forte puissance optique diminue l'efficacité de la commutation. Une énergie optique optimale peut être définie pour chaque tension de polarisation. La longueur d'onde du laser reste un paramètre sensible sans pour autant être le point le plus critique. En effet, un nombre limité de sources est

actuellement disponible. Ces sources laser émettent à des longueurs d'onde peu variées. Le choix d'une source est alors restreint. Finalement, la durée des impulsions optiques possède une influence négligeable sur le profil de l'impulsion électrique tant que la durée de cette dernière est faible devant le front de montée de l'impulsion électrique. Seul un impact relativement faible est notable sur l'instant où commence la recombinaison des porteurs.

Le tableau III.8 et les études précédentes nous montrent qu'il n'existe pas une position optimale de fonctionnement du générateur. Il est par exemple impossible de concilier une efficacité optoélectronique ou une efficacité électrique important avec de bonnes performances temporelles (front de montée rapide) ou bien en terme d'amplitude du signal électrique. Une seule conclusion s'impose, la tension de polarisation du composant ou le champ électrique que nous lui appliquons déterminera majoritairement les performances générales accessibles. Ainsi un signal commuté de forte puissance crête nécessitera une forte tension de polarisation et cette tension imposera les performances temporelles et l'interaction rayonnement matière avec le photocommutateur.

L'ensemble des études précédemment menées avec la source laser la plus stable montrent une dispersion des points de mesures de 5% en amplitude sur les signaux mesurés. Cela atteste d'une répétitivité satisfaisante des générateurs réalisés. De plus la durée de vie du composant reste très élevée puisque le générateur servant à synchroniser notre oscilloscope a subi plusieurs centaines de millions de tirs.

### III.6 Performances optimales obtenues expérimentalement

La réalisation de générateurs ULB haute tension se heurte à plusieurs difficultés. En effet l'assemblage artisanal des divers éléments conduit à une légère disparité entre des générateurs basés sur la même architecture. Ainsi nous pouvons distinguer les différences suivantes :

- la tenue en tension : elle est fixée par les dimensions du générateur et par la tenue du diélectrique employé (16kV/mm à 19kV/mm). Néanmoins il n'est pas possible de réaliser une isolation monobloc (homogène) ce qui est un facteur limitant à ces niveaux de champ. Ainsi il est facile d'obtenir une polarisation sans fuite des diverses réalisations jusqu'à 14kV, au-delà cela devient plus aléatoire et peut conduire à la destruction du générateur.
- le positionnement du photocommutateur : d'un générateur à l'autre il n'est pas toujours possible de positionner le photocommutateur exactement au même endroit. Les conséquences sont une légère différence d'éclairement et des réflexions décalées temporellement entre deux générateurs. De plus les éléments photosensibles ne présentent pas toujours les mêmes dimensions pour une même famille (100V, 1kV, 5kV et 16kV).
- la réalisation du système de stockage : la réalisation artisanale de la capacité ou de la ligne chargée ne permet pas d'obtenir une reproduction fidèle d'un générateur à l'autre. Un impact sur la forme des impulsions est visible.
- la conductivité entre les différents éléments : pour obtenir un signal reproductible, il faut s'assurer de la continuité électrique entre les divers éléments.
- les dimensions différentes d'une réalisation à l'autre : une variation des caractéristiques géométriques de la cavité d'accueil induit également une modification du signal de sortie.

Ainsi il n'est pas aisé de réaliser deux ou plusieurs générateurs possédant les mêmes performances. Cependant il est tout à fait possible par l'intermédiaire de la commande optique (modification de l'illumination) d'égaliser l'amplitude des signaux issus des différents générateurs. L'inconvénient de cette technique de réglage réside dans le fait d'être obligé de sortir de la zone de stabilité de fonctionnement du photocommutateur (paragraphe III.5.b). Néanmoins, il est possible d'engendrer des impulsions similaires à la sortie de plusieurs générateurs. Seule la reproductibilité tir-à-tir pourrait être limitée.

### III.6.a Performances des générateurs capacitifs

Dans cette partie, j'ai rassemblé les performances de divers générateurs impulsions réalisés avec différents composants fournis par le CEA. Nous avons regroupé dans cette catégorie tous les générateurs dont le système principal générant les impulsions électriques est assimilable à une capacité. Le schéma électrique des générateurs présentés ici est globalement le même que celui de la figure III.8.

La figure III.58 présente les performances du générateur déjà présenté lors de l'étude sur la génération d'impulsions ultracourtes et représente l'impulsion électrique la plus courte que j'ai pu générer avec une impulsion laser de 25ps.

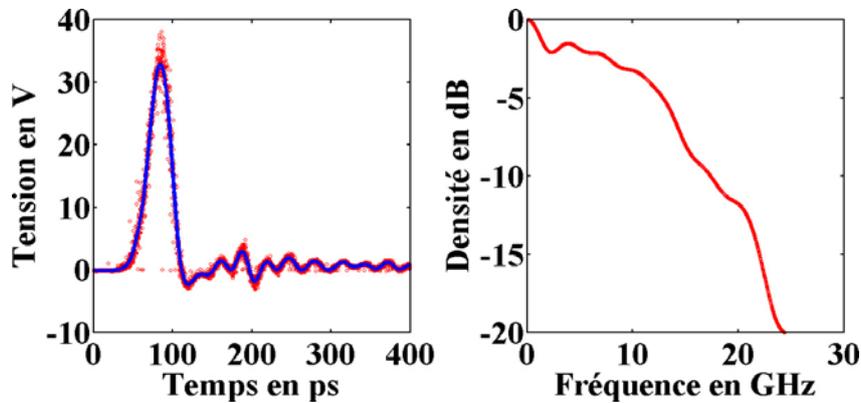


Figure III.58 : Impulsion ultracourte et spectre associé.

Le résumé des performances de ce générateur est exposé dans le tableau III.9 suivant :

Temps de montée en ps	Largeur à mi-hauteur en ps	Bande passante à -3dB en GHz	Bande passante à -20dB en GHz
27	32	8,7	24

Energie optique nécessaire en $\mu$ J	Tension de polarisation en V	Efficacité électrique	Efficacité optoélectronique
<5	100	0,3	0,0002

Tableau III.9 : Performances du générateur d'impulsions ultracourtes.

Cette impulsion montre la capacité du générateur à engendrer des impulsions ultracourtes. Ici les réflexions internes permettent une réduction importante de la durée de l'impulsion (paragraphe III.4.c).

Ensuite, le générateur réalisé après le transfert technologique accordé par le CEA présente les meilleures performances tension, durée des impulsions pour une tension de polarisation de 5kV. Le profil des impulsions et leur spectre sont présentés sur la figure III.59.

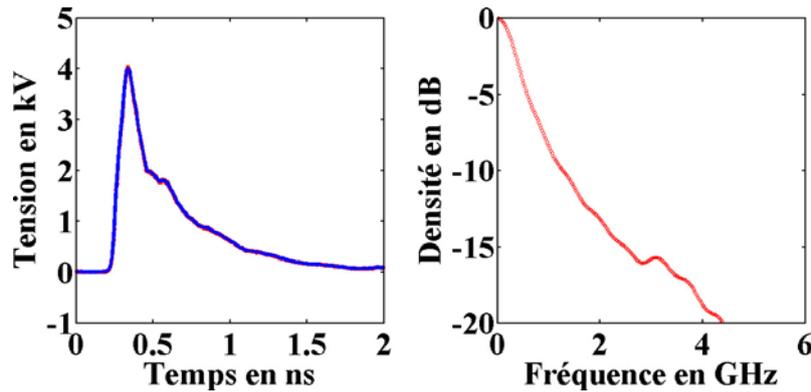


Figure III.59 : Profils des impulsions obtenues avec un composant 5kV.

Le résumé des performances de ce générateur est exposé dans le tableau III.10 suivant :

Temps de montée en ps	Largeur à mi-hauteur en ps	Bande passante à -3dB en GHz	Bande passante à -20dB en GHz
78	191	0,39	4,4

Energie optique nécessaire en $\mu\text{J}$	Tension de polarisation en V	Efficacité électrique	Efficacité optoélectronique
350 $\mu\text{J}$	5000	0,8	0,22

Tableau III.10 : Performances du générateur à base de composant 5kV.

Finalement, la figure III.60 présente les performances du générateur retenu pour le démonstrateur de radar ULB. Le composant utilisé peut supporter 16kV de polarisation. Dans ces conditions la tension maximale commutée est de 10.7kV pour une largeur à mi-hauteur de 300ps. Des tensions supérieures peuvent être engendrées mais au détriment de la durée de l'impulsion électrique (durée plus grande).

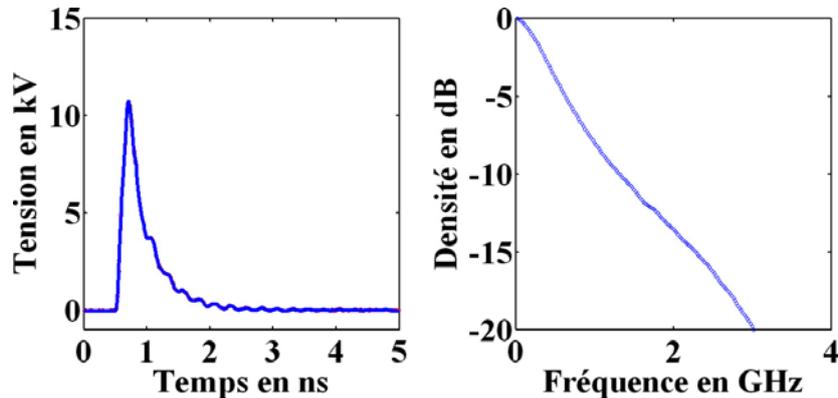


Figure III.60 : Profils des impulsions obtenues avec un composant 16kV.

Le résumé des performances de ce générateur est exposé dans le tableau III.11 suivant :

Temps de montée en ps	Largeur à mi-hauteur en ps	Bande passante à -3dB en GHz	Bande passante à -20dB en GHz
140	300	0,41	3

Energie optique nécessaire en $\mu\text{J}$	Tension de polarisation en V	Efficacité électrique	Efficacité optoélectronique
1200 $\mu\text{J}$	16000	0,67	0,63

Tableau III.11 : Performances du générateur à base de composant 16kV.

Dans ce dernier cas la faible quantité de charges contenue dans la capacité limite la tension commutable. En effet la proportion de charges générant le front de montée représente 25% du nombre total de charges stockées. Ainsi la tension restante aux bornes de la capacité n'est plus que de 75% de la tension de polarisation soit 12kV au maximum d'amplitude de l'impulsion de la figure III.60. La tension crête atteinte est de 10.7kV donc l'efficacité électrique que nous pourrions atteindre, avec une capacité contenant un grand nombre de charges devant celui nécessaire au front de montée, serait de 89%. Nous pouvons maintenant considérer que les 11% restant représentent les pertes par effets Joule dues à la résistivité du composant. Donc pour ce dernier générateur, la

résistivité résiduelle du composant CEA est estimée à environ  $6\Omega$ . Bien entendu, cette approche donne une évaluation grossière car elle ne prend pas en compte les phénomènes de réflexion dans le cœur du générateur.

### III.6.b Génération de signaux à profil rectangulaire

Cette partie regroupe les résultats obtenus lors des essais sur les lignes chargées avec un seul photocommutateur et la génération de signaux de type créneaux. Un générateur de créneaux est le premier pas vers la génération de monocycles. En effet le générateur est basé sur un système dit à onde gelée et utilise une ligne de propagation chargée [69]. Cette ligne possède une extrémité libre, c'est-à-dire non connectée et est reliée à la charge via un commutateur (figure III.61).

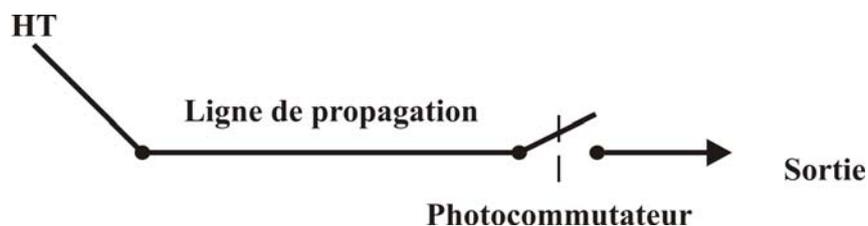


Figure III.61 : Générateur à onde gelée, application à la génération de créneaux.

Avant la commutation une onde progressive et une onde régressive se propage dans la ligne créant ainsi une onde stationnaire jusqu'à ce que le commutateur se ferme. Après fermeture du photocommutateur les ondes sont alors libérées vers la charge. Cette dernière reçoit un signal de la forme d'un créneau d'amplitude égale à la moitié de la tension de polarisation et d'une durée égale à deux fois le temps de propagation dans la ligne chargée dans le cas où l'impédance de la ligne du générateur est adaptée à celle de sortie.

Le signal obtenu avec une première réalisation est présenté sur la figure III.62.

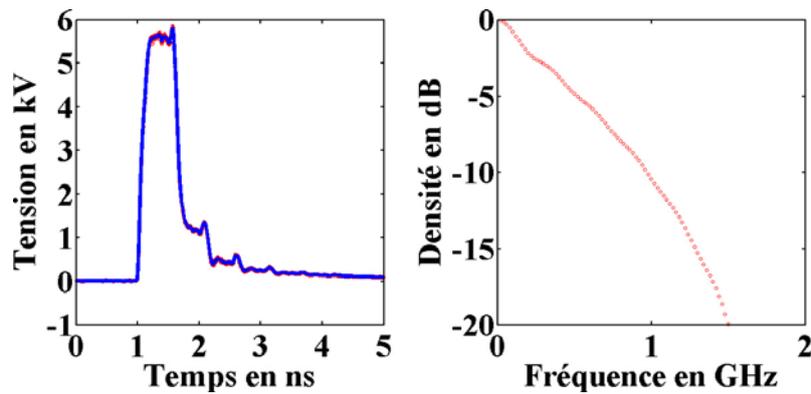


Figure III.62 : Créneau long réalisé avec un composant 16kV dans une structure coaxiale. La ligne chargée fait 3cm de long.

La fin du créneau réparti en paliers traduit la présence d'une désadaptation de l'impédance à la sortie de la ligne chargée. Les performances de ce générateur sont exposées dans le tableau III.12 suivant :

Temps de montée en ps	Largeur à mi-hauteur en ps	Bande passante à -3dB en GHz	Bande passante à -20dB en GHz
156	595	0,31	1,8

Energie optique nécessaire en $\mu\text{J}$	Tension de polarisation en V	Efficacité électrique	Efficacité optoélectronique
1200 $\mu\text{J}$	16000	0,36	0,6

Tableau III.12 : Performances du générateur de créneaux à base de composant 16kV.

La faible efficacité électrique s'explique par la nature du générateur : un générateur à ligne chargée ne peut pas délivrer une tension supérieure à la moitié de la tension de polarisation dans le cas d'impédances adaptées.

La figure III.63 expose le profil obtenu à partir d'un générateur ayant une ligne chargée la plus réduite réalisable, 1mm de long et un composant de 16kV. L'efficacité optoélectronique est comparable à celui du générateur retenu pour le démonstrateur : tension deux fois plus forte et durée des impulsions deux fois plus faible.

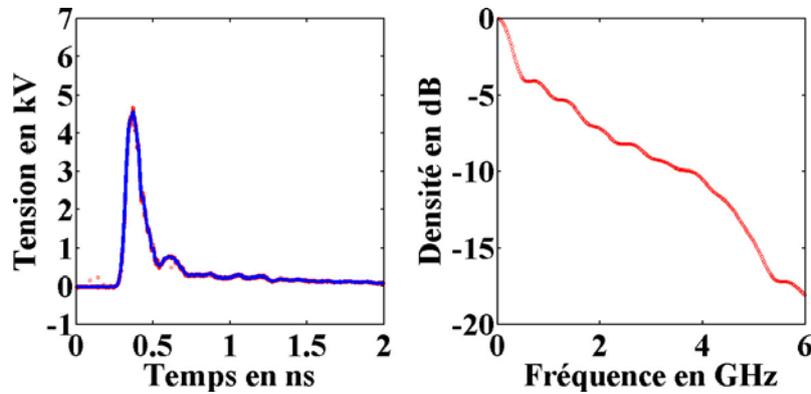


Figure III.63 : Créneau court réalisé avec un composant 16kV dans une structure coaxiale. La ligne chargée a une longueur de 4mm.

La forme est très proche d'un générateur disposant d'une capacité. Le composant de 16kV est long de plusieurs millimètres et ne peut être négligé devant les dimensions de la ligne chargée. Dans ces conditions, il participe en partie au stockage des charges par l'intermédiaire de sa capacité parasite (voir paragraphe III.4.c) soit en tant que partie de la ligne chargée. Les performances de ce générateur sont exposées dans le tableau III.13 suivant :

Temps de montée en ps	Largeur à mi-hauteur en ps	Bande passante à -3dB en GHz	Bande passante à -20dB en GHz
51	116	0,37	7

Energie optique nécessaire en $\mu\text{J}$	Tension de polarisation en V	Efficacité électrique	Efficacité optoélectronique
1200 $\mu\text{J}$	15000	0,3	0,11

Tableau III.13 : Performances du générateur de créneaux à base de composant 16kV et ligne la plus réduite.

Ces expérimentations montrent qu'il est possible de réaliser la commutation d'impulsions électriques à profil rectangulaire avec des fronts de montée compris entre 50ps et 150ps. Le régime

linéaire des photocommutateurs permet également la synchronisation de multiples générateurs de ce type.

### III.6.c Générateurs monocycles

Au vu des précédents résultats nous avons envisagé de générer une forme d'onde à valeur moyenne nulle. L'intérêt d'une telle onde est d'éviter l'accumulation de charges statiques sur une charge de nature capacitive (antenne). De plus une telle onde possède une étendue spectrale plus large avec un contenu basse fréquence moindre. Ainsi l'essentiel de la puissance du signal se situe au centre du spectre contrairement aux résultats précédents. Cette partie regroupe donc les résultats obtenus à partir de générateurs monocycles basés sur le principe du générateur à ondes gelées. Le montage est le même que celui d'un générateur de créneaux (paragraphe III.6.b) à la différence qu'aux deux extrémités de la ligne est connecté un photocommutateur. Le premier photocommutateur permet de libérer les ondes de la ligne vers la charge, alors que le second dirige l'onde régressive vers un court-circuit. L'onde régressive est alors renvoyée vers la charge en subissant un changement de signe de son amplitude [70, 71]. Il est alors possible en ajustant les écarts temporels entre les deux commutations de modifier l'équilibre du monocycle, figure III.64.

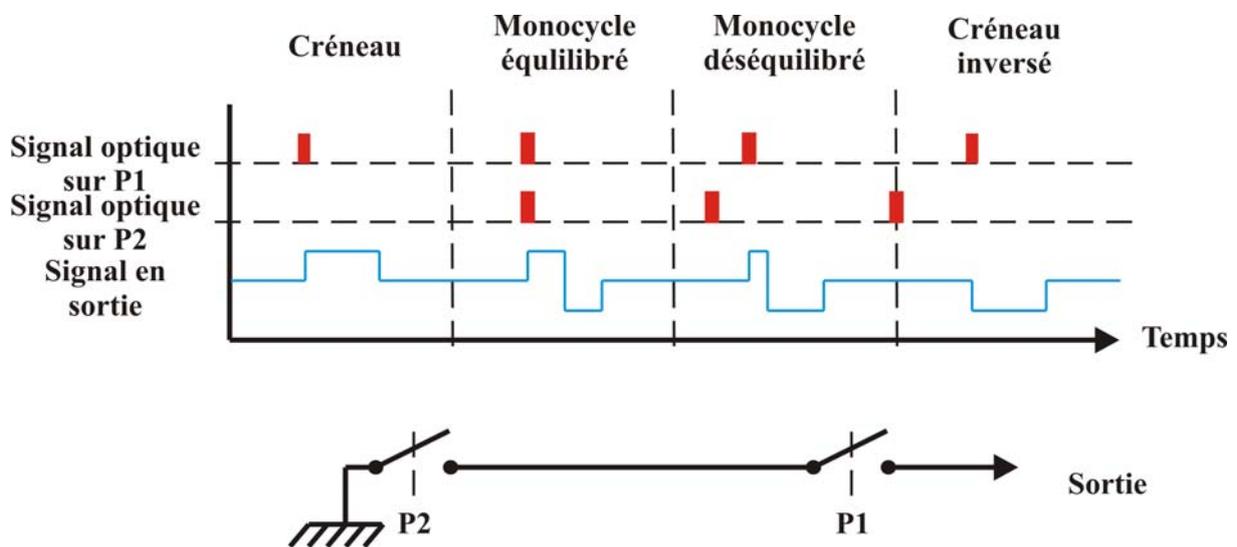


Figure III.64 : Profils susceptibles d'être obtenus avec un générateur à onde gelée pour la génération de monocycles.

Plusieurs signaux peuvent être générés à partir d'un générateur à onde gelée. Le premier est un créneau si seul le photocommutateur de sortie est éclairé. Le second est un monocycle si les deux

photocommutateurs sont éclairés simultanément. Le troisième est un monocycle déséquilibré si les deux photocommutateurs sont éclairés de manière désynchronisée. Enfin, il est possible d'engendrer un créneau de polarité opposé à la tension de polarisation si le photocommutateur provoquant le court-circuit de la ligne est éclairé suffisamment tôt vis-à-vis du photocommutateur de sortie. Néanmoins il n'est pas possible pratiquement d'obtenir un monocycle dont les parties positives et négatives soient inversées temporellement à cause de la capacité parasite du photocommutateur.

La figure III.65 présente les signaux obtenus à partir de deux composants 5kV et d'une ligne chargée de 30mm.

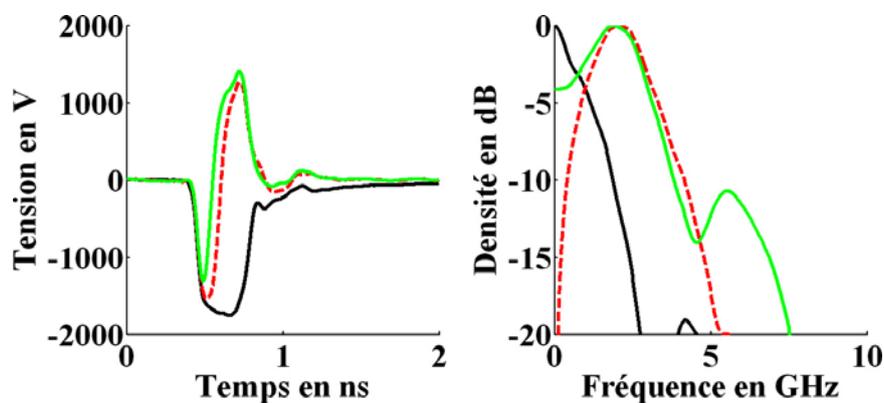


Figure III.65 : Monocycles obtenus en employant une structure coaxiale d'une longueur de 30mm et deux composants 5kV.

La figure III.65 montre trois des quatre possibilités évoquées sur la figure III.64. Le retard entre les deux signaux de commande a été obtenu de la même manière que pour la synchronisation de deux générateurs (paragraphe III.5.i). La fréquence centrale de la bande spectrale générée peut être ajustée et dépend du profil du cycle généré.

Les performances de ce générateur sont exposées dans le tableau III.14 suivant :

Période du cycle en ps	Equilibre des alternances	Bande passante à -3dB en GHz	Bande passante à -20dB en GHz
450	0,8	3	8,6

Energie optique nécessaire en $\mu\text{J}$	Tension de polarisation en V	Efficacité électrique	Efficacité optoélectronique
700 $\mu\text{J}$	5000	0,27	0,004

Tableau III.14 : Performances du générateur de monocycles à base de composant 5kV, longueur de la ligne, 30mm.

Nous nous sommes également intéressés à la génération de monocycles dans une configuration de type microruban avec des composants 1kV. Les résultats obtenus avec une ligne de 25mm sont donnés sur la figure III.66.

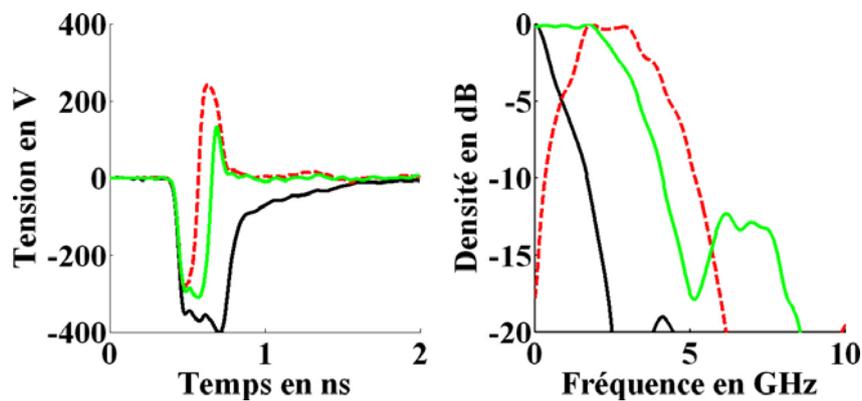


Figure III.66 : Monocycles obtenus en employant une structure coaxiale d'une longueur de 25mm et deux composants 1kV.

Les performances de ce générateur sont exposées dans le tableau III.15 suivant :

Période du cycle en ps	Equilibre des alternances	Bande passante à -3dB en GHz	Bande passante à -20dB en GHz
400	0,85	2	7,6

Energie optique nécessaire en $\mu\text{J}$	Tension de polarisation en V	Efficacité électrique	Efficacité optoélectronique
10 $\mu\text{J}$	1000	0,28	0,4

Tableau III.15 : Performances du générateur de monocycles à base de composant 1kV, longueur de la ligne, 25mm.

En diminuant la longueur de la ligne à 5mm, j'ai généré un spectre ultralarge présentant un contenu spectral allant de quelques mégahertz à 18GHz (figure III.67).

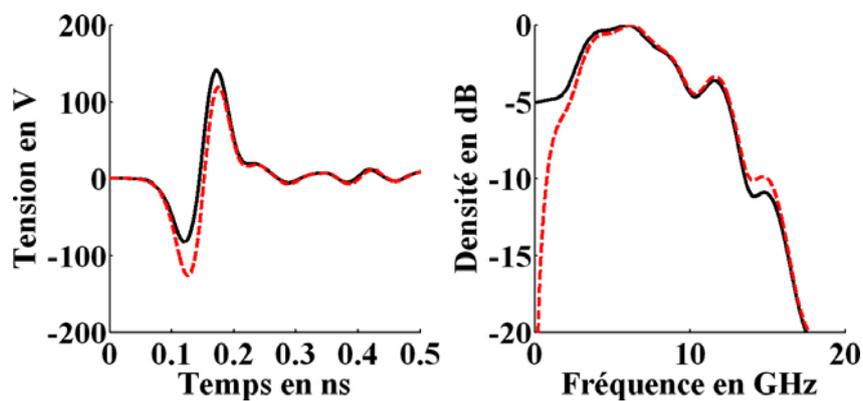


Figure III.67 : Monocycles obtenus en employant une structure coaxiale d'une longueur de 5mm et deux composants 1kV.

Les performances de ce générateur sont exposées dans le tableau III.16 suivant :

Période du cycle en ps	Equilibre des alternances	Bande passante à -3dB en GHz	Bande passante à -20dB en GHz
200	0,92	6,7	17,5

Energie optique nécessaire en $\mu\text{J}$	Tension de polarisation en V	Efficacité électrique	Efficacité optoélectronique
10 $\mu\text{J}$	1000	0,12	0,01

Tableau III.16 : Performances du générateur de monocycles à base de composant 1kV, longueur de la ligne, 5mm.

Le rapport signal à bruit de ces générateurs est de bonne qualité puisque les signaux parasites qui suivent le signal principal ne dépassent pas 10% de l'amplitude maximale du signal utile. La figure III.67 montre la trainée des deux derniers générateurs.

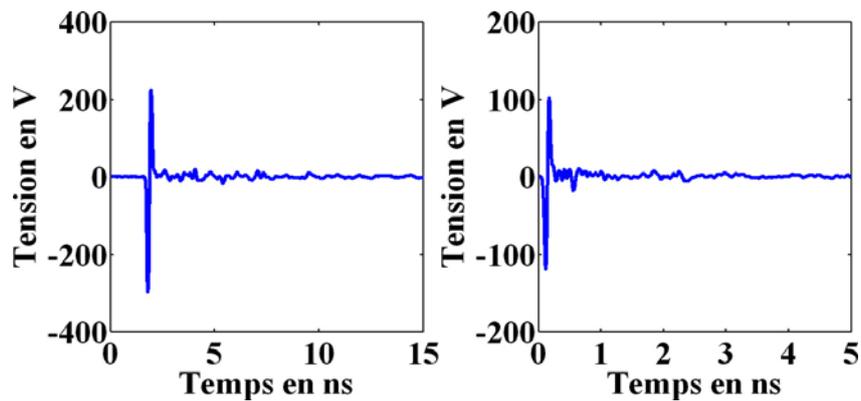


Figure III.67 : Mise en évidence de la pureté du signal.

La faible amplitude des signaux parasites et leur durée réduite indique une bonne adaptation et implantation du photocommutateur dans le circuit.

### III.7 Bilan et perspectives au vu des performances obtenues

#### III.7.a Bilan des performances

Le tableau III.17 résume l'ensemble des performances obtenues expérimentalement avec la technologie du CEA.

Profil des impulsions électriques			
Temps de montée en ps	Durée minimale en ps	Durée maximale en ps	Tension crête en V
27	32	20000	10700

Efficacités brutes			
Optoélectronique minimale	Optoélectronique maximale	Electrique minimale	Electrique maximale
0,0002	>5	0,12	0,8

Energie optique pour une commutation optimale en $\mu\text{J}$			
Composant pouvant être polarisé jusqu'à 100V	Composant pouvant être polarisé jusqu'à 1kV	Composant pouvant être polarisé jusqu'à 5kV	Composant pouvant être polarisé jusqu'à 16kV
<5	5	350	1200

Tableau III.17 : Résumé des performances temporelles et électriques de la technologie CEA, valeurs non cumulables. L'efficacité optoélectronique maximale est calculée sur la base du générateur à ligne chargée délivrant un créneau de 595ps et une durée d'impulsion de 5ns.

Les performances temporelles extrêmes, que nous avons pu obtenir avec la technologie du CEA, sont des fronts de montée rapides de 27ps et des durées d'impulsions courtes d'au mieux 32ps en utilisant le générateur d'impulsions ultracourtes (paragraphe III.4.c). L'amplitude de ces impulsions était alors de 35V. Un générateur de même type à base d'un photocommutateur pouvant être polarisé jusqu'à 1kV nous a permis d'atteindre une amplitude de 150V pour une durée de 43ps et un front de montée de 32ps. Des impulsions de plusieurs dizaines de nanosecondes ont également été générées en employant comme système de stockage des charges électriques une ligne chargée. Nous avons pu atteindre dans ces conditions des durées allant jusqu'à 20ns et même davantage avec une décroissance exponentielle (paragraphe III.5.h). Enfin une tension de 10700V a pu être atteinte pour

des impulsions d'une largeur à mi-hauteur de 300ps avec un générateur stockant les charges électriques dans une capacité.

De plus, les deux types d'efficacités (optoélectronique et électrique) varient grandement entre les différents types de générateurs. Les générateurs délivrant des impulsions longues possèdent les meilleurs efficacités électriques et optoélectroniques tandis que la tendance s'inverse pour les générateurs délivrant les impulsions les plus courtes. Le besoin en énergie optique pour commander les photocommutateurs dépend de la tension maximale que nous souhaitons commuter. Ainsi plus le signal souhaité a une amplitude importante, plus la source laser doit être capable de fournir des impulsions optiques énergétiques. Ce handicap, qui reste malgré tout inférieur d'un facteur 10 aux besoins du régime linéaire jusqu'à présent publiés, permet de synchroniser plusieurs générateurs avec une précision de l'ordre de la picoseconde. Cette précision nous a également permis de générer des impulsions de type monocycle aux profils spectraux et temporels ajustables en fonction d'un simple retard optique modifiable en temps réel. Cette technologie permet également la génération de profils temporels variés (bi-exponentielle, gaussienne, signaux rectangulaires, monocycles). Toutes ces formes possibles de signaux permettent de viser diverses applications. Ainsi les monocycles permettent une adaptation optimale du spectre du générateur avec celui de l'antenne pour une meilleure efficacité d'émission (paragraphe IV.3.c).

### III.7.b Perspectives offertes

Si nous souhaitons générer des impulsions d'environ 50kV avec cette technologie, le besoin énergétique peut être estimé à environ 4mJ. La figure III.66 montre l'évolution de la dépendance en énergie optique du composant CEA pour des tensions allant jusqu'à 50kV.

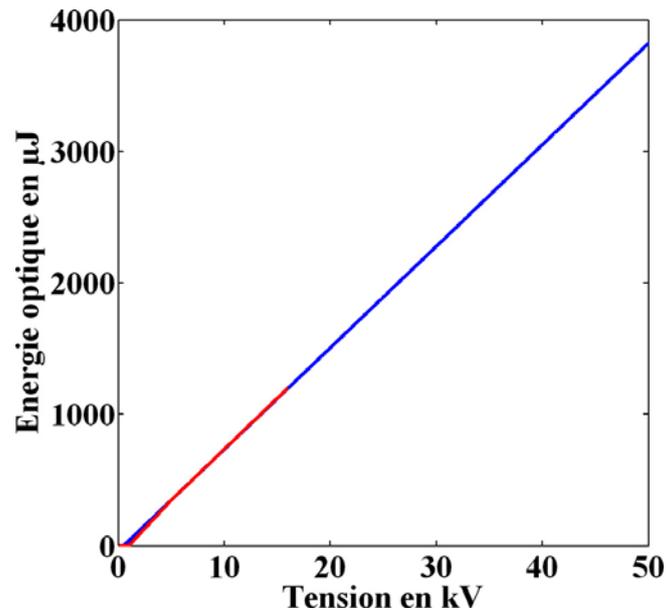


Figure III.66 : Evolution du besoin énergétique en fonction de la tenue en tension du composant. En rouge valeurs expérimentales, en bleu valeurs extrapolées de manière linéaire.

Pour rappel, nous avons déjà évoqué que 48kV pourrait à priori être commuté en un temps de 90ps et ce avec 4mJ d'énergie optique. Le plus difficile est alors de réaliser un montage capable de tenir une telle tension. Dans ces conditions il est probable qu'il sera nécessaire de réaliser un composant sur mesure de manière à pouvoir l'intégrer facilement dans le circuit. L'épaisseur de diélectrique nécessaire fixera les dimensions de la ligne dans laquelle devra être intégrée le photocommutateur, qui sera alors un point clé de cette réalisation. Une autre possibilité est d'utiliser une alimentation haute tension pulsée pour charger la capacité. Cette technique présente deux avantages :

- à tension de polarisation égale, un composant photosensible plus court peut être employé.
- pour un même composant, une tension de polarisation plus élevée peut être appliquée.

Ainsi à tension de polarisation égale, nous pouvons nous attendre à un besoin en énergie optique moindre en employant une alimentation pulsée. De plus, l'utilisation d'un composant plus court

permet d'espérer un front de montée également plus rapide. Maintenant dans le cas d'une polarisation plus importante d'un même composant, nous pouvons espérer commuter une tension crête plus importante avec la même quantité d'énergie optique et obtenir le même front de montée. Néanmoins l'emploi d'une alimentation pulsée présente une difficulté majeure, l'isolation entre le signal pulsé de charge et le signal issu du générateur. Une difficulté supplémentaire concernant la synchronisation du laser de commande et l'alimentation pulsée apparaît.

### **III.7.c Applications possibles**

La liste suivante montre les applications possibles des générateurs d'impulsions courtes, ultracourtes, moyenne et haute tension :

- décontamination par destruction de l'intégrité cellulaire [72, 73].
- électroperturbation de la membrane cellulaire pour l'injection de traceurs ou agents actifs [74, 75].
- mesure de surface équivalente radar (SER).
- imagerie ultralarge bande.
- contrôle du synchronisme de divers dispositifs haute tension.
- diagnostic de circuits hyperfréquences large bande.
- radar ultralarge bande.
- armement électromagnétique.



# **PARTIE IV**



## IV. Démonstrateur de radar ultra large bande optoélectronique

Un radar est avant tout un moyen électronique, acoustique (SONAR) ou optique (LIDAR) de localiser et identifier des cibles à distance. Pour cela il doit bénéficier de qualités propres telles qu'une résolution et une portée les plus élevées possibles. La portée du radar dépend directement de la densité de puissance arrivant sur l'objet à identifier. Malheureusement l'augmentation de cette portée se heurte très vite à des problèmes de tenue au flux des composants constituant le radar. L'une des possibilités permettant de contourner ce problème majeur est de multiplier le nombre d'émetteurs. Les performances en terme de directivité et de puissance ne peuvent être augmentées qu'en maîtrisant la phase relative des paquets d'ondes émis par des chacun des émetteurs élémentaires. Dans ce cas, une somme cohérente de la puissance permet de concilier à la fois une directivité optimale (inversement proportionnelle à la largeur du système émetteur) et une limitation des pertes par interférences destructives. C'est dans cette direction que le programme de recherche RUGBI (Radar Ultra Grande Bande Instantanée) s'inscrit. Nous allons dans un premier temps donner une description générale du programme et remettre dans son contexte cette étude novatrice. Nous détaillerons dans un seconde temps la mise en place de ce démonstrateur avant de présenter en dernière partie les caractérisations de ce système réalisé en collaboration avec l'équipe OSA de Brive. Enfin nous concluons sur les perspectives amenées par ce système optoélectronique.

### IV.1 Description du démonstrateur

#### IV.1.a Le radar Ultra Large Bande

Avant de décrire les avantages d'un radar ULB par rapport à un radar conventionnel nous allons définir ce qu'est un signal ULB. La définition internationale employée par la plupart des secteurs d'activité reliés à ce domaine donne la formule suivante pour définir le critère de large bande [76] :

$$\frac{\Delta f_{-10dB}}{f_0} = \frac{f_{\max-10dB} - f_{\min-10dB}}{\frac{f_{\max-10dB} + f_{\min-10dB}}{2}} = 2 \frac{f_{\max-10dB} - f_{\min-10dB}}{f_{\max-10dB} + f_{\min-10dB}} \geq 0.25 \quad (4.1)$$

La formule (4.1) fait apparaître le rapport de la largeur de bande à -10dB sur la fréquence centrale du signal, qui ne correspond pas forcément à la fréquence la plus puissance. Donc suivant cette

définition de la Commission des Communications Fédérales, FCC de 2002, un signal peut être qualifié de large bande s'il satisfait à l'équation(4.1). Pour les signaux ayant une fréquence centrale supérieure à 6GHz, la définition précédente se complète par :

$$\Delta f_{-10dB} \geq 1.5GHz, f_0 \geq 6GHz \quad (4.2)$$

Un radar peut être qualifié de large bande si le signal qu'il émet vérifie une des relations précédentes. Il s'agit alors pour ce dernier d'émettre des signaux temporels ultra courts, de l'ordre de la nanoseconde. Contrairement à un radar conventionnel, le radar large bande émet sur un spectre large de plusieurs centaines de mégahertz sans fréquence porteuse. L'avantage d'un tel radar est de pouvoir identifier les éléments d'une scène par leur signature fréquentielle sur tout le spectre d'émission. De plus, grâce à la faible durée des signaux émis la résolution longitudinale du radar est bien plus importante qu'un radar travaillant à la même fréquence centrale mais en régime quasi-continu. Ainsi pour un radar orienté vers la détection d'objets enfouis, les basses fréquences du spectre du signal émis pénètrent le sol et offrent une image du sous sol tandis que les hautes fréquences améliorent la détection des objets affleurant en les distinguant de l'écho dû au sol. Un spectre large permet également de contrer l'apport des matériaux dits furtifs, qui ne le sont généralement que sur une bande étroite de fréquences.

#### **IV.1.b Projet de Radar Ultra Grande Bande Instantanée – R.U.G.B.I.**

Le fort intérêt de la défense dans les applications ultra large bande que se soit pour déjouer la furtivité d'appareils, pour le brouillage des communications, pour l'armement électromagnétique où pour repousser les limites de la détection et de l'identification d'objets, a conduit la Délégation Générale pour l'Armement, DGA, à demander la poursuite des études sur la détection large bande [77, 78]. En effet, un premier prototype de radar embarqué (PULSAR) a été réalisé avec une antenne associée à un générateur de créneau délivrant 25kV crête, 500ps de durée et un front de 80ps [79]. Ce générateur était basé sur la technologie des éclateurs à gaz. Pour repousser les limites imposées par ce prototype, un nouveau projet de radar ultra large bande fût demandé. L'objectif était de réaliser un radar ayant une meilleure résolution, un meilleur rapport signal à bruit et une plus grande flexibilité (orientation du lobe d'émission, faible encombrement des générateurs). Pour améliorer la résolution longitudinale du radar il fallait bénéficier de signaux électriques plus courts. Le rapport signal à bruit peut être amélioré par une puissance du signal sur la zone résolue plus

importante, pour cela trois possibilités ont été envisagées : l'augmentation de la tension de la source, l'augmentation du nombre de sources (effet de réseau) et la diminution du couplage entre la ou les antennes d'émission et celle de réception [80, 81]. Enfin, la flexibilité peut être obtenue par une modularité du radar permettant par l'intermédiaire d'un réseau d'antennes de corriger l'orientation du lobe d'émission ou de piloter la puissance émise et la largeur du lobe ou encore un balayage de la zone sans déplacement du radar par activation successive des antennes [82].

C'est dans ce contexte que le projet d'un Radar Ultra Grande Bande Instantanée, RUGBI, est né. Ce projet avait pour but de démontrer la faisabilité d'un concept multi-sources par l'intermédiaire de générateurs optoélectroniques en régime linéaire. Ces derniers apportent la flexibilité attendue, ainsi que l'amélioration des performances en termes de résolution longitudinale par l'intermédiaire de signaux ultra courts. La résolution transverse est obtenue par l'effet de mise en réseau d'antennes servant à la sommation cohérente des champs émis [83-85]. Le rapport signal à bruit et le couplage entre antennes est amélioré par la faible durée des signaux dont le spectre associé est plus proche de celui de la bande d'émission des antennes. De ce fait, il reste moins de signaux stationnaires sur les antennes. En effet les composantes basses fréquences ne sont pas rayonnées et induisent par couplage des courants dans les antennes proches. La densité spectrale de puissance disponible sur la scène est alors plus importante améliorant la détection et l'identification par la réponse des différents objets [86, 87].

Le schéma du radar RUGBI est présenté sur la figure IV.1.

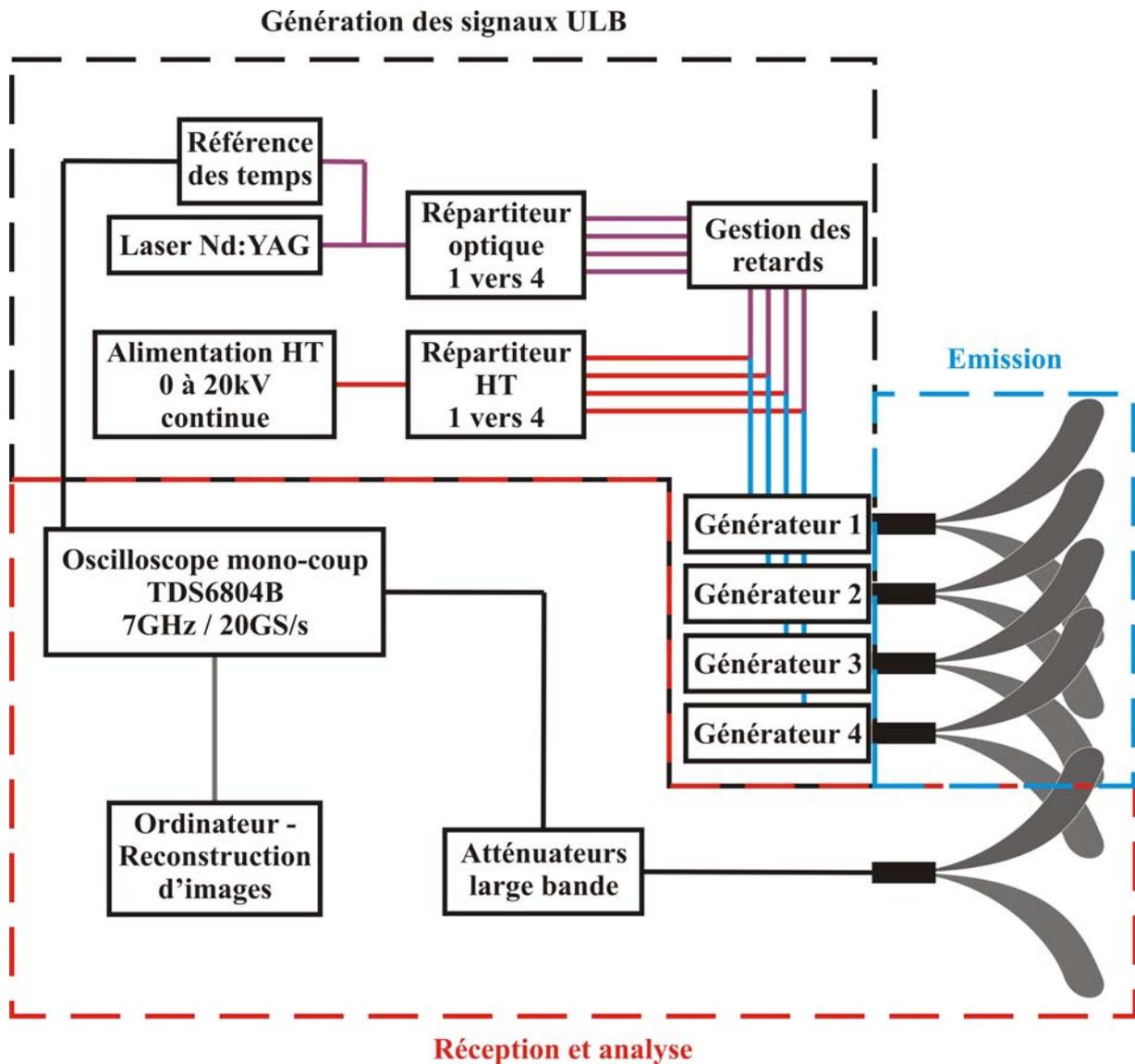


Figure IV.1 : Schéma de principe du démonstrateur radar ULB optoélectronique, RUGBI.

Le concept de radar ULB interdit l'emploi de la même antenne pour l'émission et la réception. En effet, la grande largeur spectrale des signaux émis ne permet pas de séparer par un circulateur le signal allant à l'antenne et le signal venant de la scène. Cela explique la configuration retenue quasi mono-statique du radar. Le radar RUGBI est alors constitué de quatre sources optoélectroniques reliées par une relation temporelle constante qui est assurée par la gestion des retards des impulsions optiques de commandes. Cette gestion des retards permet de compenser les différences de parcours électrique entre les couples générateurs ULB et les antennes ainsi que le contrôle de l'orientation du lobe d'émission principal [88]. La modularité en puissance peut être simplement

obtenue en coupant une ou plusieurs voies optiques de commande. Cette mise en phase du réseau permet la sommation cohérente de champs électriques issus de chacune des sources dans les conditions de champ lointain. Il en résulte une augmentation de la densité de puissance émise dans l'axe du radar par rétrécissement du lobe d'émission. La gigue à priori inexistante du régime linéaire et l'emploi d'une référence de temps permet de reconstruire une image de la scène balayée. Les générateurs ULB employés sont bien sûr ceux décrits dans la partie précédente et issus de la technologie que nous a transférée le CEA de Bruyères-le-Châtel.

Ma contribution à ce projet a été d'étudier et de développer des générateurs optoélectroniques impulsionnels de forte puissance. De même leur intégration dans le système global et leur synchronisation ont également été à ma charge, ainsi que la maîtrise de la source laser et la répartition optique et électrique des besoins énergétiques des quatre générateurs.

## **IV.2 Mise en place du démonstrateur**

### **IV.2.a Mise en place de la commande optique**

#### **Transport de l'énergie aux générateurs ULB :**

Les générateurs que nous souhaitons employer pour le démonstrateur RUGBI nécessitent une quantité importante d'énergie, 1.2mJ. La durée des impulsions optiques est également très faible, 25ps. Ces deux facteurs ont pour conséquence l'acheminement d'une impulsion optique de très forte puissance crête (48MW) jusqu'aux générateurs. Une impulsion de cette puissance est dangereuse pour la sécurité oculaire des personnels devant utiliser les générateurs optoélectroniques. Il convient alors d'employer un moyen de transport simple et garantissant une sécurité maximale pour toutes les personnes circulant à proximité des générateurs et de la table optique. Nous souhaitons également pouvoir disposer les générateurs au plus près des antennes de manière la plus flexible possible ce qui écarte l'emploi d'un jeu de miroirs pour fournir l'énergie optique aux photocommutateurs. Les conditions d'utilisation précédemment énumérées impliquent alors l'emploi de guides d'ondes optiques ou fibres optiques. Il convient alors de choisir le type de guide le mieux adapté à nos besoins.

Le but est de transmettre à chaque photocommutateur une impulsion optique de commande ayant les caractéristiques suivantes :

- une durée de 25ps à mi-hauteur.
- une énergie de 1.2mJ.
- une puissance crête associée de 48MW crête.
- une longueur d'onde de 1064nm.

Le guide sélectionné doit alors pouvoir transmettre cette impulsion sans déformation majeure. Cela signifie qu'il ne doit pas disperser l'impulsion optique (la durée de l'impulsion optique en sortie de guide ne doit pas excéder le front de montée souhaité pour l'impulsion électrique, 100ps). Le spectre de l'impulsion optique ne doit pas être élargi par des phénomènes non-linéaires, ce qui transférerait une partie de l'énergie à 1064nm vers d'autres longueurs d'onde. La conséquence de la création de nouvelles longueurs d'onde pourrait être la diminution de l'efficacité optoélectronique du générateur. Finalement, le guide doit permettre le transport de ces impulsions sur une dizaine de mètres. Pour satisfaire à ces trois points le guide d'onde ou fibre optique doit présenter les caractéristiques suivantes :

- une faible dispersion modale pour éviter la dispersion de l'impulsion optique par la différence de vitesse de groupe associée à chaque mode de propagation possible.
- un cœur de grande dimension pour limiter les phénomènes non-linéaires et permettre la transmission d'une forte puissance crête. Une densité de puissance optique supérieure au seuil d'endommagement du matériau conduit à la destruction de ce dernier. Le seuil d'endommagement de la silice est de l'ordre de  $10\text{GW}/\text{cm}^2$ . Cette limite est généralement plus faible au niveau des interfaces.
- une flexibilité suffisante pour assurer une manipulation « aisée ».
- une robustesse permettant une manipulation sans délicatesse particulière et présentant peu de risques de rupture inopinée.

Les guides appropriés pour la transmission d'impulsions optiques de fortes puissances et satisfaisant les critères précédents sont :

- les fibres optiques silice-silice ou silice-polymère de grande aire modale (cœur guidant de grandes dimensions). Elles doivent être associées à un système d'injection permettant d'exciter le moins de modes possibles pour éviter la dispersion de l'impulsion optique par différence de vitesse de groupe entre les modes.
- les fibres à cœur d'air, ou fibres photoniques ou fibres à bande interdite photonique. Elles présentent l'avantage de ne pas propager le signal optique dans un cœur de silice. Cela permet de transmettre des puissances crêtes plus importantes, seuil d'endommagement plus élevé et donc d'employer un cœur de dimensions plus faibles que les fibres standard (silice-silice ou silice-polymère).

Des exemples de fibres à cœur d'air sont donnés sur la figure IV.2.

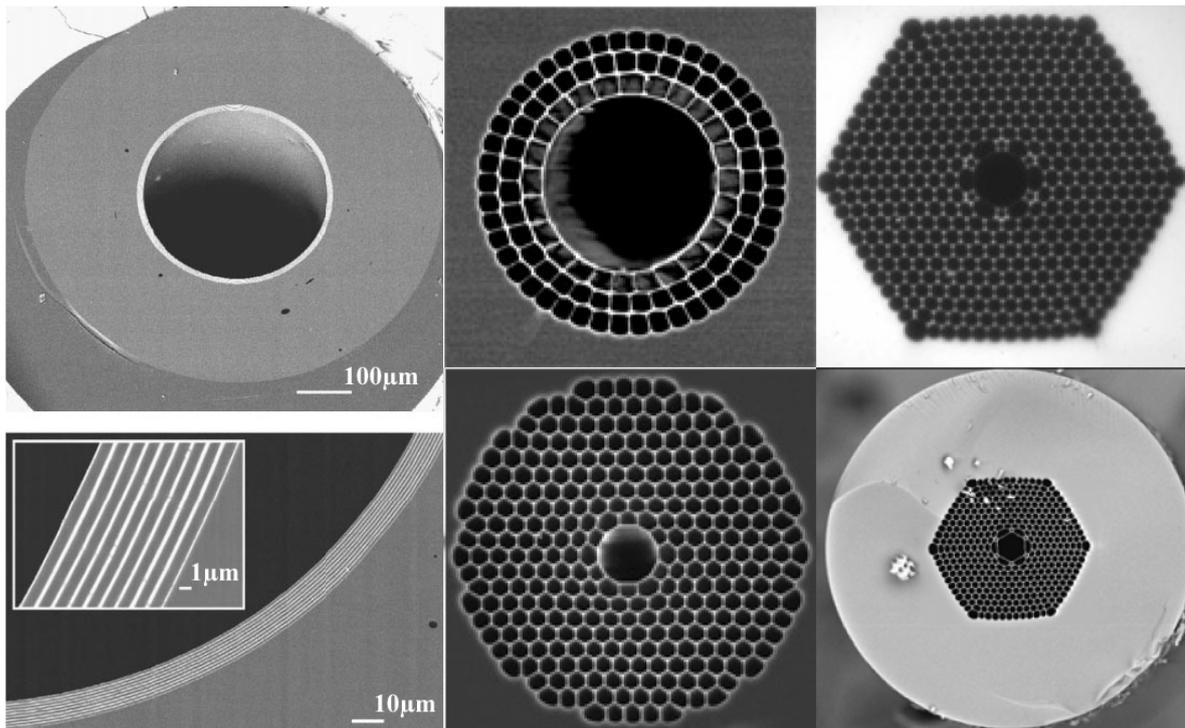


Figure IV.2 : Exemples de fibres à cœur d'air. A gauche fibre présentant un réseau de Bragg. AU centre et à droite fibres à bande interdite photonique.

Les fibres à cœur d'air reposent toutes sur le même principe. Ce principe consiste à créer une structure capable de maintenir par effet d'interférences destructives le champ électromagnétique

dans la partie servant de guide et à interdire la propagation dans la gaine. Cette structure peut être bidimensionnelle avec des trous d'air et des ponts de silice créant un milieu dans lequel le champ incident ne peut se propager (fibres à bande interdite photonique) ou une structure unidimensionnelle en réseau de Bragg qui confine le champ électrique incident dans le cœur [89, 90]. Pour ces deux types de fibres la majeure partie du signal se propage dans l'air, un gaz rare ou le vide ce qui permet de transmettre des densités de puissance dix fois supérieures à une fibre conventionnelle [91, 92]. Le problème de ces fibres est le maintien de l'homogénéité des microstructures sur toute la longueur de la fibre. Une simple torsion de la fibre ou une flexion peut provoquer la rupture ou la modification de la microstructure. Le manque de maturité de cette technologie et sa fragilité ne permet pas son emploi pour la transmission sans risques d'impulsions optiques de fortes puissances crêtes. Du fait de la mauvaise adaptation des modes laser usuels avec les modes guidés de ces fibres les parois de silice formant la gaine s'endommagent très facilement au niveau de la face d'entrée.

Les fibres conventionnelles, silice-silice ou silice-polymère, présentent une grande robustesse [93], [94, 95]. Toutefois pour le transport d'impulsions optiques de forte puissance crête, nous sommes obligés d'employer des fibres dont le diamètre de cœur garanti peu d'effets non-linéaires et donc limite les risques de destruction du guide [96]. Pour cela nous avons essayé deux fibres à saut d'indice :

- une fibre silice-silice possédant un diamètre de cœur de  $940\mu\text{m}$ .
- une fibre silice-polymère possédant un diamètre de cœur de  $1500\mu\text{m}$ .

La fibre de  $940\mu\text{m}$  permet de transmettre une énergie de  $1\text{mJ}$  sur une distance de  $20\text{m}$ . Celle de  $1500\mu\text{m}$  permet de transmettre jusqu'à  $2\text{mJ}$  sur une distance de  $20\text{m}$  également. Aucun phénomène non-linéaire (automodulation de phase, effet Raman, mélange à quatre ondes) significatif n'est perceptible en sortie de fibre après  $20\text{m}$  de propagation. La seule crainte concernant l'emploi de fibre possédant de si grand diamètre de cœur est la dispersion de l'impulsion optique par les différents temps de groupe existant entre les différents modes guidés. Pour minimiser le nombre de modes excités, nous avons adapté la taille de notre faisceau laser à celle du mode fondamental de la fibre. De cette manière la dispersion temporelle de l'impulsion optique en sortie de la fibre est faible [97]. Les traces d'autocorrélation des impulsions lumineuses à l'entrée et à la sortie de la fibre sont comparées sur la figure IV.3.

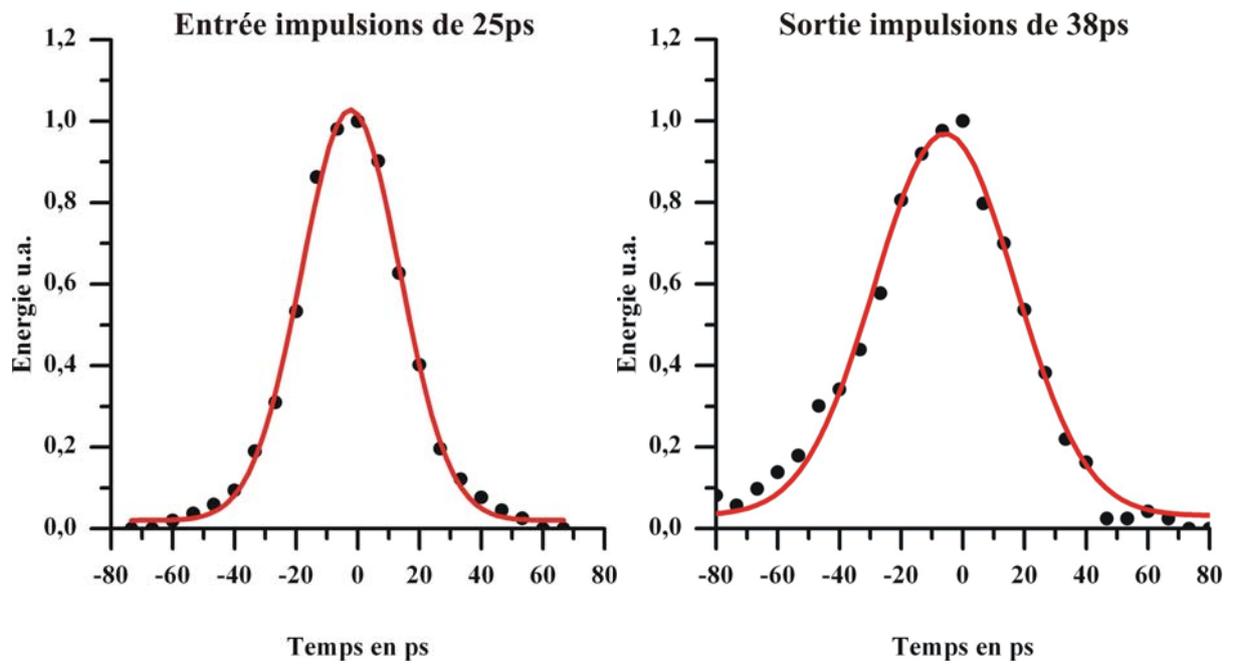


Figure IV.3 : Traces d'autocorrélation des impulsions optiques (entrée et sortie) après et avant 20m de propagation dans la fibre de 1500 $\mu$ m de diamètre. La fibre est enroulée sur un diamètre de 80cm.

La figure IV.3 montre une impulsion optique de 26ps en entrée de fibre et de 38ps en sortie de fibre. La répartition de l'énergie optique en sortie de fibre est obtenue suivant une couronne. Le faisceau est alors très multimodes et à une divergence supérieure à 20° pour un diamètre de 1.5mm. Plus de 90% de l'énergie incidente à la fibre est alors couplée et guidée jusqu'au générateur.

Pour un réglage non optimal des conditions de couplage de l'énergie optique incidente dans le guide en silice une densité d'énergie locale peut entrainer une destruction instantanée de la fibre (figure IV.4).

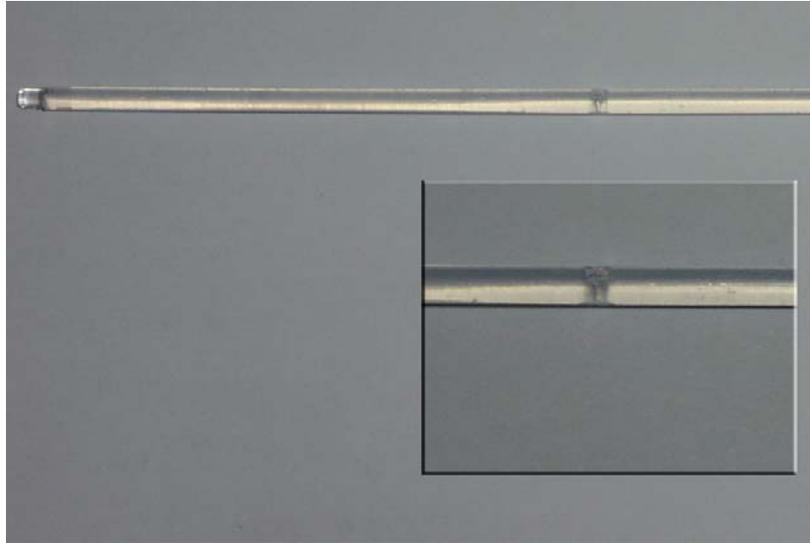


Figure IV.4 : Exemple de destruction imputable à une injection non optimale dans une fibre de 1500 $\mu$ m pour une énergie inférieure à 1mJ.

Des fibres standard silice-polymère de 1500 $\mu$ m de diamètre de cœur permettent de transmettre sans dispersion importante des impulsions optiques de 2mJ d'une durée de 25ps sur une distance d'une quinzaine de mètres. Le seul inconvénient de ces fibres est leur rigidité qui ne permet pas de les courber sur des rayons de moins de 40cm. L'encombrement engendré reste malgré tout minimal au vu des dimensions du démonstrateur. Le réseau présente des dimensions inférieures à 2m de côté.

#### **Mise en forme du faisceau éclairant le photocommutateur :**

Les photocommutateurs employés sont capables de tenir une polarisation maximale de 16kV. Cette tenue en tension implique une dimension longitudinale de la zone active du composant de 8mm. Pour obtenir l'efficacité optoélectronique maximale nous devons mettre en forme le faisceau de manière à ce qu'il ne recouvre que la zone photosensible du composant de manière homogène (paragraphe III.5.f). Pour cela il est possible soit d'employer un système de lentilles pour mettre en forme le faisceau ou encore d'employer plusieurs guides optiques pour distribuer l'énergie optique en différents points de la zone photosensible.

Nous avons donc réalisé un assemblage de plusieurs fibres de  $940\mu\text{m}$  de diamètre de manière à former un fagot circulaire en entrée pour faciliter l'injection et une ligne en sortie de manière à illuminer l'intégralité de la zone photosensible (figure IV.5).

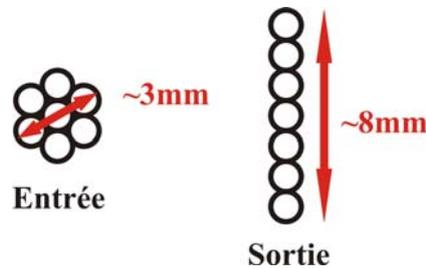


Figure IV.5 : Fagot de fibres pour la mise en forme du faisceau laser sans lentilles. L'entrée est circulaire de manière à correspondre à la forme du faisceau issu de la source laser.

Le couplage de l'énergie dans cette association de fibre est réalisé en éclairant de manière homogène la surface délimitée par les 7 fibres. Malheureusement un tel système présente trois inconvénients majeurs :

- une partie de l'énergie présente en entrée est perdue à cause de la gaine de la fibre. En effet les fibres sont accolées les unes aux autres par la mise en contact de leur gaine de guidage ainsi toute l'énergie se couplant dans la gaine est irrémédiablement perdue.
- un retard temporel aléatoire conséquent peut être présent entre les différentes fibres. Le millimètre est l'ordre de grandeur de la différence de longueur possible entre chaque fibre du fagot. Le fagot réalisé a une longueur de 5m.
- une distribution non homogène de l'énergie sur l'ensemble des fibres du fagot. Le mode spatial du faisceau laser est proche d'une gaussienne. L'énergie reçue par la fibre centrale du fagot sera plus importante que celle reçue par les fibres périphérique. Au final l'éclairage de la zone photosensible ne sera pas totalement homogène.

Le couplage de l'énergie dans une telle structure est d'au mieux 60% de l'énergie incidente. De plus l'amplitude des retards optiques que nous avons mesurée est comprise dans un domaine de 25ps (tableau IV.1).

Fibre numéro	1	2	3	4	5	6	7
Retard en ps	0	10	-6	4	-7	19	13

Tableau IV.1 : Retards entre la fibre numéro 1 et les six autres fibres du fagot.

Une telle dispersion temporelle des impulsions en sortie du fagot implique une dispersion de l'énergie sur le composant. Pour mettre en évidence ce phénomène nous avons calculé l'intégrale de l'énergie reçue au cours du temps sur le composant par le fagot (figure IV.6). Cette intégrale a été calculée avec et sans impact de la dispersion modale.

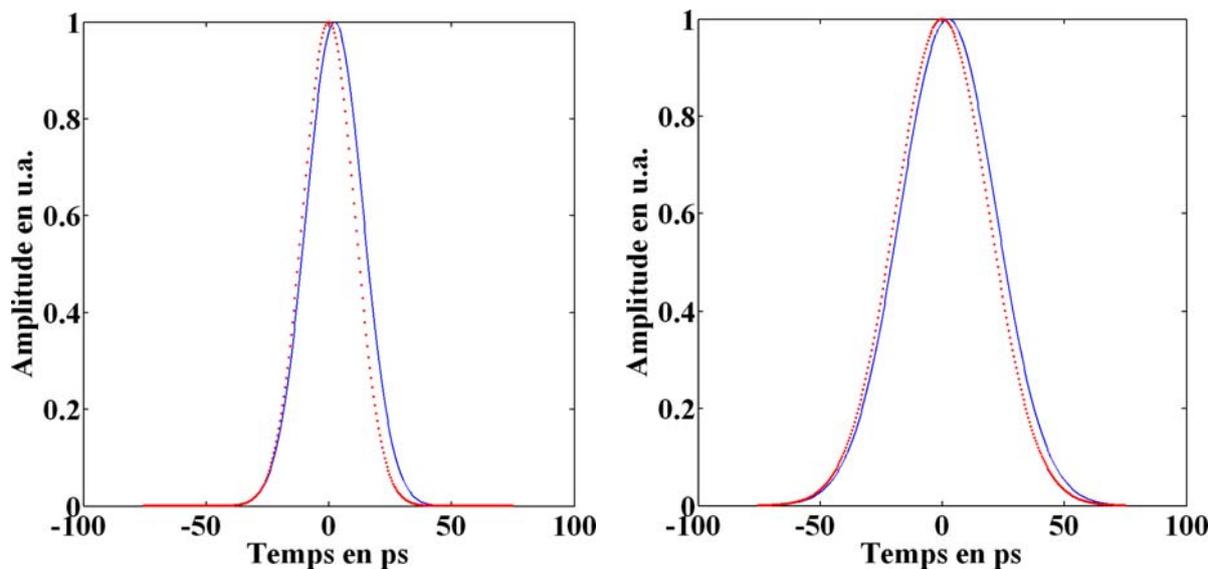


Figure IV.6 : Comparaison entre l'impulsion d'entrée (rouge) et l'impulsion à la sortie (bleue) du fagot. A gauche sans dispersion modale et à droite avec dispersion modale.

La dispersion attendue en sortie du fagot est de 46ps pour des impulsions de 25ps en entrée, ce qui correspond au cas le plus défavorable (la durée des impulsions en sortie d'une fibre du fagot étant de 45ps et non 38ps comme mesuré précédemment). Ainsi la dispersion introduite par le fagot n'est pas très importante puisque la durée de l'éclairement en sortie de ce dernier est toujours inférieure au front de montée de l'impulsion électrique (paragraphe IV.2.b). Un léger décalage temporel se

manifeste entre le maximum de l'impulsion de référence et le maximum d'éclairement à cause des retards entre les fibres.

Le problème de la distribution non homogène de l'énergie optique incidente sur les différentes fibres du fagot ne pose aucun problème notable sur la commutation du photocommutateur. La figure IV.7 représente un même générateur éclairé par un système à lentilles et par un fagot constitué de fibres de 5m de long.

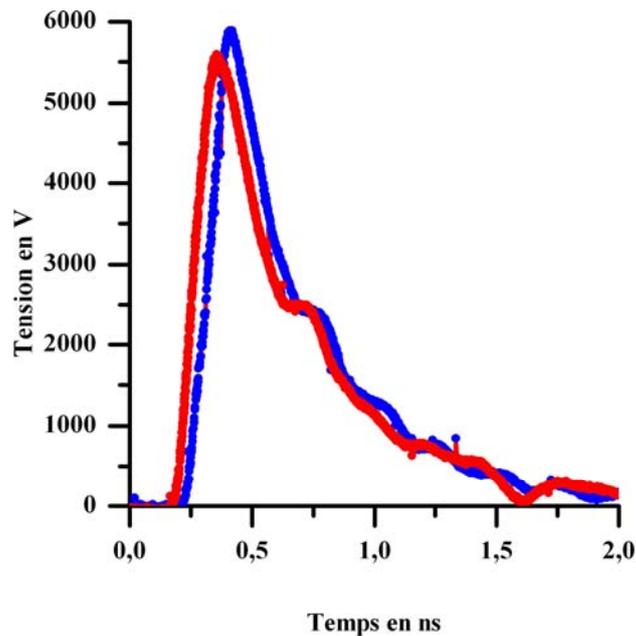


Figure IV.7 : En rouge impulsions obtenue avec une fibre de 15m de 1500 $\mu$ m de cœur et un système de lentilles, en bleu le même générateur éclairé par un fagot de fibres de 5m.

Nous constatons que le fagot de 5m permet d'obtenir sensiblement la même impulsion qu'un système composé d'une fibre de 1500 $\mu$ m et d'un système de mise en forme à base de lentilles. L'impulsion électrique commutée avec le fagot est plus importante qu'avec le système à lentilles. Cela est dû à la plus grande facilité d'alignement du faisceau issu du fagot vis-à-vis du photocommutateur.

Néanmoins nous choisirons pour des raisons de simplicité, de robustesse et de coût le système fibre unique associée à des lentilles. Le couplage dans une fibre de 1500 $\mu$ m est de 80% ce qui permet de réduire la consommation énergétique du démonstrateur. Les réflexions sur les deux lentilles du système de mise en forme sont négligeables. Ainsi seulement 1,44mJ est nécessaire avec le système fibre unique contre 1,8mJ avec le fagot.

## La table optique :

Le démonstrateur incorporera une table optique supportant le laser ainsi que les systèmes d'injection et de retard des impulsions optiques. Un signal délivrant une référence des temps est également présent pour faciliter la synchronisation des générateurs. Il sera également employé pour l'imagerie. La table optique est présentée sur la figure IV.8.

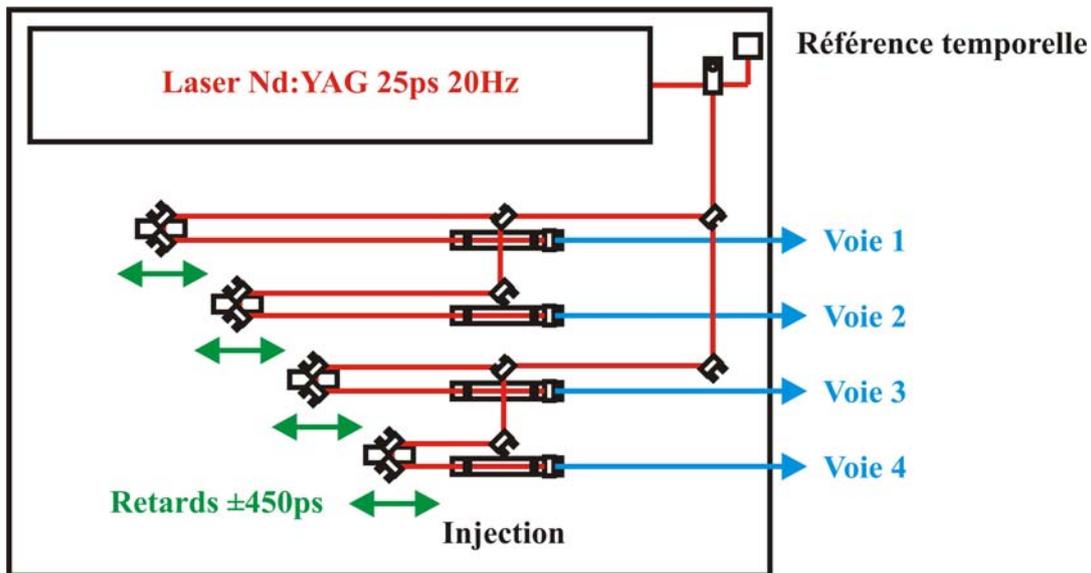


Figure IV.8 : Table optique et systèmes optiques associés.

Le faisceau issu du laser Nd:YAG est divisé en quatre faisceaux d'égale énergie. Cela est réalisé par l'intermédiaire de miroirs semi-réfléchissant (50/50) à 1064nm. Chacun des quatre faisceaux est alors envoyé dans une ligne à retard à air composée de deux miroirs totalement réfléchissant montés sur une translation coulissante. Enfin le couplage dans la fibre est réalisé par l'intermédiaire de deux lentilles sphériques (une convergente et une divergente). Le retard maximum qui peut être atteint est de  $\pm 450$  ps. Le réglage de ces lignes et donc du retard s'effectue à la main en visualisant directement le profil en cours d'acquisition avec celui d'une voie de référence.

### IV.2.b Les générateurs optoélectroniques

La mise en place des générateurs ULB devait répondre à la fois à l'obtention de performances hyperfréquences maximales pour le radar ainsi que le respect de la sécurité des personnels en matière de risques de chocs électriques et de protection oculaire à cause de l'emploi d'une source

laser de haute énergie et d'une alimentation haute tension. Ces préoccupations ont été intégrées dès le départ du projet et la réalisation de l'architecture finale des générateurs. Ainsi le générateur est entièrement réalisé de manière à ne présenter aucun accès aux éléments en contact avec la haute tension lorsque sa sortie est connectée à un dispositif permettant l'évacuation de charges statiques. De même la protection oculaire des personnels est assurée par l'emploi de fibres optiques pour guider la lumière jusqu'au photocommutateur. De plus amples détails seront donnés à leur sujet dans la partie suivante traitant de l'optique. Nous avons également protégé la source et la répartition des diverses voies optiques, aussi bien de la poussière que du risque que représente la propagation de faisceaux laser, par un capotage protecteur. L'intérêt de l'emploi des fibres optiques est qu'il devient possible de mettre les générateurs ULB directement sur l'entrée des antennes. Cela permet d'éviter le transit du signal ULB par des câbles coaxiaux et donc de perdre en niveau de signal et de risquer la dispersion des impulsions électriques. Un générateur et la table optique supportant la source et le répartiteur une voie vers quatre sont présentés sur la figure IV.9.

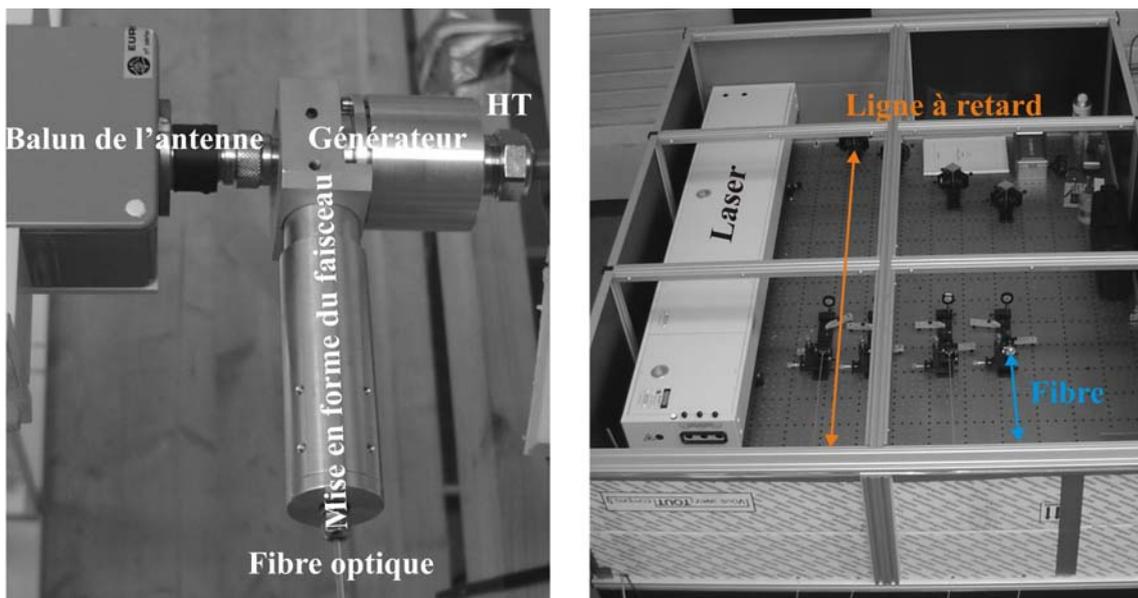


Figure IV.9 : A gauche générateur ULB directement relié au balun d'une antenne. A droite, table optique supportant l'ensemble des composants optiques : systèmes de division en quatre voies du faisceau laser, lignes à retard et systèmes d'injection du faisceau dans les fibres.

La figure IV.9 montre le générateur ULB qui se situe dans la continuité du balun, permettant de symétriser le signal électrique issu du générateur ULB sur les deux éléments rayonnants de l'antenne. L'arrivée fibrée et le dispositif de mise en forme du faisceau laser sont perpendiculaires au générateur. En effet le faisceau laser à la sortie des fibres étant circulaire et inhomogène, il est

nécessaire de le transformer en faisceau oblong et de le rendre homogène pour éclairer de manière optimale le photocommutateur. Ce dispositif est maintenu solidaire du générateur pour maintenir une répartition de l'éclairement constant quelle que soit la position de ce dernier.

Au final pour des raisons de flexibilité et de manœuvre du réseau, le démonstrateur incorpore un câble coaxial de liaison entre les générateurs et les antennes. Ces câbles de 5m produisent une atténuation de 1dB sur l'amplitude en sortie de générateur sans pour cela introduire de dispersion visible des différentes composantes fréquentielles. La forme des impulsions en sortie de câbles est semblable à celle en sortie de générateur. De plus cette nouvelle disposition permet un réglage plus aisé des dispositifs d'éclairement des générateurs et par la même d'équilibrer leur tension crête. La mise en forme du faisceau est obtenue par l'introduction d'une lentille sphérique convergente et d'une lentille cylindrique convergente (figure IV.10).

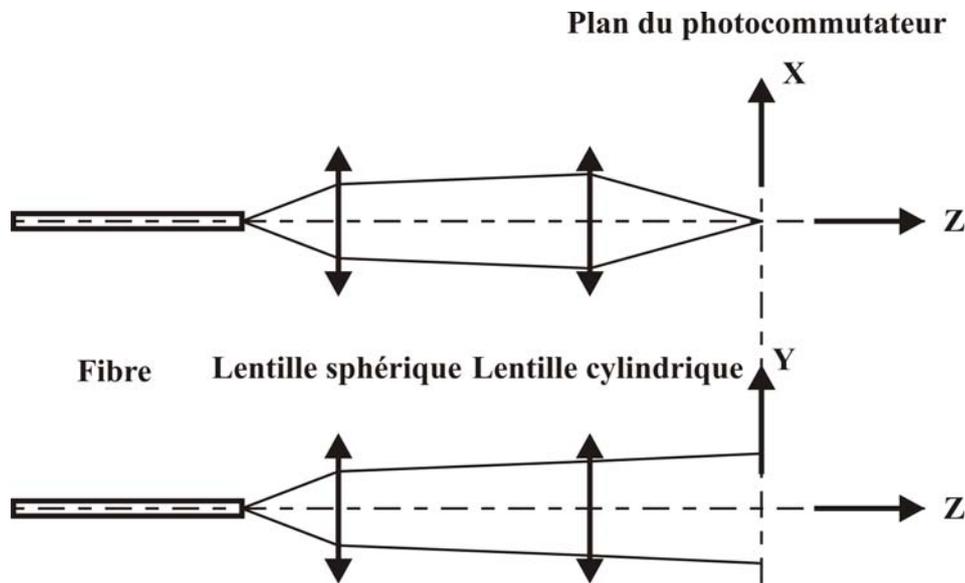


Figure IV.10 : Dispositif de mise en forme du faisceau en sortie de fibre optique.

Les formes des signaux obtenus par ces quatre générateurs ainsi que la forme du signal émis sont présentées sur les figures IV.11, IV.12, IV.13 et IV.14. Les signaux mesurés l'ont été en sortie de câbles de 5m. Les impulsions ont été émises dans une configuration bi-statique avec l'antenne de réception en face du réseau émetteur.

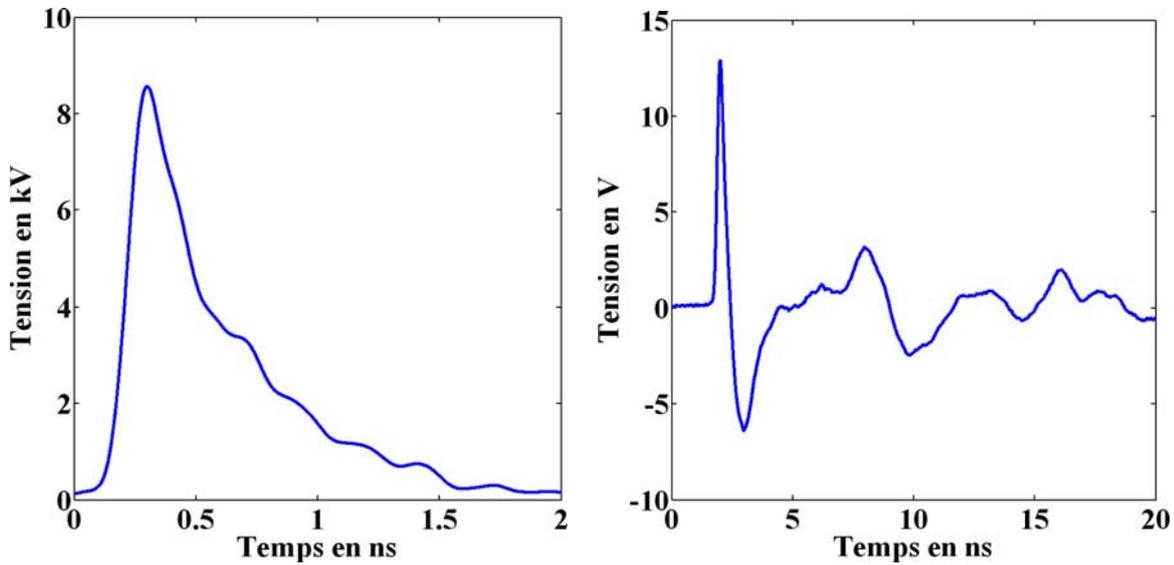


Figure IV.11 : Profils temporels issus du générateur numéro 1 en sortie du câble de 5m (à gauche) et signal reçu en configuration bi-statique à une distance de 9m du réseau (à droite).

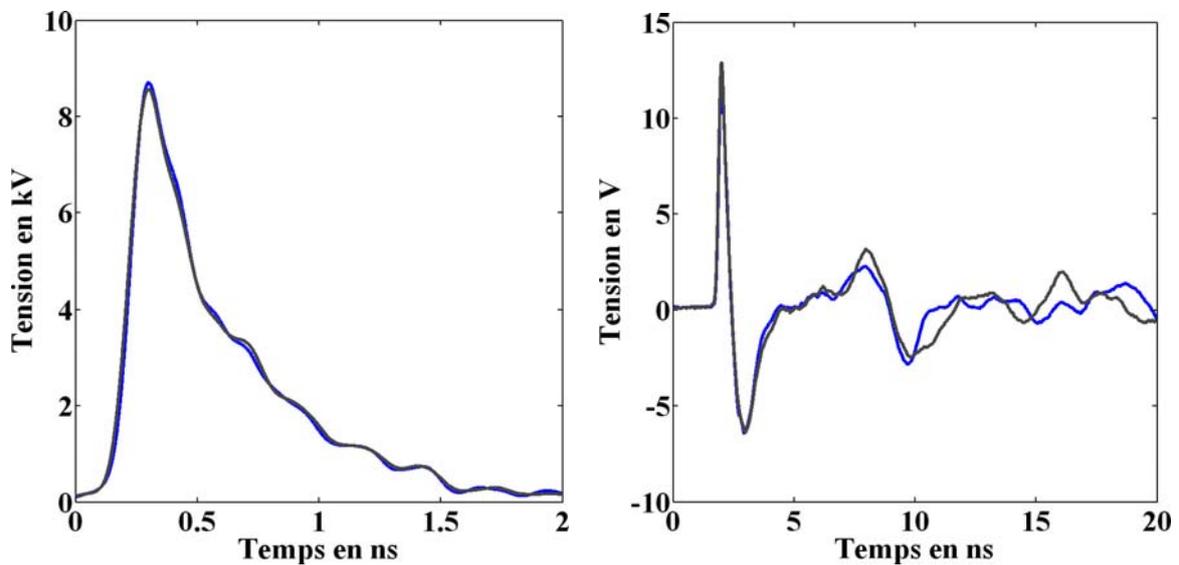


Figure IV.12 : Profils temporels issus du générateur numéro 2 en sortie du câble de 5m (à gauche) et signal reçu en configuration bi-statique à une distance de 9m du réseau (à droite). En noir réponses issues du générateur 1.

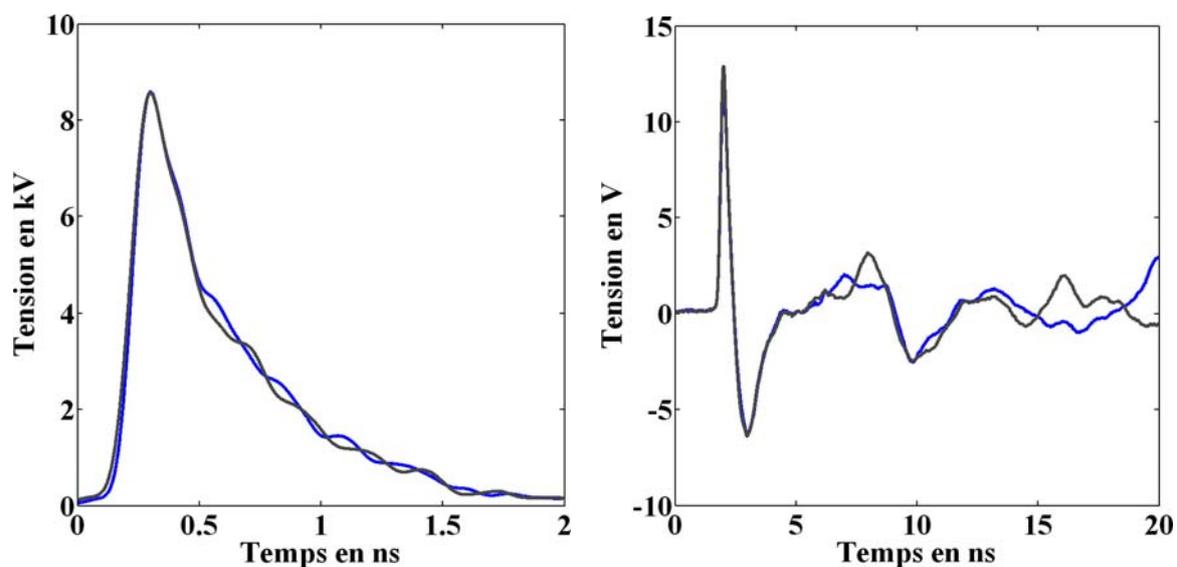


Figure IV.13 : Profils temporels issus du générateur numéro 3 en sortie du câble de 5m (à gauche) et signal reçu en configuration bi-statique à une distance de 9m du réseau (à droite). En noir réponses issues du générateur 1.

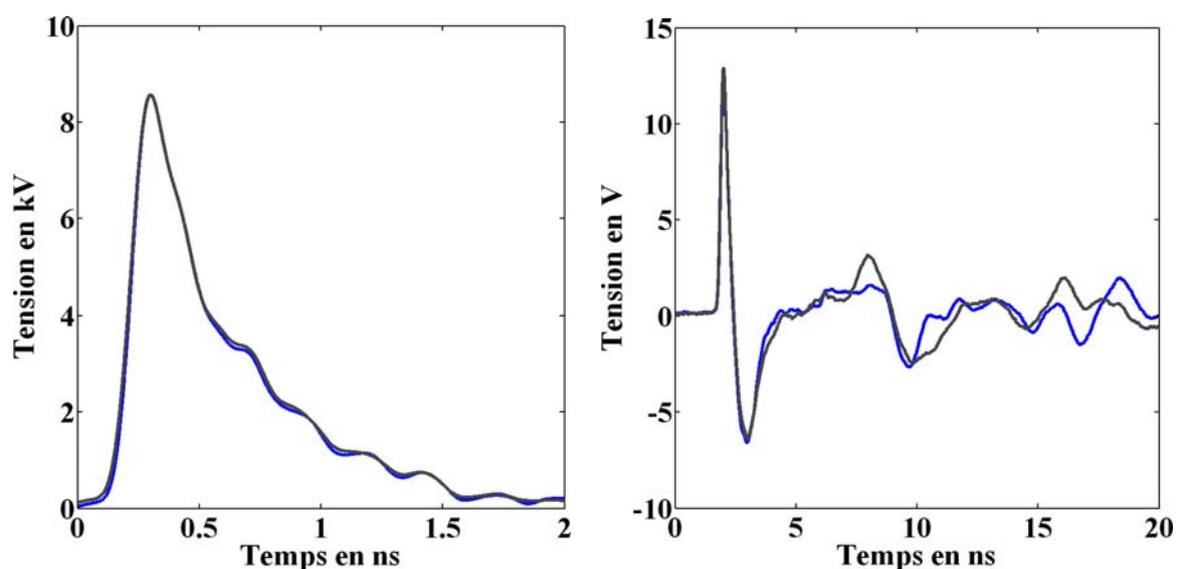


Figure IV.14 : Profils temporels issus du générateur numéro 4 en sortie du câble de 5m (à gauche) et signal reçu en configuration bi-statique à une distance de 9m du réseau (à droite). En noir réponses issues du générateur 1.

Nous pouvons constater sur l'ensemble des figures précédentes que malgré la fabrication artisanale des générateurs le profil des impulsions en sortie est quasiment identique. De même les signaux émis par l'ensemble des couples générateurs antennes possèdent le même profil temporel. Il est à noter que les oscillations présentes après l'impulsion principale apparaissent lors de l'association

des générateurs avec les antennes et n'étaient pas observables lors de leur caractérisation sur charge  $50\Omega$ . Ces oscillations semblent correspondre aux réflexions liées au balun et aux composantes spectrales partiellement émises oscillant de manière amortie entre le générateur et l'antenne. De plus nous pouvons constater que les antennes participent à la dispersion du signal électrique. En effet un temps de montée plus important de l'impulsion rayonnée est obtenu, 180ps minimum par rapport à l'impulsion commutée, 122ps maximum. Cela provient du fait que les composantes spectrales du signal ULB ne sont pas émises au même niveau de l'antenne, ce phénomène peut être expliqué par une évolution du centre de phase de l'antenne avec la fréquence (paragraphe IV.2.c). Les performances des divers générateurs sont résumées dans le tableau suivant :

	Générateur			
	1	2	3	4
Amplitude en V	8568	8703	8587	8570
Front de montée en ps	122	116	107	112
Durée des impulsions en ps	304	292	342	300

Tableau IV.2 : Résumé des performances des quatre générateurs associés au câble de 5m présents sur le démonstrateur RUGBI.

L'énergie optique de commande varie de 1.1mJ à 1.4mJ après propagation dans les fibres optiques. L'énergie sur chaque générateur est ajustée par l'intermédiaire du système d'éclairage mis en place devant eux de manière à équilibrer leur amplitude crête.

### IV.2.c Les antennes

Les antennes du démonstrateur RUGBI sont de deux types légèrement différents et ont été réalisées et étudiées par CYSTEME et le département OSA du laboratoire XLim. Ces deux antennes sont basées sur un profil de type « Vivaldi » [98, 99]. L'antenne dite « Valentine » servant à la réalisation du réseau d'émission et l'antenne dite « Libellule » servant à la réception des signaux.

L'antenne « Valentine » est schématisée et présentée sur la figure IV.15.

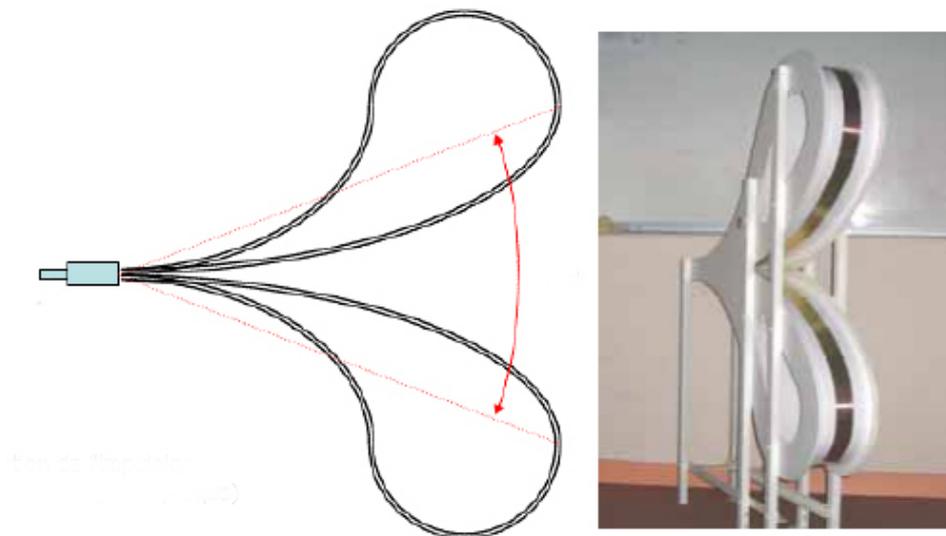


Figure IV.15 : Antenne « Valentine ».

Elle est constituée de deux lames enroulées sur un profil étudié pour l'émission ou la réception de signaux ULB. Les basses fréquences sont alors rayonnées au niveau où l'ouverture de l'antenne est la plus grande (son extrémité). Les hautes fréquences sont plutôt émises juste à son entrée, ce qui explique la dispersion du signal ULB évoquée précédemment. La figure IV.16 présente le gain dans l'axe de l'antenne « Valentine ».

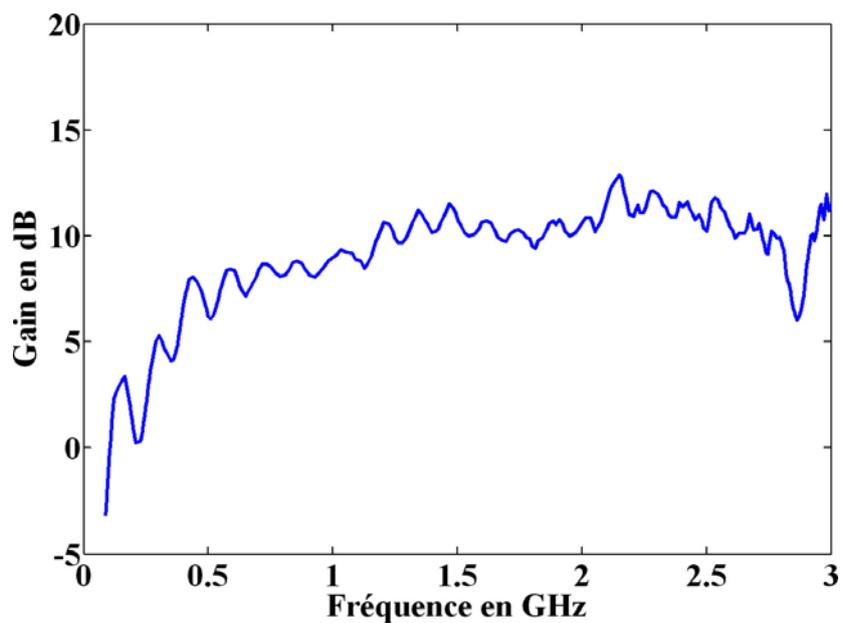


Figure IV.16 : Gain de l'antenne « Valentine » dans l'axe.

Nous constatons que pour les fréquences de 500MHz à 3GHz le gain de cette antenne est relativement plat et vaut +10dB. L'antenne de réception, « Libellule », est présentée figure IV.17.

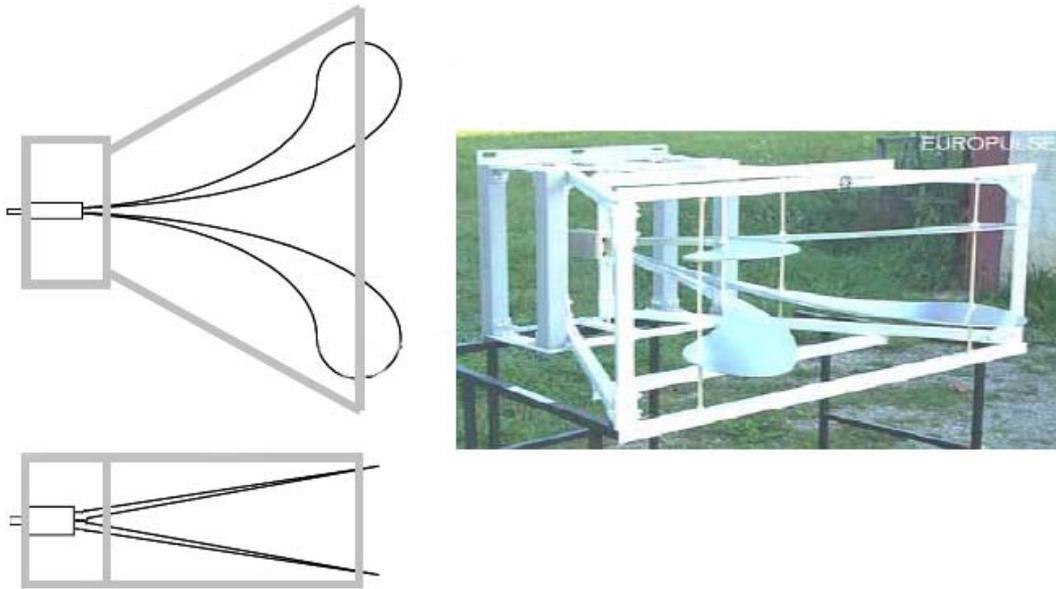


Figure IV.17 : Antenne « Libellule ».

L'intérêt d'utiliser une antenne différente en réception réside dans la diminution du coefficient de couplage entre le réseau émetteur et l'antenne de réception. Les deux antennes sont identiques dans leur principe de fonctionnement mais pas dans leur géométrie et leur réalisation. Les courants hautes fréquences circulent essentiellement en surface. Les brins pleins de l'antenne « Libellule » sont inutiles et ils sont remplacés par deux lames pour la « Valentine ». Le coefficient de couplage est diminué par la différence de forme entre les deux antennes.

Nous ne sommes pas surpris de constater que le gain des deux antennes est similaire (figure IV.18). Pour cette dernière il est de +12dB sur la plage 500MHz à 4GHz.

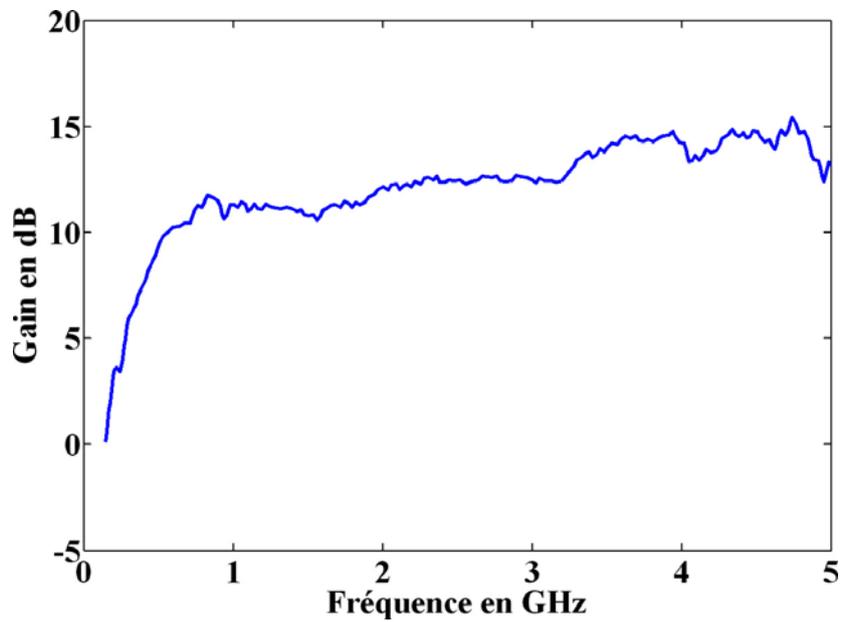


Figure IV.18 : Gain de l'antenne « Libellule » dans l'axe.

Dans la configuration bi-statique précédente, il est possible en plaçant une antenne sur un plateau tournant de mesurer la réponse impulsionnelle en fonction de l'angle entre l'antenne d'émission et l'antenne de réception puis de déduire la répartition spectrale en fonction de cet angle et donc de reconstruire le lobe de rayonnement de l'antenne.

Les résultats sont présentés sur la figure IV.19 pour une antenne « Valentine ».

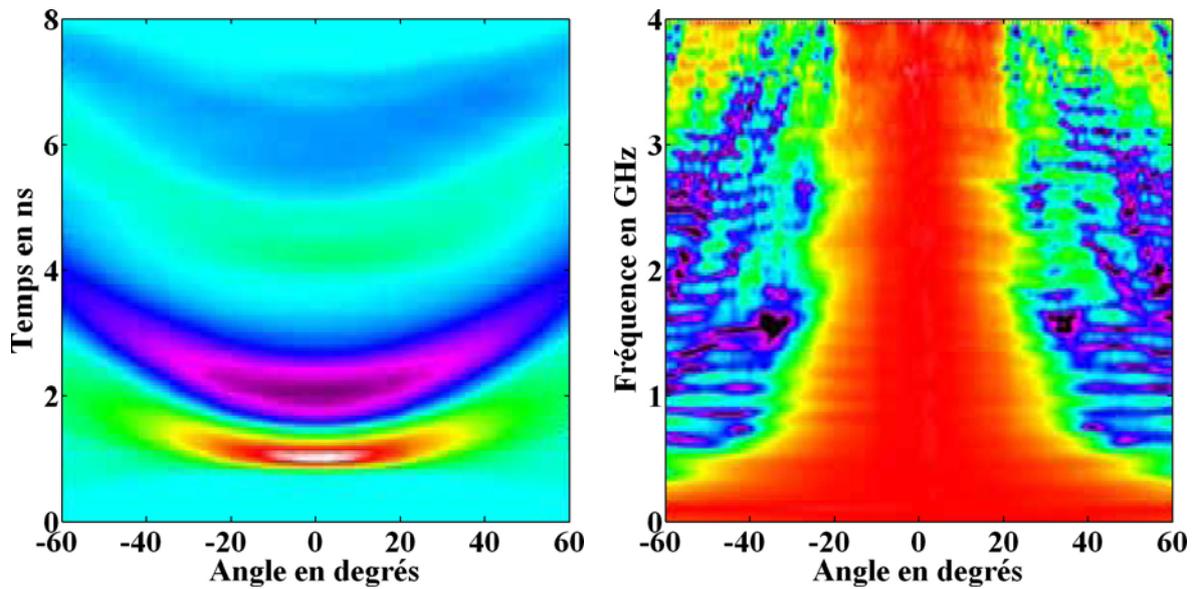


Figure IV.19 : Réponses temporelles et diagramme de rayonnement spectral d'une antenne « Valentine ». A gauche les couleurs chaudes correspondent à des amplitudes positives et les couleurs froides à des amplitudes négatives.

L'association en réseau d'antennes permet une sommation des champs électriques des diverses sources au point d'observation (figure IV.20) [100].

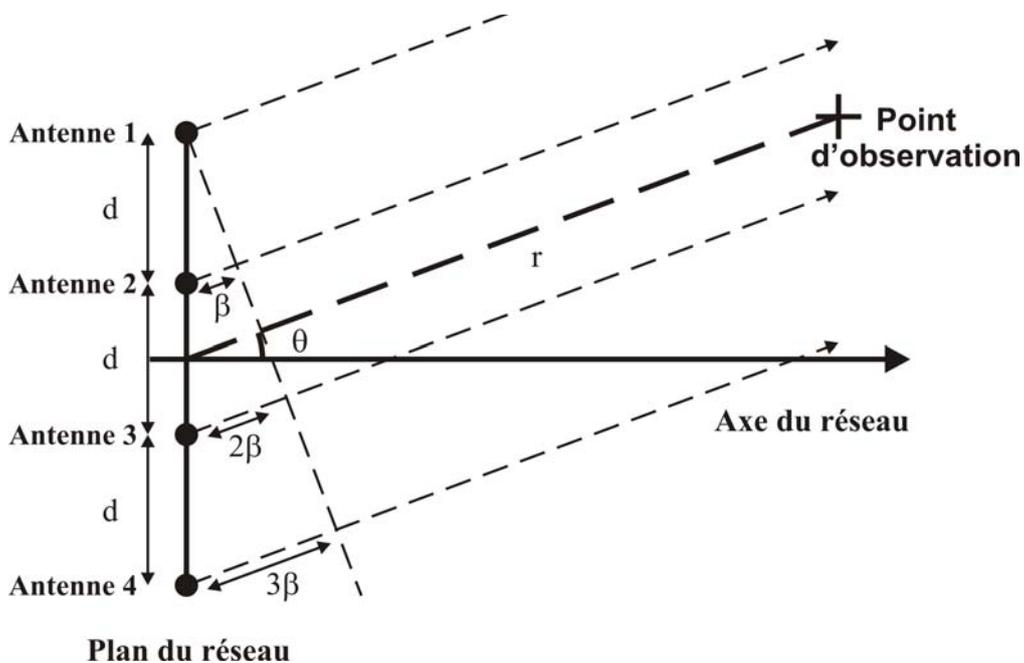


Figure IV.20 : Représentation schématique d'un réseau.

En champ lointain, c'est-à-dire dans la zone de Fraunhofer, nous pouvons exprimer la somme des champs comme :

$$\vec{E}_{total} = N \cdot \vec{E}_0 \cdot AF_n \quad (4.3)$$

Où  $N$  est le nombre d'antennes,  $\vec{E}_0$  le champ à la sortie des éléments rayonnant et  $AF_n$  le facteur de réseau normalisé.

Le facteur de réseau détermine la sommation cohérente des champs électromagnétiques issus de chaque antenne, il s'exprime de la manière suivante :

$$AF_n = \frac{1}{N} \left[ \frac{\sin\left(\frac{N}{2}\psi\right)}{\sin\left(\frac{\psi}{2}\right)} \right], \psi = \frac{2\pi}{\lambda} d \cos\theta + \beta \quad (4.4)$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayonnement,  $d$  la distance entre 2 antennes,  $\theta$  l'angle entre le point d'observation et la direction d'émission du réseau et  $\beta$  la différence de phase entre chaque source ou l'inclinaison du front d'onde issu du réseau.

Nous constatons que le facteur de réseau dépend de la longueur d'onde rayonnée. Donc pour un signal ULB, il sera différent pour chaque composantes fréquentielles émises. La zone de Fraunhofer est définie comme valable pour toute distance supérieure à  $2.D^2 / \lambda$ , où  $D$  est la largeur de la zone d'émission. De plus le lobe d'émission pour les différentes composantes fréquentielles du signal ULB n'est pas constant. Les mesures qui suivent ont été réalisées dans des conditions qui ne satisfont pas celles du champ lointain pour toutes les fréquences.

Le réseau de quatre antennes « Valentine » donne les résultats exposés sur la figure IV.21, pour des émissions synchronisées  $\beta = 0$ .

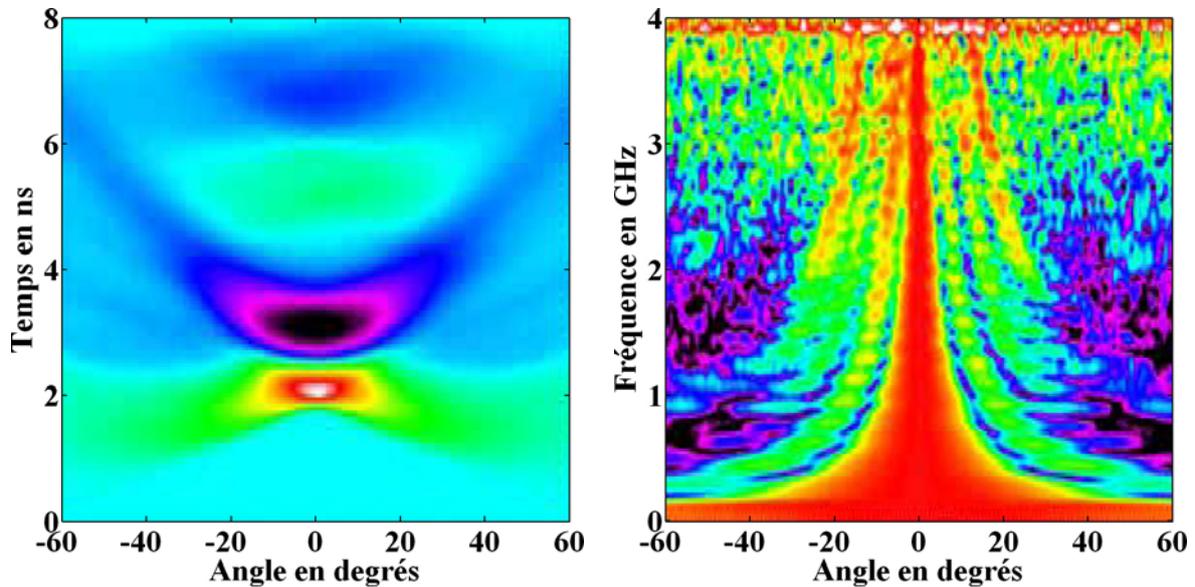


Figure IV.21 : Réponses temporelles et diagramme de rayonnement spectral du réseau de quatre antennes « Valentine ». A gauche les couleurs chaudes correspondent à des amplitudes positives et les couleurs froides à des amplitudes négatives.

Nous pouvons constater que pour une antenne puis quatre antennes, le lobe de rayonnement mesuré en champ « lointain » se rétrécit. De plus il apparaît des lobes secondaires de plus en plus proéminents à partir de 2GHz à cause de l'effet de réseau. Cet effet est lié aux modulations apportées par le facteur de réseau sur le lobe principal de chaque antenne. Les signaux mesurés montrent malgré tout la sommation cohérente des champs électriques.

## IV.3 Résultats

### IV.3.a Mise en phase des générateurs

L'intérêt de la commande optique est d'offrir un ajustement simple des retards entre les différents générateurs ULB. En effet par la simple manipulation de deux miroirs de renvoi sur un rail optique, la différence de chemin optique entre les différentes voies de commandes est facilement modifiée. Ainsi pour une variation de 1mm de la position des miroirs, nous avons une modification de 6.6ps de la position temporelle d'une impulsion vis-à-vis des autres. Le circuit hyperfréquence n'est pas modifié et donc il n'y a aucune implication sur les profils temporels électriques émis. Ainsi nous avons pu mettre en place une relation temporelle stable entre les générateurs ULB de manière à réaliser une synchronisation parfaite des impulsions électriques sur l'antenne de réception dans une configuration bi-statique. De même nous avons modifié cette loi de manière à diriger le lobe principal d'émission à  $-10^\circ$  de l'axe du réseau. Les figures IV.22 et IV.23 montrent respectivement le réseau avec un lobe d'émission principal à  $0^\circ$  et à  $-10^\circ$ .

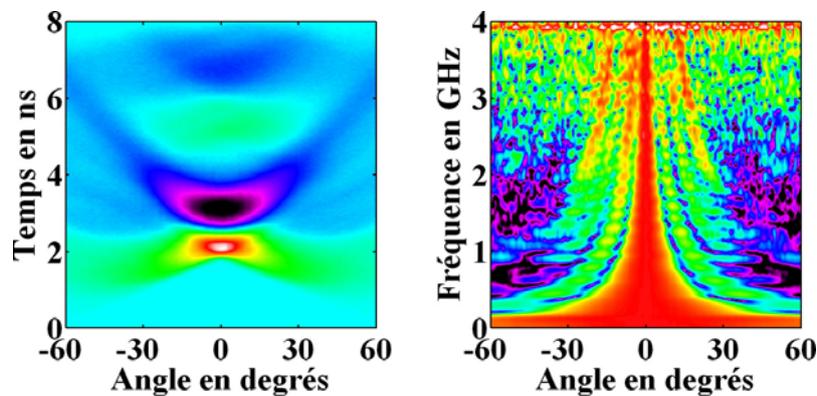


Figure IV.22 : Réponses temporelles et diagramme de rayonnement spectral du réseau de quatre antennes « Valentine ». Front d'onde se propageant dans l'axe du réseau.

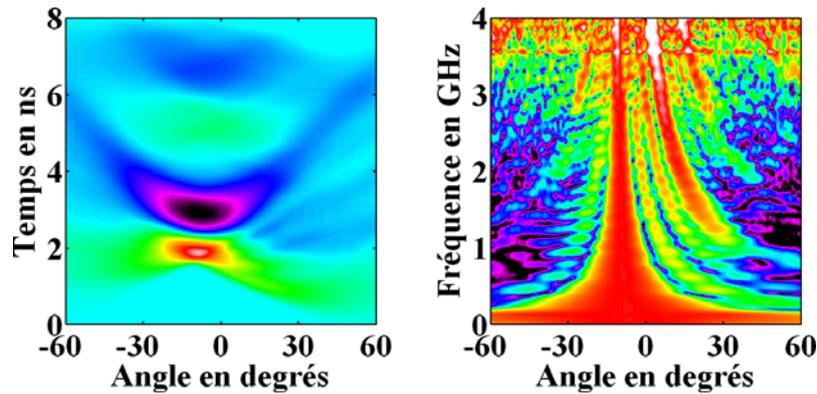


Figure IV.23 : Réponses temporelles et diagramme de rayonnement spectral du réseau de quatre antennes « Valentine ». Front d'onde se propageant avec une inclinaison de  $-10^\circ$  vis-à-vis de l'axe du réseau.

Sur la figure 23, nous constatons que le lobe de rayonnement principal est bien centré à  $-10^\circ$ . Par contre un lobe secondaire devient proéminent et dépasse en amplitude le lobe « principal » pour les fréquences supérieures à 2GHz à cause du terme  $\beta$  du facteur de réseau de l'équation (4.4) correspondant à l'inclinaison du front d'onde en sortie du réseau. De plus toutes les mesures ont été effectuées à une distance comprise entre 8m et 10m (limite de la chambre de mesure), ce qui est loin de vérifier les conditions de champ lointain pour les fréquences aux alentours de 4GHz :

$$2D^2 / \lambda = 2(0.4 \times 3)^2 / (3.10^8 / 4.10^9) \approx 38m .$$

### IV.3.b Imagerie

Le but de ce projet est de mettre en évidence l'obtention d'images par écholocalisation d'une cible. Pour cela le réseau d'antenne et l'antenne de réception sont replacés dans une configuration quasi mono-statique. La cible utilisée est un coin de cube métallique placé à environ 10m sur l'axe d'émission du réseau et posé sur le sol. Les sources constituant le réseau ont été préalablement synchronisées pour émettre dans l'axe. La cible est déplacée manuellement le long d'un axe perpendiculaire à celui du réseau par pas de 20cm, sur une distance totale de 8m.

Le réseau et la cible sont présentés sur la figure IV.24 dans les conditions expérimentales.

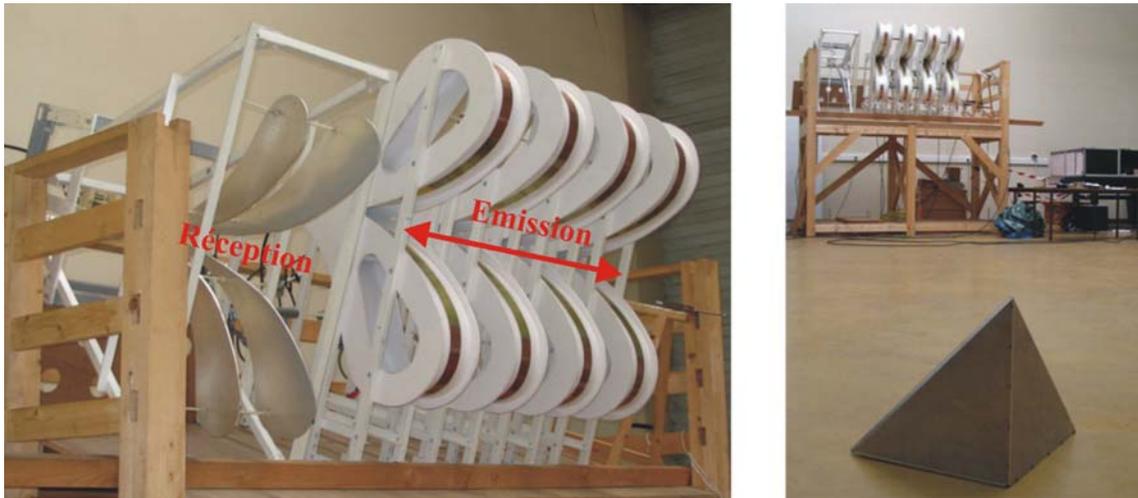


Figure IV.24 : Configuration de l'expérimentation d'acquisition d'images.

Le but de cette étude est de montrer l'intérêt du réseau de quatre antennes en comparaison à une antenne unique. Pour cela nous avons réalisé l'image de la même scène avec une seule antenne délivrant un signal alimentée avec un générateur délivrant 4kV et le réseau de quatre antennes chacune alimentées par un générateur délivrant 1kV. Les générateurs pour ce projet étant tous du même type, les différentes amplitudes délivrées sont obtenues en ajustant la tension de polarisation de l'ensemble. Or les parties précédentes ont montré que les impulsions en sortie des générateurs ont un profil temporel fortement dépendant de la tension de polarisation. Donc le signal ne sera pas exactement le même lors des mesures avec une ou quatre antennes. Néanmoins nous espérons obtenir des signaux peu différents.

Les figures IV.25 et IV.26 présentent les paraboles de migration obtenues lors de cette campagne de mesure.

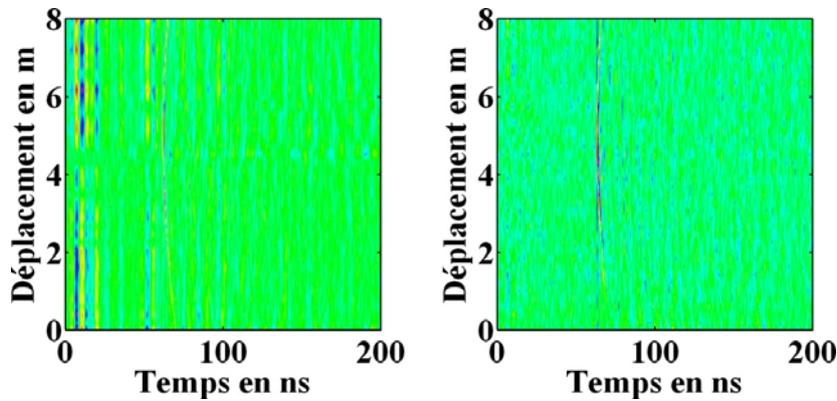


Figure IV.25 : Vue d'ensemble des signaux temporels enregistrés. A gauche une antenne, à droite le réseau.

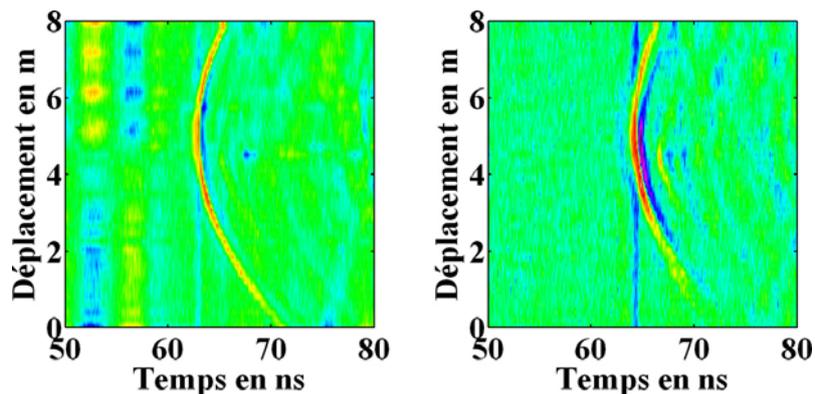


Figure IV.26 : Vue rapprochée des enregistrements obtenus. A gauche une antenne, à droite le réseau.

Des différences claires apparaissent entre une antenne et le réseau. Premièrement, le signal de couplage est plus important pour une antenne polarisée à 4kV que pour le réseau polarisé à quatre fois 1kV. Cela se traduit par les lignes parallèles présentes lors des premières nanosecondes (image de gauche de la figure IV.25). Deuxièmement les paraboles de migration obtenues par le réseau sont de plus forte amplitude et moins larges que pour une antenne. Cela est dû à l'effet réseau qui diminue le lobe principal d'émission et donc diminue la largeur des paraboles. De plus l'effet réseau augmente également la puissance sur la cible ce qui améliore le rapport signal à bruit.

De ces hyperboles de migration, il est possible par calcul d'obtenir l'image de la scène en considérant que le radar était mobile et non la cible [101]. Dans le cas contraire qui correspond au

déplacement du radar une difficulté supplémentaire intervient : l'ensemble du bruit de fond ou « clutter » se déplace. Les images sont présentées sur la figure IV.27.

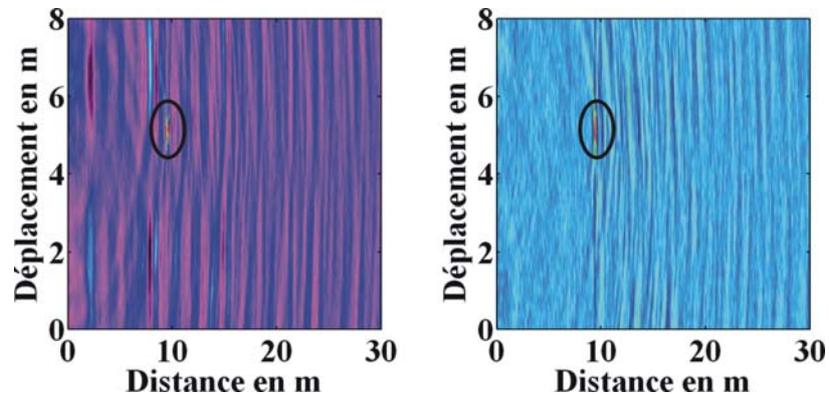


Figure IV.27 : Images obtenues avec une antenne (à gauche) et le réseau de quatre « Valentine » (à droite). La zone entourée désigne l'image de la cible.

Nous pouvons constater que l'image obtenue à l'aide du réseau est plus « nette » : le rapport signal à bruit est plus important que pour une seule antenne. Néanmoins le signal obtenu avec le réseau a une amplitude moindre qu'avec une seule antenne à cause de la plus faible quantité d'énergie à sommer : hyperbole moins large à cause du rétrécissement du lobe d'émission.

Le réseau d'antenne « Valentine » permet en comparaison à une antenne unique ULB d'obtenir des images plus nettes pour des niveaux de puissance rayonnés équivalents. Malgré cela un défaut est apparu : la résolution longitudinale du réseau est plus faible que celle d'une seule antenne. Cette dernière constatation est certainement due au fait que le local dans lequel a été assemblé le démonstrateur est trop étroit pour être exactement dans les conditions de champ lointain nécessaire pour une sommation cohérente optimale des signaux.

De cette manière la perte de résolution longitudinale de notre radar est liée à la différence de chemin entre les différentes antennes et la cible qui ne peut être négligée. Le réseau n'apparaissant pas comme une source unique pour toutes les composantes spectrales des sources optoélectroniques. Cela est illustré figure IV.28.

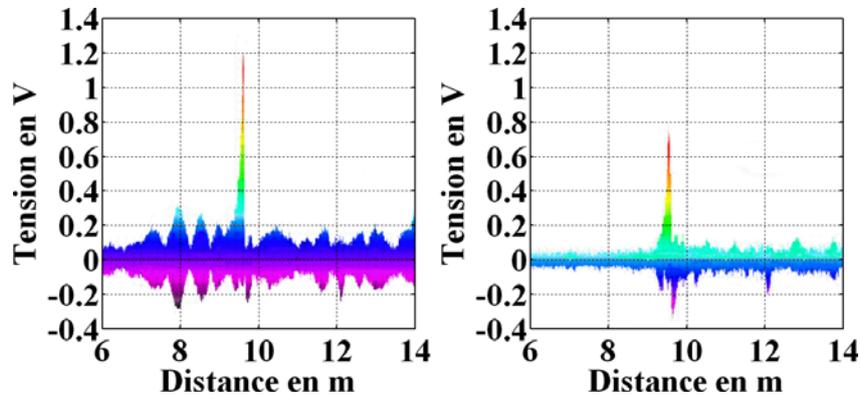


Figure IV.28 : Mise en évidence de la perte de résolution du réseau et de niveau du signal. A gauche une antenne, à droite le réseau.

### IV.3.c Essai d'émission avec un générateur de monocycles

Nous avons pu constater dans cette partie que les signaux issus des générateurs impulsionsnels du démonstrateur ne coïncident pas avec le spectre d'émission des antennes. La conséquence de cette désadaptation est la non-émission de certaines composantes spectrales créant des échos et un fort niveau de couplage entre antennes. Vue sous cet angle la solution au problème serait d'utiliser un générateur dont le spectre contiendrait peu de basses fréquences. Nous avons donc testé le gain qui serait apporté par des générateurs de monocycles au démonstrateur. Pour cela nous avons utilisé le générateur de monocycles présenté précédemment et pouvant délivrer un signal d'amplitude crête-à-crête de 3kV. La figure IV.29 présente les signaux issus d'un générateur impulsionsnel présent sur le démonstrateur et un monocycle.

Le niveau crête du signal impulsionnel correspond au niveau crête-à-crête du monocycle.

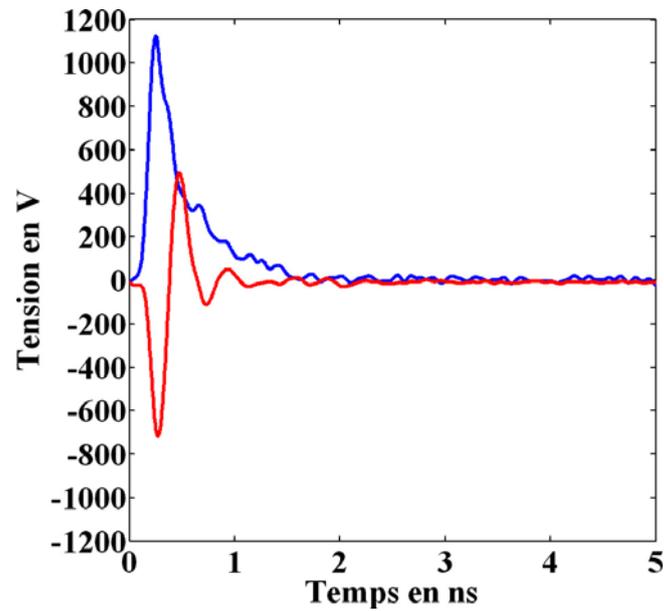


Figure IV.29 : Signaux à la sortie d'un générateur présent sur le démonstrateur et d'un générateur de monocycles.

Les signaux émis sont présentés sur la figure IV.30.

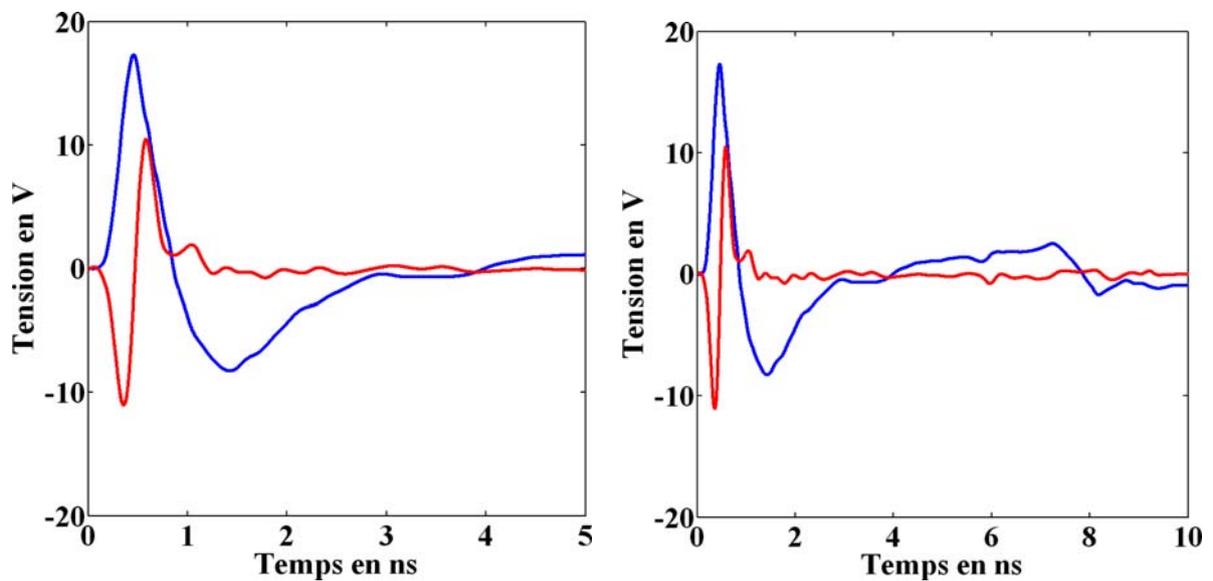


Figure IV.30 : Signaux en réception avec une antenne « Libellule » en vis-à-vis d'une antenne « Valentine ».

Nous constatons que le monocycle est faiblement dispersé en comparaison à un signal de type bi-exponentiel. De plus le signal monocycle permet d'obtenir un signal propre sans parasites à sa suite. Cela se traduit par une meilleure émission du contenu du signal et de très faibles charges résiduelles sur l'antenne dues au faible niveau de basses fréquences dans le spectre. La figure IV.31 montre les avantages d'un tel générateur et le faible niveau de couplage.

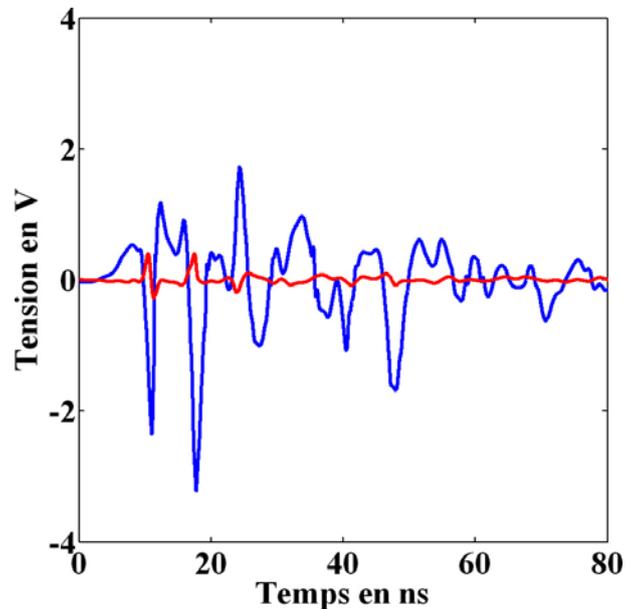


Figure IV.31 : Signal de couplage entre une antenne « Valentine » (émission) et une antenne « Libellule » (réception) pour un signal de type bi-exponentiel, en bleu et un signal monocycle en rouge.

L'apport d'un générateur dont le spectre est adapté au spectre que peut émettre l'antenne à laquelle il est associé est évident. Les conséquences d'un tel apport sont la diminution du couplage et l'augmentation de la dynamique en réception sur le signal issu de la scène. Au final l'emploi de ce type de générateur permet d'obtenir une meilleure image tout en augmentant la densité spectrale de puissance vers les hautes fréquences.

## IV.4 Bilan sur le démonstrateur RUGBI

La sommation sans gigue temporelle des champs issus d'un réseau de quatre antennes a été démontrée. Cette solution optoélectronique rapide permet une gestion en temps réel des caractéristiques d'émission du système radar à large bande spectrale. Cette sommation cohérente permet une addition sans perte des puissances issues des différents émetteurs et un rétrécissement du lobe de rayonnement proportionnel au nombre d'antennes. Il en résulte une augmentation significative de la densité de puissance dans l'axe d'émission du radar. Cette augmentation de la densité de puissance est au mieux égale au nombre d'antennes au carré. Il a également été démontré que le lobe de rayonnement pouvait être orienté par une simple gestion des retards optiques, jusqu'à des amplitudes de 10 degrés de part et d'autre de l'axe.

Ce système apporte également une amélioration au niveau de la détection de cible. Nous avons observé une augmentation du rapport signal à bruit qui est directement proportionnelle à la densité de puissance qui illumine l'objet à identifier. Néanmoins, une perte de la résolution longitudinale du système a été constatée lors de son utilisation dans des conditions ne satisfaisant pas à celles du champ lointain. Ceci fait apparaître une portée minimale du radar pour une résolution longitudinale maximale (zone de Fresnel).

Nous avons mis en évidence l'importance du profil spectral de l'impulsion à rayonner sur le couplage entre les différentes antennes constituant les systèmes d'émission et de réception. Un profilage spectral et donc temporel d'une impulsion peut permettre un gain significatif sur ce couplage parasite et une augmentation de l'efficacité de rayonnement de chaque antenne (impulsion monocycle).

Nous avons également démontré qu'une délocalisation du système de commutation au plus près des antennes d'émission était possible. La propagation d'impulsions optiques picosecondes de quelques millijoules dans des fibres particulières présentant des cœurs importants permet de garder l'ensemble des propriétés (puissance, brièveté) nécessaires à une commutation sans gigue d'impulsions électriques picosecondes. Néanmoins, la mise en œuvre du démonstrateur reste complexe à cause de la rigidité des guides utilisés. Enfin, la gestion des retards optiques permettant un basculement du lobe d'émission reste très simple à utiliser et peut faire l'objet d'une informatisation permettant un pilotage en temps réel du système radar.

Les résultats obtenus lors de cette étude ouvrent la voie à de multiples applications. La sommation des puissances permet l'augmentation de la portée opérationnelle des radars optoélectroniques et la perspective de l'emploi de tels systèmes pour la guerre électronique. L'agilité procurée par la gestion des retards optiques ouvre l'accès au pointage dynamique pour le suivi d'objets mobiles, l'acquisition d'images à partir d'une position statique ou encore la surveillance de zones. La grande bande passante laisse la possibilité de l'emploi de ces sources pour de la métrologie transitoire nécessitant ou ne nécessitant pas de fortes puissances (détection à travers les murs, la végétation ou diagnostics transitoires d'antennes, etc.), ainsi que la reconnaissance de cibles par leur signature sur le spectre ULB. De plus le spectre large des générateurs permet l'obtention d'images hautement résolue.

Dans l'état actuel des diverses technologies, ce démonstrateur est à notre connaissance une première mondiale dans son domaine. Il est en effet la première réalisation regroupant des générateurs optoélectroniques travaillant en régime linéaire capables de délivrer des signaux ULB aussi puissants en un réseau pilotable avec une consommation optique raisonnable. Ces générateurs associés à des antennes ULB présentant un gain stable sur la bande de fréquence de 300MHz à 3GHz et une grande directivité ont permis d'obtenir des résultats cumulés inégalés. Néanmoins il ne constitue pas le démonstrateur de radar le plus puissant ou possédant le plus large spectre émis ou possédant le plus grand nombre d'éléments. Ce démonstrateur montre néanmoins une avancée significative par rapport au démonstrateur ULB PULSAR. Ce dernier ne possédait qu'une seule antenne permettant de rayonner une puissance de 12.5MW. La source basée sur un éclateur à gaz ne permettait pas de s'orienter vers un cumul de puissance par l'emploi d'un réseau d'antenne à cause de la gigue temporelle importante inhérente à cette technologie. Cette gigue empêchait également de bénéficier d'un avantage important des réseaux d'antenne, l'agilité du rayonnement.



# **PARTIE V**



## **V. Recherche exploratoire sur de nouvelles sources lasers associables aux photocommutateurs**

Au-delà des performances des photocommutateurs, l'élément clé permettant d'engendrer une commutation efficace est la source laser. Les énergies requises pour permettre une commutation optimale varient de quelques dizaines de microjoules à quelques millijoules. Dans ces conditions les sources lasers utilisables sont peu nombreuses. La source principalement utilisée durant cette étude permet d'obtenir des impulsions courtes (25ps) avec de fortes énergies (50mJ) mais ne permet pas une augmentation de la fréquence de récurrence. De plus ces lasers nécessitent un refroidissement par eau ce qui les rend inutilisables sur une plateforme mobile. En regard de l'énergie nécessaire, les lasers à fibres sont exclus bien qu'ils pourraient être utiles pour la génération d'impulsions haute tension de plusieurs dizaines de nanosecondes. La seule technologie accessible repose donc sur des cristaux massifs.

Les lasers les plus compacts à base de cristaux dopés néodyme sont des lasers déclenchés pompés par diodes de taille millimétrique (microchip). Ces sources présentent l'avantage d'émettre des impulsions optiques de plusieurs dizaines de microjoules avec des fréquences de récurrence de 1kHz à 100kHz. Le seul inconvénient est la durée des impulsions engendrées qui est au plus court de 148ps. Ces lasers peuvent être amplifiés avec des systèmes à fibre (rod-type technology, limite entre le cristal et le guide d'onde [102, 103]) ou une technologie à cristaux massifs.

C'est ce type de sources que nous allons tester et tenter d'améliorer pour réaliser des systèmes de commutation compacts refroidis par air.

### **V.1 Sources microchip**

#### **V.1.a Point sur la technologie**

Un laser dit « microchip » est un laser délivrant des impulsions optiques de l'ordre de la nanoseconde. Le mode de fonctionnement de ce type de source est dit « déclenché » (Q-switched). Ce mode de fonctionnement se situe entre le mode d'émission laser continu et les lasers à modes bloqués. L'architecture des lasers déclenchés est donc relativement simple et par la même robuste

[104]. Un laser déclenché est basé sur une réduction rapide des pertes de la cavité après avoir réalisé une inversion de population maximale. Des impulsions énergétiques sont alors produites, dont la durée dépend de la longueur de la cavité, du temps de fluorescence du milieu à gain et de la vitesse de commutation du modulateur de pertes. Deux types de commutations sont possibles, passive ou active. Un modulateur actif à base de cristal électro-optique ou acousto-optique nécessite un système d'alimentation mais ne génère pas des impulsions aussi courtes que les systèmes passifs. Il est souvent plus encombrant et plus coûteux. Le modulateur passif le plus courant est constitué d'un solide ou d'un liquide dont la structure des niveaux électroniques est telle que les pertes par absorption sont saturables. Ainsi, au delà d'une certaine puissance, la transmission du composant augmente de manière brutale. Ce mécanisme optique non linéaire doit être adapté à la longueur d'onde du laser et à ses caractéristiques amplificatrices pour qu'il opère de manière satisfaisante. La cadence de répétition est alors liée à la dynamique de l'ensemble et non plus à une commande électrique externe comme pour les systèmes Q-switch actifs. Elle est typiquement de quelques kilohertz avec du Cr 4+:YAG.

Un laser microchip est un laser tout solide, non fibré qui est réalisé par l'assemblage de deux milieux par contact optique. La figure V.1 représente la cavité laser d'une telle source.

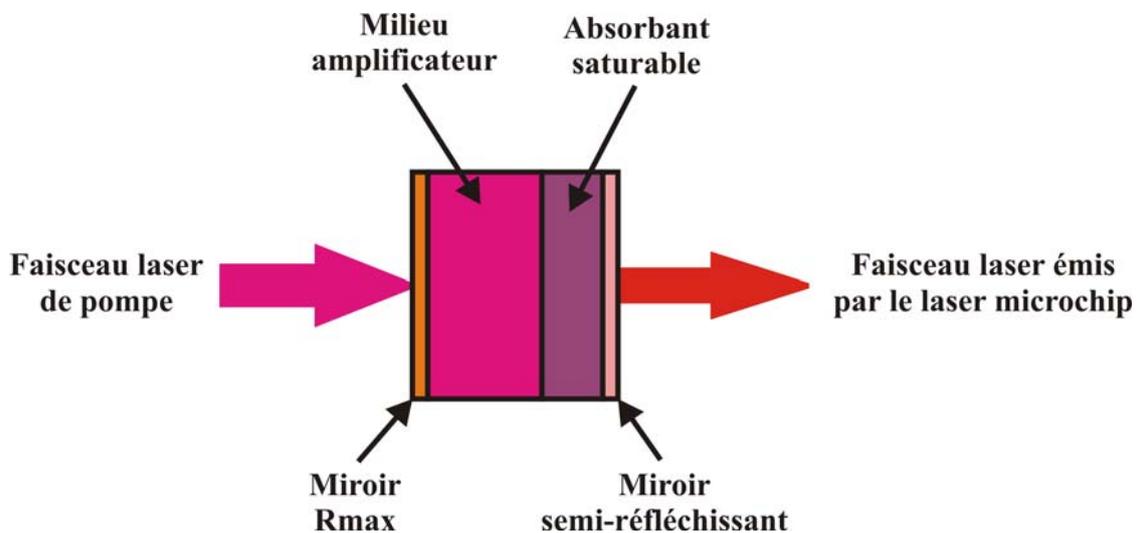


Figure V.1 : Principe de la cavité laser d'un microchip déclenché.

Le milieu amplificateur peut être un cristal de type grenat d'yttrium aluminium (YAG) dopé néodyme (Nd:YAG) ou vanadate d'yttrium dopé néodyme (Nd:YVO<sub>4</sub>) ou tout autre milieu à gain [105]. Sur une face de ce milieu à gain est déposé un diélectrique servant de miroir totalement réfléchissant à la longueur d'onde d'émission du laser. A l'autre extrémité de la cavité se trouve un

absorbant saturable solide passif qui peut être du chrome YAG ( $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ ) servant à déclencher les pertes pour atteindre un régime pulsé. Les deux cristaux sont assemblés par adhésion moléculaire ou par croissance. La dernière face de l'absorbant saturable est recouvert d'un diélectrique créant un miroir semi-réfléchissant à la longueur d'onde d'émission pour extraire le rayonnement laser de la cavité. Cette puce (chip) est au plus de quelques millimètres de long et permet de générer des impulsions subnanosecondes et nanosecondes. La fréquence de répétition du laser dépend alors de la nature du milieu à gain, de l'absorbant saturable, de la longueur de la cavité et de la puissance de pompe [106]. La pompe optique est fournie par une diode laser AlGaAs émettant vers 808 nm pour des microchips à base d'ion néodyme.

Ce type de laser est très compact et permet d'obtenir des impulsions optiques relativement courtes avec des récurrences de quelques kilohertz à une centaine de kilohertz. De tels lasers sont également capables de fournir des impulsions aussi courtes que 148ps à 20kHz et pouvant atteindre 250μJ après amplification [107]. Les sources commercialisées de type microchip délivrent des impulsions dont la largeur à mi-hauteur est comprise entre 500ps à 1ns pour une énergie de 5μJ à 70μJ par impulsion. Ce type de laser associé à des amplificateurs permettrait de commander plusieurs générateurs ULB générant des impulsions électriques nanosecondes de forte puissance à de très hautes cadences.

Nous avons pu nous faire prêter deux sources de type microchip de forte énergie pour compléter l'étude du paragraphe III.5.g sur l'influence de la fréquence de répétition sur les générateurs optoélectroniques et pour évaluer précisément les aptitudes de ces sources à contrôler un ou plusieurs photocommutateurs 1kV.

### **V.1.b Essais avec une source microchip amplifiée**

Nous disposons d'une source laser expérimentale de type microchip amplifiée. Ce laser est constitué d'un oscillateur de type microchip comme décrit précédemment et d'un amplificateur multi-passages.

La source est représentée schématiquement sur la figure V.2.

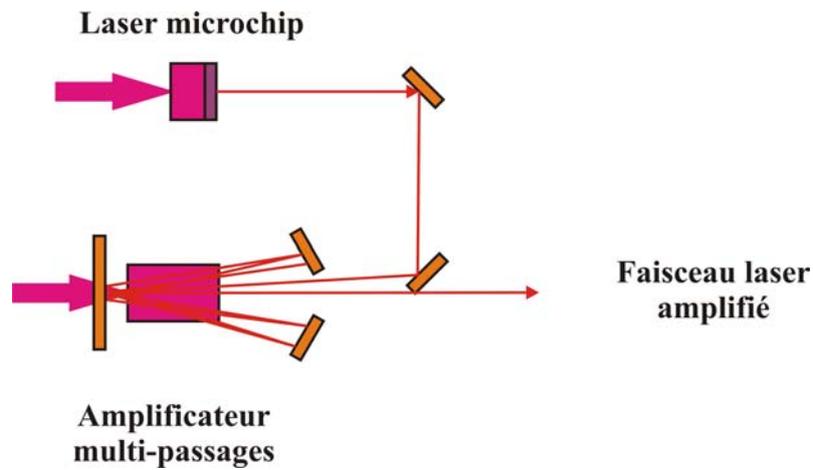


Figure V.2 : Laser microchip et amplificateur multi-passages.

Les performances de cette source sont données dans le tableau suivant :

Longueur d'onde	Cadence	Durée des impulsions	Temps de montée
1063nm	~30kHz	680ps	630ps
Puissance Moyenne	Energie par impulsion		
8W	~300μJ		

Tableau V.1 : Caractéristiques du laser microchip amplifié.

Les impulsions optiques en sortie de la source laser ont pu être mesurées par une photodiode rapide. Les profils sont présentés figure V.3.

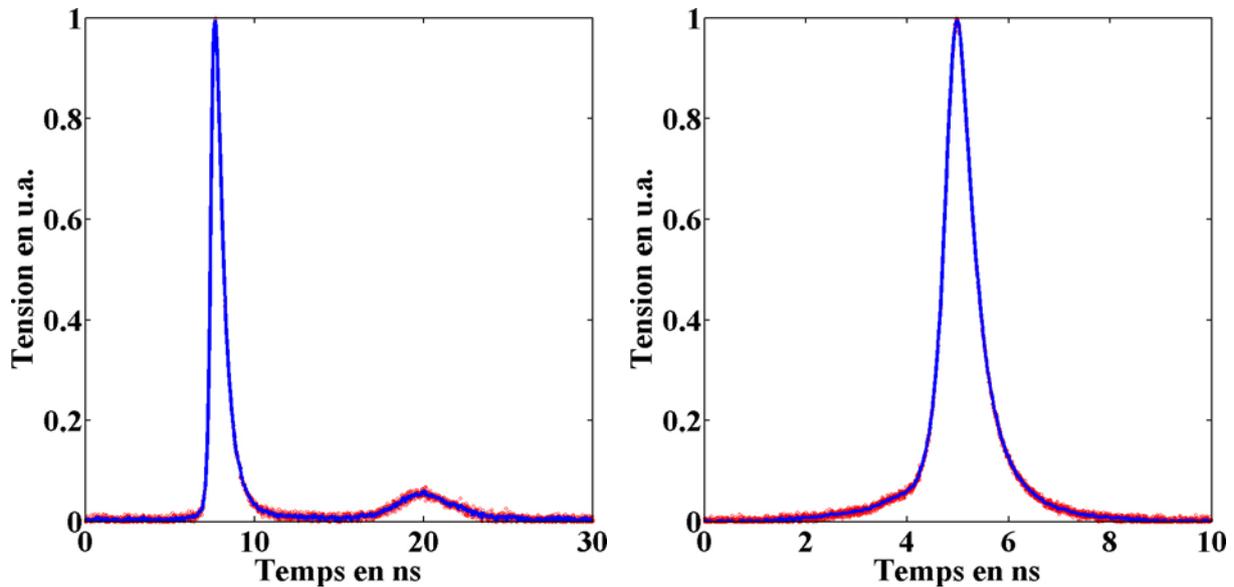


Figure V.3 : Impulsion optique en sortie de l'oscillateur laser microchip à gauche et à droite impulsion optique à la sortie de l'amplificateur.

Nous pouvons voir très clairement une deuxième impulsion de moindre amplitude suivant l'impulsion principale. . Après amplification cette deuxième impulsion devient négligeable. En effet l'impulsion principale de plus forte énergie dépeuple fortement le niveau supérieur de la transition laser et réduit fortement le gain pour les signaux qui suivent tant que la pompe n'a pas reconstruit une inversion de population suffisante. L'amplificateur à multiple-passages permet également par le même processus une légère compression de l'impulsion issue de l'oscillateur (de 800ps environ à 680ps). Malheureusement il apporte aussi un allongement du front de montée de l'impulsion optique amplifiée (430ps à 630ps).

Pour déterminer l'impact de la forte cadence (30kHz) de cette source sur un de nos générateurs de monocycles, nous avons réalisé le dispositif expérimental de la figure V.4.

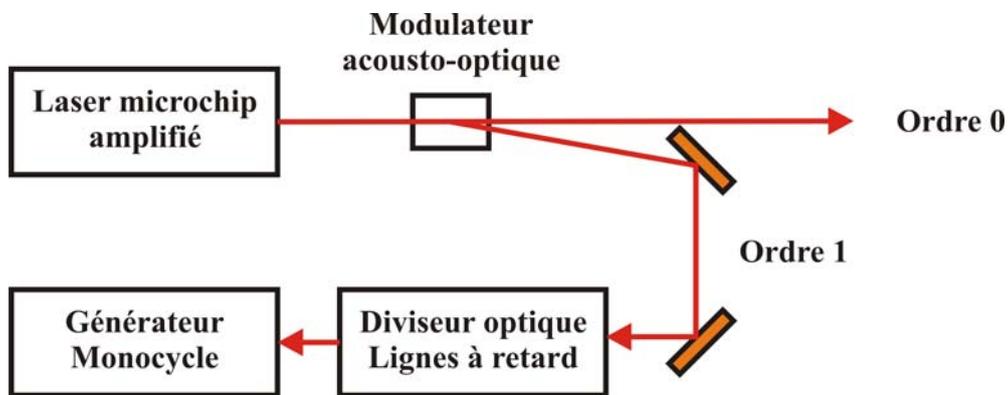


Figure V.4 : Dispositif expérimental permettant de modifier la cadence de la source laser.

Le modulateur acousto-optique inséré à la sortie de la source laser permet de diminuer par division entière la cadence du microchip amplifié. Le modulateur produit des ondes acoustiques dans un cristal qui forment un réseau d'indice par effet photo-élastique sur lequel le faisceau laser est dévié par diffraction. La création du réseau dépend de la présence d'un champ électrique aux bornes du cristal. Donc par le contrôle de l'application de ce champ il est possible de dévier ou non le faisceau laser. C'est un moyen de diminuer la fréquence de la source laser de manière artificielle sans agir sur sa stabilité. Le premier ordre du réseau est alors divisé en deux sous-faisceaux pouvant être retardés l'un par rapport à l'autre et répartis sur les photocommutateurs d'un générateur de monocycles possédant une ligne de 9.5cm de long.

Ce générateur précédemment caractérisé avec des impulsions de 25ps délivrait le signal électrique suivant (figure 5).

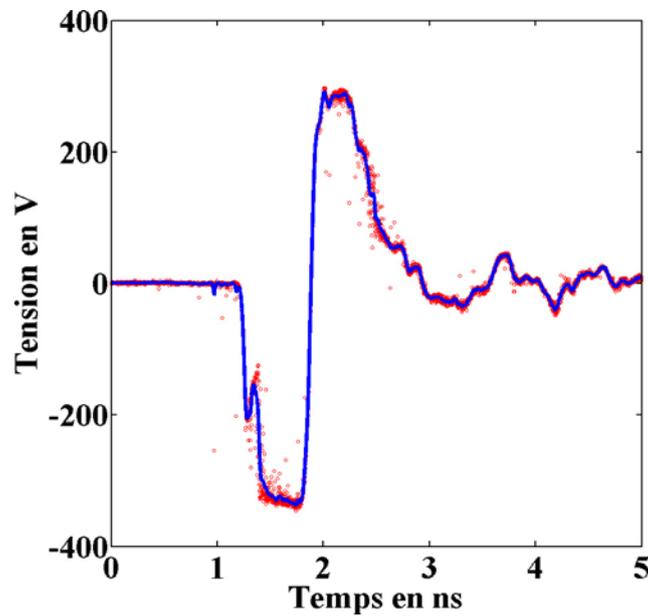


Figure V.5 : Générateur de monocycles de 1.5ns commandé par une source laser délivrant des impulsions optiques de 25ps à 20Hz.

Nous voyons que l'implantation des photocommutateurs ainsi que la réalisation des lignes hyperfréquences n'est pas parfaite (présente de réflexions). Ce générateur délivre un signal crête-à-crête de 600V pour une durée d'environ 1.5ns et une polarisation de 1kV. Les photocommutateurs employés peuvent être polarisés jusqu'à 1kV et nécessitent une énergie optique de 5 $\mu$ J. La résistance de polarisation de ce générateur est de 1M $\Omega$ . Nous avons également testé ce générateur avec les impulsions du microchip délivrant des impulsions de 680ps à une fréquence de 30kHz. La puissance optique moyenne sur les photocommutateurs passe de 0.1mW à 150mW. La puissance électrique en sortie de générateur passe d'environ 0.2mW à 76mW (efficacité de 30%).

Les résultats sont présentés sur la figure suivante :

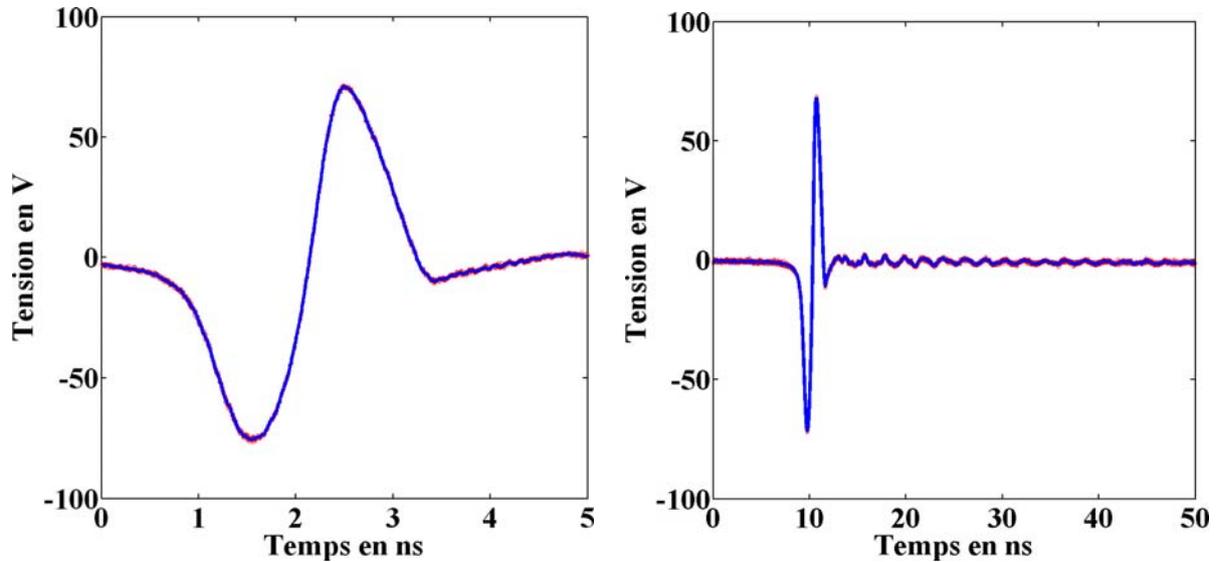


Figure V.6 : Générateur de monocycles commandé par le laser microchip amplifié avec une résistance de polarisation de  $1M\Omega$  et une cadence de 30kHz.

Nous voyons que les signaux présentés sur la figure V.6 ont subis trois modifications vis-à-vis de ceux de la figure V.5. La première est l'absence de réflexions visibles. Le générateur semble ne plus posséder de désadaptations d'impédance visibles au niveau du front de montée de l'impulsion. Néanmoins des oscillations résiduelles sont visibles après le signal utile. La deuxième est l'augmentation des temps de transition. La troisième est la chute de l'efficacité électrique de 60% à 16%. Les deux premières modifications de la forme du profil temporel sont liées à la forme de l'impulsion optique (durée plus grande, front de montée plus lent, etc.). En effet les impulsions optiques en sortie de microchip amplifiées ont une enveloppe temporelle plus lente que les impulsions optiques de 25ps. Dans ces conditions il est conforme au régime de fonctionnement linéaire de retrouver ces variations sur les transitions électriques. Les réflexions dues aux désadaptations sont également plus progressives et donc sont noyées dans le signal. La chute de l'efficacité peut être due à deux possibilités :

- l'énergie optique est insuffisante.
- la ligne chargée en continue n'a plus le temps de se charger totalement entre deux impulsions optiques.

Pour lever l'indétermination nous avons remplacé la résistance de polarisation de  $1M\Omega$  par une résistance de  $820\Omega$  de manière à diminuer le temps de charge de la ligne du monocycle. Nous avons alors obtenu les signaux de la figure V.7.

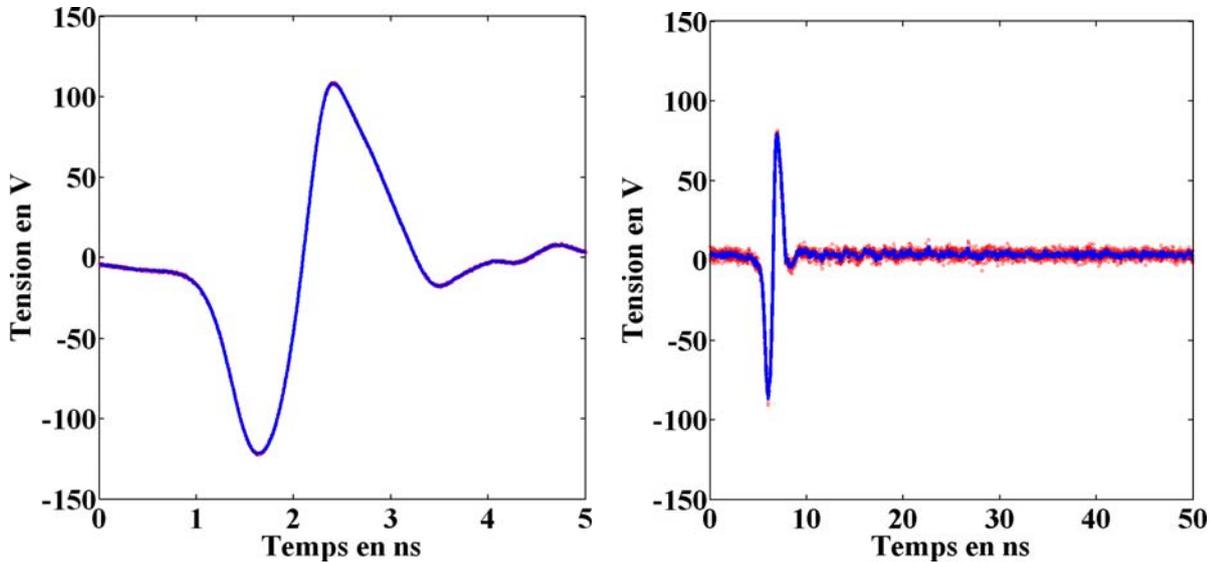


Figure V.7 : Générateur de monocycles commandé par le laser microchip amplifié avec une résistance de polarisation de  $820\Omega$  et une cadence de 30kHz.

Nous voyons qu'avec la nouvelle résistance la tension crête-à-crête en sortie de générateur est passée de 160V à 230V soit 23% d'efficacité électrique. Par contre l'efficacité semble limitée par notre alimentation haute tension qui ne peut délivrer plus de 4mA. Pour palier ce nouveau problème, nous avons diminué la longueur de la ligne coaxiale apportant la tension de polarisation. Cette nouvelle modification nous a permis d'atteindre une efficacité électrique de 30%.

Ce résultat est présenté sur la figure V.8. Dans cette configuration, nous avons étudié l'impact de la fréquence de récurrence sur le signal généré. Trois fréquences ont été explorées 1kHz, 15kHz et 30kHz. La figure V.8 regroupe l'ensemble de ces résultats.

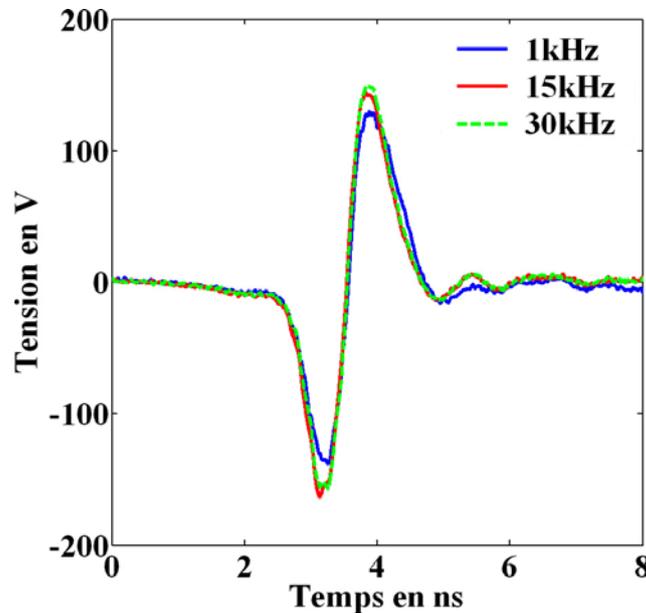


Figure V.8 : Générateur de monocycles commandé par le laser microchip amplifié avec une résistance de polarisation de  $820\Omega$  et des cadences de 1kHz, 15kHz et 30kHz.

Nous constatons que la tension commutée ne dépend pas de manière importante de la fréquence de la source. La ligne est totalement chargée au niveau de la tension de polarisation entre deux impulsions optiques et ce quelle que soit la fréquence ( $<30\text{kHz}$ ). Seule une variation du courant en sortie de l'alimentation haute tension est observable en fonction de la fréquence de la source laser. Ainsi à 30kHz l'intensité moyenne du courant était de 3.6mA, de 2.3mA à 15kHz et de 1.5mA à 1kHz. Cela est logique puisque le temps de recharge augmente avec la diminution de la fréquence de la source laser, ce qui implique une diminution du courant moyen délivré par l'alimentation. Cela prouve que la ligne de propagation est totalement chargée entre deux impulsions optiques.

Il est également à noter que l'équilibre du cycle n'a pas été obtenu grâce aux retards optiques mais par la modification de l'énergie optique envoyée sur chaque photocommutateur. L'équilibrage du cycle avec les retards optiques est devenu moins sensible avec cette source laser. Un déplacement mécanique de plusieurs millimètres devant induire un décalage de 60ps par millimètre n'avait que très peu d'impact sur le signal. Cela prouve l'influence de la forme des impulsions optiques (durée de l'impulsion, front de montée) vis-à-vis de la durée attendue des signaux électriques.

## **Conclusion :**

Ainsi avec cette source laser délivrant des impulsions de largeur à mi-hauteur de 680ps et possédant un front de montée et de descente de 630ps il n'est pas possible d'obtenir une efficacité électrique optimale de ce générateur (30%) en comparaison de ce qui a été obtenu avec des impulsions de 25ps (60%). Deux raisons indépendantes peuvent l'expliquer. La première est le temps nécessaire à l'ensemble alimentation-générateur pour retrouver un état indépendant de la fréquence de répétition des impulsions lasers. En effet la ligne servant à générer le monocycle nécessite un certain temps pour être rechargée au niveau de la tension d'alimentation. Ce temps de charge dépend de la résistance servant à polariser la ligne, de la capacité parasite du câble distribuant la tension provenant de l'alimentation à cette résistance et du débit maximal de l'alimentation. La seconde raison provient du profil temporel de l'impulsion laser. Ainsi cette source microchip ne permet pas de commander efficacement avec ses impulsions longues (680ps) aux transitions lentes (620ps) un générateur délivrant des monocycles de 1.5ns. En effet, à cause du régime linéaire de fonctionnement des photocommutateurs la longueur de la ligne de propagation impose un temps de propagation du signal électrique qui doit être supérieur à la durée de l'impulsion optique pour obtenir une commutation optimale. Dans ces conditions les retards optiques permettront de modifier le profil temporel du signal.

Le circuit de charge joue un rôle prépondérant lors de l'augmentation de la cadence de la source laser. Cette dernière conclusion nous a amenée à modéliser le comportement transitoire global de l'ensemble alimentation-générateur.

## Modèle asymptotique de réouverture du photocommutateur – Importance de l’arrivée haute tension

Le fait de disposer lors de nos test d’une alimentation haute tension ne pouvant délivrer que 4mA sur l’ensemble des tensions accessibles, nous a permis de déterminer les facteurs limitant associés à l’arrivée de la polarisation sur le générateur :

- résistance de polarisation du générateur.
- arrivée de la polarisation de l’alimentation à la résistance de polarisation.

Le but de cette partie est de retrouver le lien entre les amplitudes crête-à-crête obtenues précédemment, le comportement transitoire des deux photocommutateurs et les paramètres de l’arrivée de la tension de polarisation pour des temps très grands devant la réponse électrique des générateurs. Nous ne nous intéresserons pas à retrouver le signal généré par le générateur de monocycles précédent mais à trouver le comportement à long terme de l’ensemble générateur circuit d’alimentation. Pour cela nous modéliserons cet ensemble sous un logiciel permettant de résoudre en transitoire les circuits électriques (logiciel de type SPICE). L’ensemble générateur circuit d’alimentation est alors modélisé comme le montre la figure V.9.

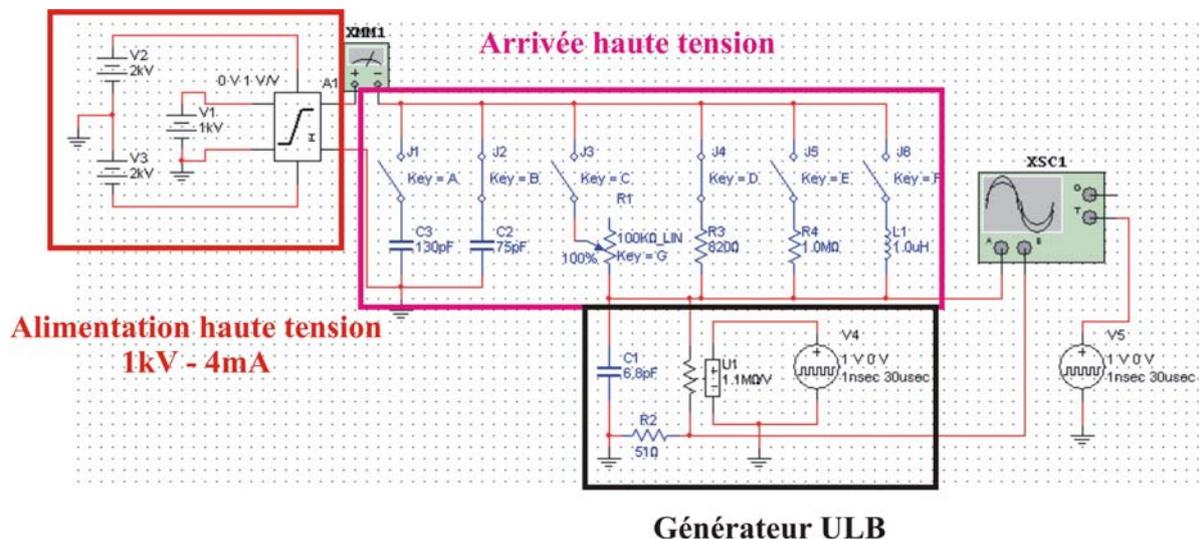


Figure V.9 : Modélisation de l’ensemble alimentation, circuit d’arrivée haute tension et circuit équivalent du générateur de monocycles.

L’alimentation est modélisée en utilisant un circuit standard permettant de simuler une alimentation de 1kV avec une limite de courant de 4mA. L’arrivée haute tension comporte deux éléments capacitifs représentant les capacités des câbles utilisés pour acheminer la tension de polarisation à la

résistance de polarisation. La première capacité de 130pF représente un câble RG11 de 2m de long et la seconde capacité de 75pF représente un câble RG58 de 0.75m de long. Ensuite nous avons inséré les résistances de polarisation de  $1M\Omega$  et de  $820\Omega$ . Nous avons également ajouté une inductance et un potentiomètre de  $100k\Omega$  de manière à voir l'influence de ces derniers sur la charge du générateur. Enfin le générateur de monocycles est modélisé par une capacité correspondant à la ligne chargée, une résistance variable correspondant aux deux photocommutateurs et une résistance de  $51\Omega$  pour le circuit de mesure. La résistance équivalente des deux photocommutateurs suit le profil suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 \leq t \leq 1ns, R = R_{\max} - \frac{R_{\max}}{1ns} t \\ 1ns \leq t \leq 2ns, R = 0 \\ 2ns \leq t \leq 30\mu s, R = \frac{R_{\max}}{29\mu s} t \end{array} \right. \quad (5.1)$$

Où  $R_{\max}$  correspond à la résistivité maximale atteinte par le photocommutateur avant l'arrivée de l'impulsion optique suivante. Les temps de transition sont pris pour correspondre à l'ordre de grandeur de l'impulsion optique (1ns). La réouverture du photocommutateur est considérée comme linéaire pendant les  $29\mu s$  restant. Cela permet la détermination du comportement asymptotique du photocommutateur pour des temps très grands devant son temps de recombinaison ( $70ns \ll 29\mu s$ ). La source ayant une fréquence de 30kHz sa périodicité est d'environ  $30\mu s$ .

Nous considérons dans ce modèle que l'efficacité électrique est constante et est liée à la forme des impulsions optiques employées. Nous pouvons déduire des signaux de la partie précédente que l'efficacité maximale atteinte est de 30% dans le cas où le courant moyen mesuré est inférieur à 4mA. Ainsi à partir des mesures précédentes il est possible de déterminer la tension que la ligne chargée a atteinte pour les différentes configurations.

Ces différentes configurations sont résumées dans le tableau suivant :

Configuration	Figure	Capacité équivalente du câble	Résistance de polarisation	Amplitude crête-à-crête	Efficacité électrique	Tension de la ligne chargée
1	V.6	205pF	1M $\Omega$	160V	30%	530V
2	V.7	205pF	820 $\Omega$	230V	30%	760V
3	V.8	75pF	820 $\Omega$	300V	30%	1000V

Tableau V.2 : Résumé des différentes performances obtenues dans la partie précédente avec le microchip amplifié.

En partant de ces données et des paramètres connus du tableau 3, nous avons pu déterminer la valeur de  $R_{\max}$ . Les figures V.10 et V.11 montrent l'évolution de la tension aux bornes de la capacité équivalente de la ligne chargée, initialement vide de charges électriques pour la valeur de  $R_{\max}$  de 1.1M $\Omega$ .

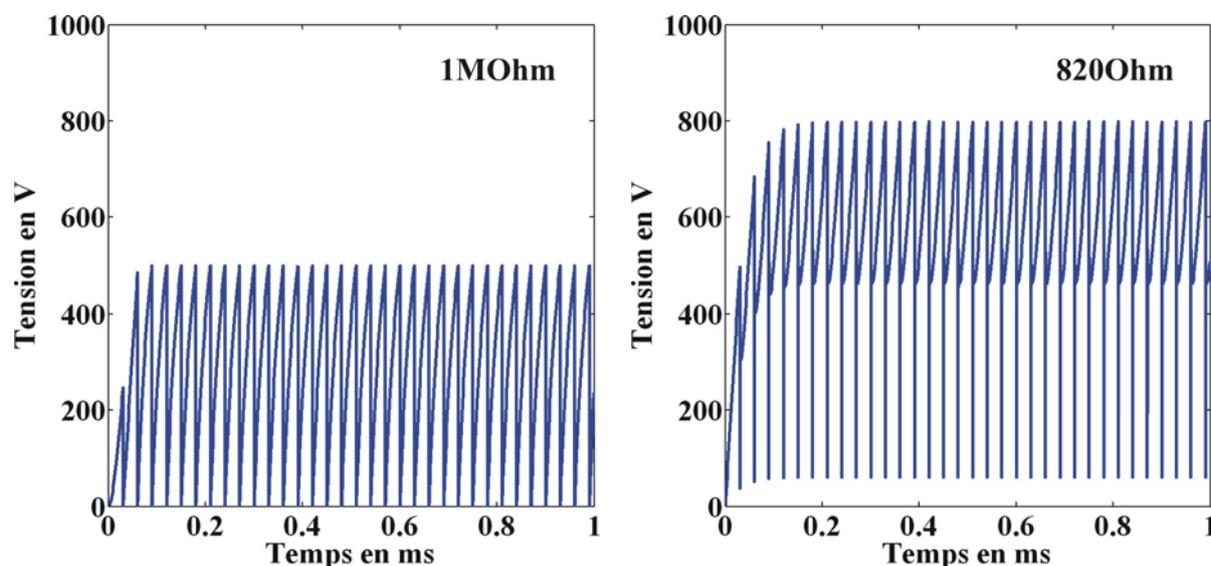


Figure V.10 : Evolution de la tension aux bornes de la capacité équivalente de la ligne chargée pour  $R_{\max} = 1.1M\Omega$ . La tension maximale atteinte est de 500V dans la configuration 1 (à gauche) et de 790V dans la configuration 2 (à droite).

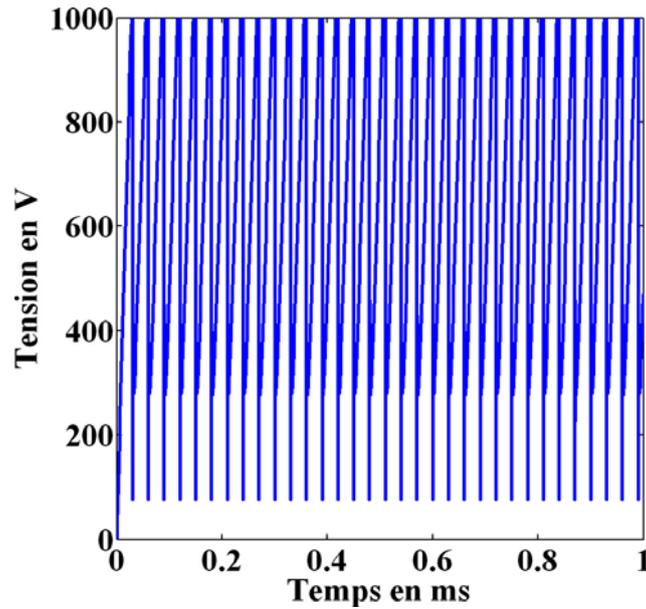


Figure V.11 : Evolution de la tension aux bornes de la capacité équivalente de la ligne chargée pour  $R_{\max} = 1.1M\Omega$ . Dans la configuration 3 la tension atteinte aux bornes de la capacité est de 1kV.

Le modèle retenu montre, par les évolutions en transitoire de la tension aux bornes de la capacité équivalente de la ligne chargée, que les deux photocommutateurs se referment à la vitesse de  $36k\Omega/\mu s$ . Donc pour un seul photocommutateur de 1kV sa vitesse de réouverture pour des temps très grands devant son temps de recombinaison est de  $72k\Omega/\mu s$  (montage en parallèle des composants, dans le générateur de monocycles). Le temps de recombinaison des porteurs dans le photocommutateur permet de définir la fréquence limite de travail du composant, 2MHz, pour le composant de 1kV (résistivité d'environ  $50k\Omega$  composant fermé à 99.9% en 483ns). Le modèle asymptotique donne une résistivité de  $36k\Omega$ , ce qui n'est pas trop différent de  $50k\Omega$  obtenu à partir de l'étude de la décroissance exponentielle. Le problème est de charger la ligne pendant ce temps de réouverture. Pour les fréquences largement plus faibles le modèle asymptotique permet de déterminer les paramètres nécessaires à la polarisation de la ligne en vue de sa charge optimale (résistance de polarisation, longueur des câbles et courant limite de l'alimentation). Pour des cadences de 2MHz il faut toutefois disposer d'une alimentation haute tension capable de délivrer un courant proche du courant maximum instantané généré soit dans notre cas présent 3A ( $150V/50\Omega$ ).

Nous avons pu identifier théoriquement à partir du modèle asymptotique la résistance la plus adaptée à la fréquence de la source laser et sollicitant le moins l'alimentation haute tension. La valeur de cette dernière est de  $5k\Omega$ . De plus cette valeur permet d'obtenir un rapport signal à bruit de 1% ( $50/5050$ ) contre 6% avec une résistance de  $820\Omega$ . En effet lorsque le signal principal est

évacué le commutateur n'est pas encore totalement fermé (paragraphe III.5.h) la tension sur le circuit de mesure est alors donnée par le diviseur de tension constitué de la résistance de polarisation et de la résistance équivalente du circuit de charge ( $50\Omega$ ). De même l'influence d'une inductance dans le circuit d'arrivée haute tension ajoute un signal parasite caractéristique (figure V.12).

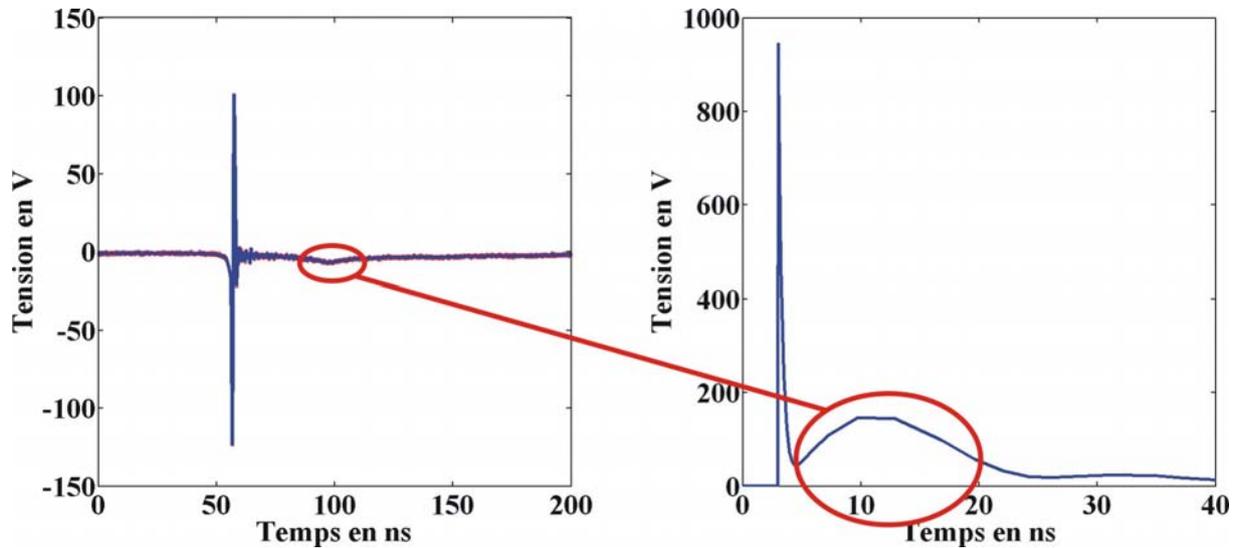


Figure V.12 : Influence d'une inductance dans le circuit d'arrivée haute tension. Trace mesurée (à gauche), signal obtenu par le modèle de la figure V.9 avec une self de  $1\mu\text{H}$  à la place de la résistance de polarisation.

Le modèle retenu ne prend pas en compte la propagation des signaux dans les divers câbles coaxiaux se qui explique la différence temporelle et l'amplitude des deux signaux de la figure V.12. De plus ce domaine temporel ne saurait être décrit avec exactitude par le modèle retenu (domaine comportemental microseconde).

## **Conclusion :**

Nous voyons que le signal généré dépend pour les hautes cadences des points suivants :

- du courant maximal de l'alimentation. Il limite la vitesse de recharge du générateur.
- du circuit amenant la tension à la résistance de polarisation. Sa capacité parasite doit être rechargée entre deux tirs.
- de la résistance de polarisation. Elle détermine l'isolation du circuit acheminant la tension de l'alimentation et le temps de recharge du générateur.
- de la capacité de stockage. Elle détermine en conjugaison du circuit amont et du comportement du photocommutateur le temps de recharge du générateur.
- de l'évolution de la réouverture du ou des photocommutateurs. Leur rapidité de réouverture traduit la fréquence maximale de travail qui peut être atteinte.

Une haute cadence implique une résistance de polarisation faible et donc une diminution du rapport signal à bruit. De plus la diminution de la résistance de polarisation ne permet plus une isolation entre le circuit d'arrivée et du générateur (inductance de la ligne d'arrivée haute tension).

Par contre il est clair que la montée en cadence (30kHz) de ce type de générateur ne limite pas la durée de vie des photocommutateurs (les essais ont duré plusieurs heures avec le même générateur, 100 million de tirs par heure). Finalement la forme des impulsions optiques (largeur à mi-hauteur 680ns, front de montée de 620ps) apparaît clairement comme un facteur limitant de l'efficacité électrique d'un générateur de monocycles de 1.5ns.

### V.1.c Importance du profil temporel des impulsions optiques

L'influence de la forme du profil temporel des impulsions optiques sur le générateur précédent a été réalisée par l'intermédiaire d'une dernière source laser de type microchip. Cette source présente les caractéristiques suivantes :

Longueur d'onde	Cadence	Durée des impulsions	Temps de montée
1064nm	1kHz	520ps	280ps

Puissance Moyenne	Energie par impulsion
70mW	~70μJ

Tableau V.3 : Caractéristiques de la source microchip.

Nous constatons que les impulsions optiques de cette nouvelle source sont plus courtes que celle utilisée précédemment. Les profils temporels des deux types d'impulsions optiques peuvent être comparés sur la figure suivante :

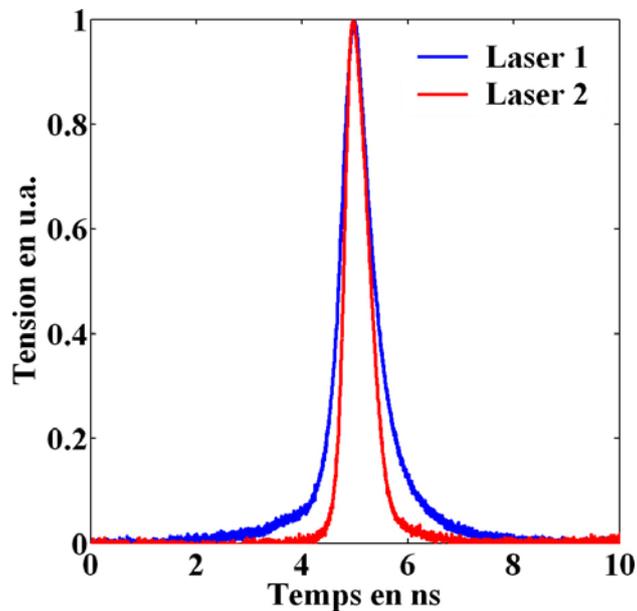


Figure V.13 : Profils temporels du microchip amplifié (en bleu) et du second microchip (en rouge). Mesures effectuées avec une photodiode rapide (25GHz).

En utilisant cette nouvelle source, nous avons obtenu les traces suivantes avec le générateur de monocycles précédent (longueur de la ligne 9.5cm) :

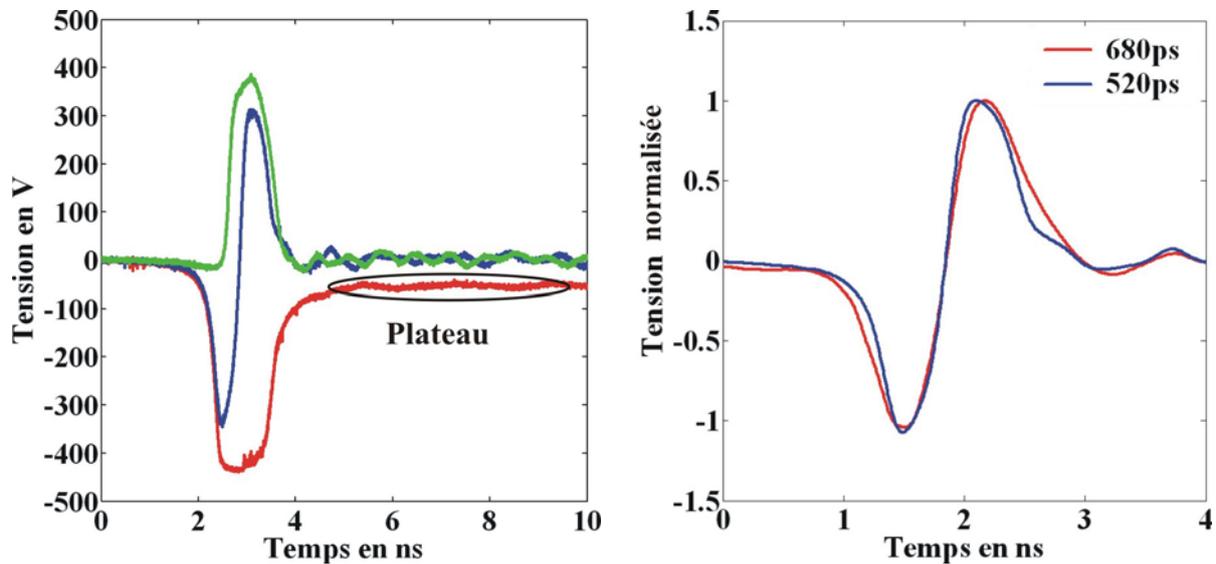


Figure V.14 : Traces générées par le générateur de la figure 5 en utilisant le second microchip gauche). Les différentes traces ont été obtenues pour des retards différents entre les impulsions optiques. Comparaison des profils obtenus avec les deux lasers microchip (droite).

Nous constatons immédiatement des différences avec cette source. La première est l'efficacité électrique accrue, 60%, qui égale celle obtenue avec la source laser de 25ps. La seconde est l'obtention des différentes formes du signal par l'intermédiaire des retards optiques. Ces deux différences sont clairement dues au profil temporel des impulsions optiques (durée des impulsions et front de montée). Nous constatons également la présence d'un plateau après le créneau rouge qui est dû au diviseur de tension (paragraphe V.1.c). Ce plateau n'est pas présent sur les autres traces puisque le commutateur commandant le court-circuit est activé. L'amplitude du plateau de 60V correspond bien à  $1000V \times \frac{50\Omega}{820\Omega + 50\Omega} = 57V$  aux erreurs de mesure près. De plus nous pouvons constater des transitions plus rapides que celles obtenues avec la source microchip de 680ps et une durée du monocycle plus faible. La puissance optique moyenne nécessaire à l'ensemble des deux photocommutateurs est de 10mW avec cette source. La puissance électrique moyenne commandée est d'environ 9mW.

Nous avons profité de cette source et des très bons résultats obtenus pour l'associer avec un générateur de monocycle capable de délivrer des cycles de 200ps environ (performances obtenues

avec une source laser de 25ps). La résistance employée pour polariser ce générateur est de  $1.5k\Omega$  de manière à augmenter le rapport signal à bruit. Nous avons obtenu les résultats qui suivent :

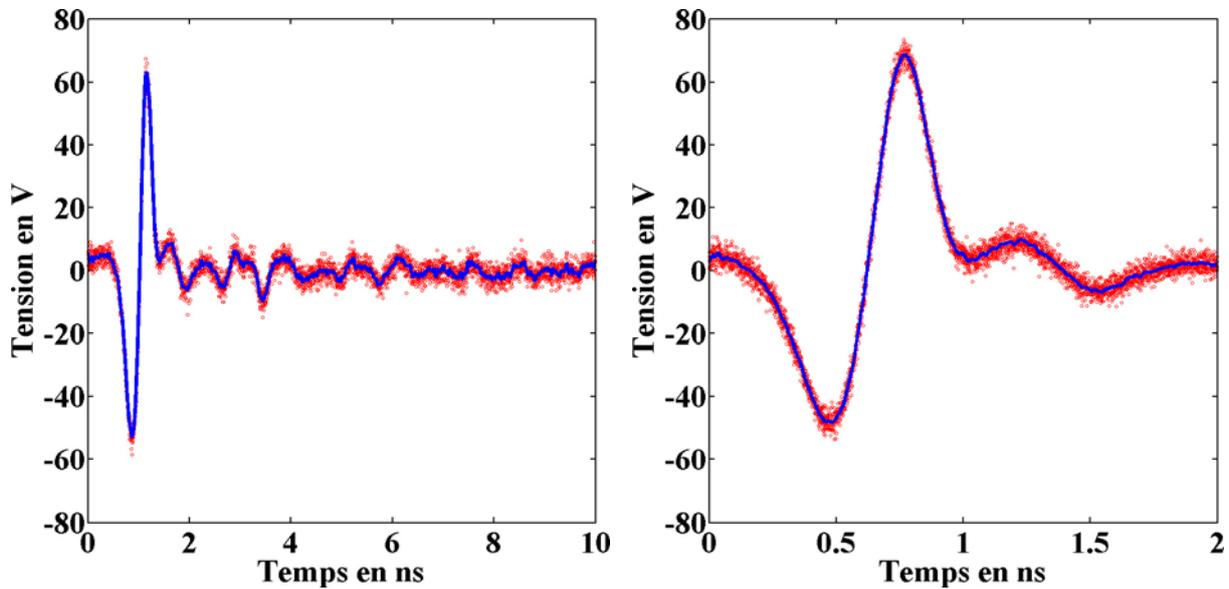


Figure V.15 : Traces obtenues à partir d'un générateur constitué d'une ligne de 1cm et commandé par le second microchip.

Le monocycle généré est à nouveau contrôlable en équilibrant les énergies sur les deux composants. Le profil engendré n'est plus sensible aux petits ajustements des retards optiques. La durée du cycle est trois fois supérieure (600ps) à celle attendue (200ps). L'efficacité électrique n'est plus que de 12% alors que le même générateur commandé avec une source laser de 25ps permettrait d'atteindre un peu plus de 20% d'efficacité électrique. Cela prouve l'importance de la durée du signal optique de commande sur les performances des générateurs.

### Conclusion :

Il apparaît clairement qu'il est impossible de générer des monocycles d'une durée inférieure à la durée des impulsions de la source laser. Cela reste vrai pour des lignes délivrant des signaux de plusieurs nanosecondes avec les microchip testés à ce jour. En effet pour le cas d'un générateur de monocycle de 200ps les impulsions optiques de 25ps ne sont plus un facteur limitant, la limite devient alors le circuit électrique lui-même.

Il est très clair que pour chaque application et pour chaque profil d'impulsion électrique souhaité une excitation optique optimale est possible. Ainsi il convient de moduler le type de source laser

nécessaire pour l'obtention des spécifications visées. Il est inutile d'employer une source laser délivrant des impulsions de 25ps si une source laser délivrant des impulsions nanoseconde est suffisante. Un gain en termes de coût, encombrement, robustesse et fréquence de répétition peut alors être obtenu. Ainsi au vue des résultats précédents la source laser la plus adaptée semble être celle qui délivre une puissance moyenne comparable à celle délivrée de manière électrique par le générateur avec des impulsions optiques d'une durée comparable à la propagation du signal sur la ligne chargée.

## **V.2 Nouvelle technique de réduction d'impulsions optiques nanoseconde**

Comme nous l'avons vu précédemment, l'efficacité de commutation et le profil des impulsions électriques accessibles dépendent de l'énergie et de la durée du signal optique. Si les sources microchips semblent être des éléments permettant d'augmenter la compacité des systèmes et de réduire les coûts de fabrication, leur principale limitation est clairement leur capacité à engendrer des impulsions optiques plus courtes que 150ps. Dans cette partie, nous démontrerons la possibilité de réduire d'un facteur supérieur à 10 la durée d'une impulsion subnanoseconde. Ceci a pu être réalisé par des mécanismes optiques non linéaires au sein d'une fibre optique faiblement biréfringente. L'ajustement de la durée de l'impulsion découpée est possible grâce à la gestion de la polarisation et de la puissance optique d'entrée.

### **V.2.a Optique non-linéaire**

Cette partie à pour but de présenter les bases de l'optique non-linéaire et les conséquences possibles sur la matière ou le rayonnement incident dans les conditions de dispersion normale dans un milieu centrosymétrique. Ainsi seul le terme non-linéaire d'ordre trois sera considéré.

Lorsque les effets induits dans un matériau diélectrique ne sont plus indépendants, c'est-à-dire que les ondes électromagnétiques interagissent entre elles par son intermédiaire, nous parlerons d'effets non-linéaires. Ces effets se manifestent lorsque le champ électrique extérieur devient comparable au champ de cohésion du matériau, c'est-à-dire lorsque  $E_{\text{exterieur}} \ll E_{\text{cohésion}}$  n'est plus vérifiable. Par exemple le champ de cohésion de l'atome d'hydrogène est de  $5.10^9\text{V/m}$ . Dans ce cas le matériau subit des changements réversibles se traduisant par des modifications permanentes sur le champ incident au-delà du milieu diélectrique (génération d'ondes harmoniques, mélange de fréquence,

rotation de la polarisation, modifications des propriétés spatiales ou temporelles de l'onde). Dans le cas où le champ extérieur est supérieur au champ de cohésion, il provoque des changements irréversibles (claquage optique).

Puisque les effets non-linéaires sont dus à l'interaction d'une onde électromagnétique avec un milieu diélectrique, ils peuvent être exprimés comme une modification de la polarisation du diélectrique (approximation dipolaire électrique). Nous pouvons écrire la réponse du milieu comme la somme de la polarisation linéaire et de l'interaction des champs dans ce dernier, en ne conservant que l'ordre 1 et 3 de la polarisation :

$$P_{(\omega)} = P_{(\omega)}^{(1)} + P_{(\omega)}^{(3)} \quad (5.2)$$

Où  $P_{(\omega)}^{(3)}$  est la variation de la polarisation du diélectrique due au terme non-linéaire d'ordre 3 à la pulsation  $\omega$ .

Soit,

$$P_{(\omega)} = \chi_{(\omega)}^{(1)} E + \chi_{(\omega)}^{(3)} EEE^* \quad (5.3)$$

Où  $\chi_{(\omega)}^{(1)}$  et  $\chi_{(\omega)}^{(3)}$  sont les susceptibilités linéaire et non-linéaire d'ordre 3 du milieu à la pulsation  $\omega$ .

Si nous cherchons le champ résultant  $D$ , nous obtenons :

$$\begin{aligned} D &= \varepsilon_0 E_1 + P \\ D &= \varepsilon_0 \left( 1 + \chi^{(1)} + \chi^{(3)} EE \right) E \end{aligned} \quad (5.4)$$

Nous constatons que nous pouvons écrire  $D$  sous la forme :

$$D = \varepsilon E \quad (5.5)$$

Avec,

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_0 \varepsilon_r = \varepsilon_{\text{linéaire}} + \varepsilon_{\text{non-linéaire}} \\ \varepsilon_{\text{linéaire}} &= \left( 1 + \chi^{(1)} \right) \varepsilon_0 \\ \varepsilon_{\text{non-linéaire}} &= \left( \chi^{(3)} |E|^2 \right) \varepsilon_0 \end{aligned} \quad (5.6)$$

Ce qui se traduit également dans un milieu diélectrique par :

$$\begin{aligned}n^2 &= \varepsilon_r \\n^2 &= \frac{\varepsilon_{\text{linéaire}} + \varepsilon_{\text{non-linéaire}}}{\varepsilon_0} \\n &= n_0 + n_2 I\end{aligned}\tag{5.7}$$

Où  $n$  est l'indice de réfraction du milieu et  $I$  l'intensité du faisceau.

Donc nous voyons que l'indice de réfraction du milieu dépendant de l'intensité du faisceau incident (effet Kerr). Dans le cas d'un milieu biréfringent le champ incident se décompose suivant les axes neutres du milieu de manière équilibrée ou non-équilibrée. Dans le cas d'une décomposition déséquilibrée, des puissances différentes se propagent sur les axes principaux du milieu considéré. Chacune de ces composantes subie alors les effets de l'automodulation de phase et de la modulation de phase croisée qui traduisent la modification de l'indice de réfraction du matériau en fonction de l'intensité du faisceau. Une phase non-linéaire s'ajoute donc à la phase linéaire du faisceau d'entrée. Le faisceau de sortie étant la somme des deux contributions ayant transitées sur chaque axe, une modification de l'état de polarisation est alors obtenue en sortie. La rotation de la polarisation d'entrée est alors fonction de la puissance et de l'orientation du champ initial. Un polariseur placé en sortie permet alors de sélectionner une polarisation particulière dont l'amplitude du champ associé est fonction de la puissance d'entrée.

### **Conclusion :**

La rotation de polarisation non-linéaire par effet Kerr dans les fibres optiques a déjà fait l'objet d'un grand nombre d'études [108-111]. Néanmoins ces investigations se basent souvent sur un simple bilan de puissance en fonction de la polarisation de sortie [112]. L'aspect temporel des signaux en sortie de fibre optique subissant une rotation de polarisation non-linéaire a déjà été étudiée expérimentalement et elle a été adaptée à des expériences pompe-sonde [113]. Néanmoins les effets observés restent faibles, une réduction de quelques pourcents de la durée initiale de l'impulsion incidente est constatée [114, 115]. La rotation de polarisation par effet Kerr est également utilisé comme système de blocage de mode dans certains lasers [116-118]. Ainsi l'effet de rotation de polarisation par effet Kerr couplé à des filtres de polarisation s'apparente à une absorbant saturable ultra-rapide.

### V.3 Rotation de polarisation non-linéaire dans les fibres

Nous nous proposons dans cette partie de mettre en évidence l'aspect temporel de la rotation de polarisation non-linéaire dans une fibre optique monomode à  $1\mu\text{m}$  à saut d'indice, faiblement biréfringente avec un zéro de dispersion à  $1.3\mu\text{m}$  (régime normal). La source que nous avons employée est un microchip délivrant des impulsions de  $700\text{ps}$  à  $1064\text{nm}$  à  $5\text{kHz}$  pour une puissance moyenne de  $30\text{mW}$ . Comme les microchips précédents, il présente un deuxième mode longitudinal contenant un tiers de la puissance totale délivrée. La seconde impulsion se trouve confondue avec la première. Un écart de  $0.3\text{nm}$  sépare les deux modes longitudinaux. La source est polarisée de manière linéaire. Les impulsions de cette source sont injectées dans la fibre précédente d'une longueur de  $2\text{m}$ . Cette fibre est stockée enroulée sur un support de  $6\text{cm}$  de diamètre. L'orientation de la polarisation à l'entrée de la fibre est ajustée par une lame demi-onde vis-à-vis des lignes neutres de la fibre. Le champ en sortie est analysé par l'emploi d'une lame demi-onde suivie d'un polariseur de Gland. Le signal suivant la polarisation sélectionnée est ensuite mesuré par l'emploi d'une photodiode rapide ( $25\text{GHz}$ ) et un oscilloscope à échantillonnage ( $20\text{GHz}$ ). Cet ensemble de mesure doit pouvoir résoudre des impulsions d'environ de  $35\text{ps}$ . Le dispositif d'analyse est présenté sur la figure V.16.

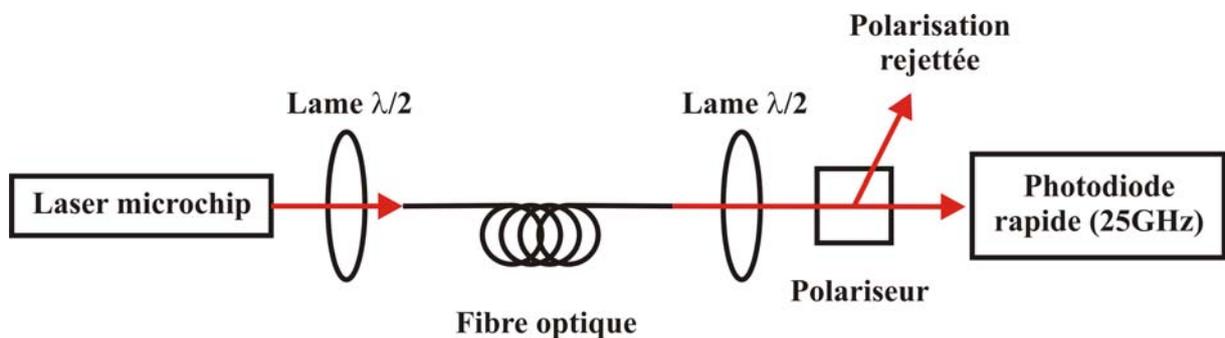


Figure V.16 : Dispositif d'analyse temporelle de la rotation de polarisation non-linéaire par effet Kerr.

La modification de la polarisation globale en sortie de la fibre est due à la biréfringence linéaire, biréfringence intrinsèque et biréfringences locales à cause des courbures et efforts mécaniques et à la rotation par effet Kerr (non-linéaire). En plus de cet effet de polarisation, l'impulsion initiale subit un élargissement spectral dû à l'automodulation de phase.

Les résultats obtenus lors de cette expérience sont présentés sur les figures V.17 et V.18.

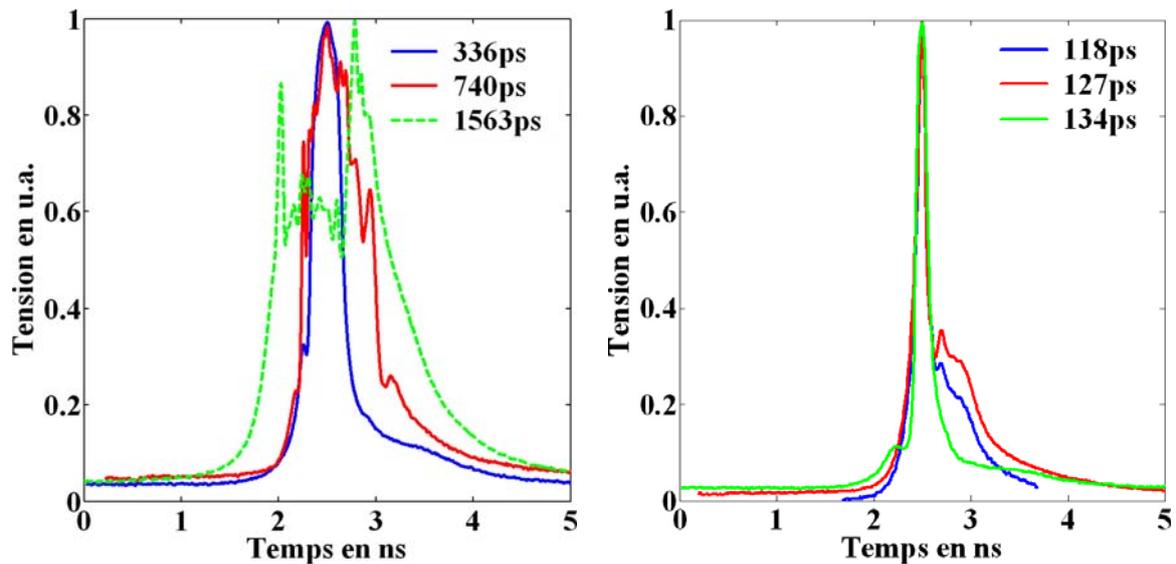


Figure V.17 : Formes temporelles obtenues pour différents réglages de la polarisation d'entrée et différentes puissances incidentes suivant certaines polarisations en sortie de fibre

La partie gauche de la figure V.17 montre en vert les modulations de l'impulsion incidente après propagation dans la fibre. Nous constatons une sorte de plateau modulé en son centre où la puissance crête de l'impulsion d'origine est la plus forte. Pour des réglages différents les impulsions optiques à la sortie du milieu sont de plus en plus courtes. Certaines impulsions sont relativement régulières comme le montre celle d'une largeur à mi-hauteur de 134ps (partie droite de la figure V.17).

En continuant à explorer des polarisations de plus en plus orthogonales à celle de l'impulsion verte de la partie gauche de la figure V.17, nous avons obtenu les résultats de la figure V.18.

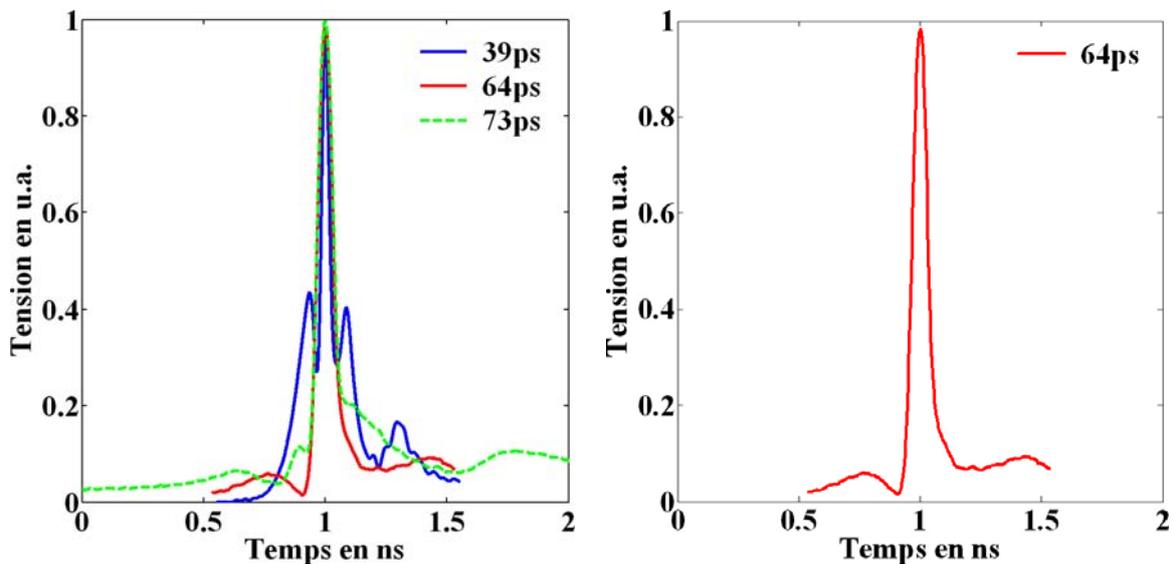


Figure V.18 : Formes temporelles obtenues pour différentes polarisations et puissances incidentes.

J'ai obtenu des impulsions en sortie de la fibre dont la largeur à mi-hauteur dépend de la polarisation sélectionnée et des conditions d'injection. Des impulsions de plus en plus brèves atteignant 39ps ont été obtenues. Néanmoins cette dernière impulsion possède un pied non négligeable diminuant la quantité d'énergie du pic principal. Cependant une impulsion de profil bien accentué et de 64ps a pu être mesurée. La puissance de ce signal de 64ps est de 3mW. Ce dernier résultat représente un taux de réduction de 11 pour un rapport énergétique de 0.1. Cela signifie que la puissance crête du signal reste comparable malgré la perte de puissance moyenne.

### Conclusion :

Dans cette partie, nous avons montré qu'il était possible d'engendrer des impulsions optiques brèves et inférieures à 70ps en partant d'impulsions fournies par un laser microchip et en les raccourcissant par un effet de transparence saturable ultra-rapide dans une fibre optique (rotation de polarisation par effet Kerr). La durée de l'impulsion de sortie est ajustable en fonction des paramètres d'entrée (puissance, polarisation, longueur de la fibre). L'effet d'absorbant saturable solide est basé sur une rotation non-linéaire de la polarisation dans une fibre monomode à 1064nm et faiblement biréfringente (différence entre les indices de réfraction de  $10^{-4}$ ). L'association d'une émission laser subnanoseconde à spectre étroit (2 modes longitudinaux espacés de 0.3nm) et de

plusieurs effets non-linéaires de type Kerr permet de découper une impulsion courte de durée inférieure à 70ps au sein d'une impulsion de 700ps de durée.

Cette démonstration reste jusqu'à présent la seule, à notre connaissance, permettant de réduire d'un facteur 11 une impulsion nanoseconde. Ces performances restent les meilleurs actuellement obtenues. Cette expérience a fait l'objet d'un dépôt de brevet par le CNRS. De plus des travaux complémentaires doivent être menés pour expliquer en détail le fonctionnement spectaculaire de cet effet de découpe.

#### **V.4 Bilan – Perspectives**

Nous avons montré dans cette partie que la montée en cadence des photocommutateurs était tout à fait possible expérimentalement jusqu'à 30kHz. Les photocommutateurs, de 1kV, ont subi pendant plusieurs heures des commutations de signaux d'amplitude importante (600V crête-à-crête) sans présenter la moindre modification de leur comportement. Ainsi nous avons démontré leur grande durée de vie et leur robustesse. L'impact du profil temporel (durée des impulsions, front de montée) des impulsions optiques sur leur capacité à réaliser une commutation optimale a été évalué. Ainsi il a été démontré qu'un monocycle inférieur à deux fois la durée de l'impulsion optique ne sera pas généré de manière optimale. En d'autres termes, si le temps de propagation dans la ligne, aller simple, est inférieur à la durée de l'impulsion optique le monocycle engendré ne possèdera pas les caractéristiques imposées par la ligne mais suivra les caractéristiques de l'impulsion optique (régime linéaire).

De plus les sources laser microchip modernes ont prouvé leurs qualités et leur capacité à être employées pour la commutation de ces photocommutateurs. Une étude sur ces sources lasers a permis d'obtenir un rétrécissement d'un facteur onze d'une impulsion subnanoseconde par rotation non-linéaire de la polarisation dans une fibre faiblement biréfringente. Des impulsions de 64ps ont été obtenues à partir d'une impulsion de 700ps. Les mécanismes réellement impliqués restent encore à analyser de manière fine.

Il devient envisageable à partir de sources compactes délivrant des impulsions nanosecondes d'obtenir des performances similaires aux sources laser à modes bloqués à un coût moindre. Une amplification à posteriori de ces impulsions permet d'obtenir un signal de forte énergie à haute cadence de récurrence avec des impulsions courtes.



# CONCLUSION



Cette thèse sur l'étude de photocommutateurs particuliers s'est inscrite dans le cadre d'un Programme d'Etude Amont (PEA) soutenu par la Délégation Générale pour l'Armement. Ce programme avait pour but de démontrer la faisabilité d'un système radar optoélectronique rayonnant des impulsions picosecondes (300ps) de forte tension crête (11kV) par l'intermédiaire d'un réseau d'antennes dont la synchronisation était obtenue par déclenchement optique. Dans le but d'atteindre le niveau de performances que nous nous sommes fixé et plus particulièrement une faible gigue temporelle entre les différents générateurs, il est apparu que seul la génération d'impulsions ultra large bande haute tension par l'emploi du régime de commutation linéaire était viable. Le principal désavantage du régime linéaire est la nécessité d'une énergie optique de commande comparable à l'énergie électrique devant être commandée. Néanmoins, les sources laser actuelles sont totalement compatibles avec les besoins énergétiques de ce régime. Suite à un bilan des technologies de photoconduction en régime linéaire, nous avons retenu celle provenant du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) de Bruyères-le-Châtel. En effet cette technologie permettait déjà de générer des impulsions électriques de quelques kilovolts avec une durée subnanoseconde. Le choix de notre collaboration avec le CEA a été basé sur l'économie d'énergie optique substantielle que cette technologie apportait (rapport de 10). De plus, elle présentait un potentiel d'évolution important.

Suite au transfert technologique réalisé entre le CEA et le laboratoire XLim, j'ai pu mener une étude complète du régime de photoconduction du composant. La source laser à modes bloqués a été choisie de manière à permettre de mener à bien cette étude. Elle délivre des impulsions optiques d'une durée de 25ps avec une énergie maximale de 50mJ à une fréquence de 20Hz. L'emploi de cette source a permis de dégager l'influence des paramètres extérieurs (tension de polarisation, longueur d'onde de la source laser, etc.) sur le comportement du substrat photosensible et les performances électriques accessibles. J'ai pu prouver par cette étude le régime de fonctionnement linéaire du photocommutateur ainsi que sa grande longévité. La possibilité de générer des impulsions électriques stables (5%) dans une zone d'énergie optique large a été mise en évidence. J'ai montré de manière expérimentale que l'élément photosensible était capable de fonctionner à des fréquences pouvant atteindre 30kHz. Néanmoins, l'étude du temps de recombinaison des porteurs dans le semiconducteur permet d'envisager d'atteindre des fréquences de quelques mégahertz. Enfin, j'ai montré que la source laser devait être choisie en fonction des impulsions électriques souhaitées (temps de montée et durée des impulsions électriques) en conformité avec le régime linéaire de photoconduction. Une étude sur les sources lasers émergentes a permis de mettre en évidence un moyen de réduction d'impulsions optiques subnanoseconde pouvant atteindre

un rapport de réduction de onze. Ainsi des impulsions de 64ps ont été obtenues à partir d'impulsions de 700ps. Cette nouvelle technique permet l'utilisation de laser microchip déclenché (amplifié ou non amplifié) à haute fréquence de répétition pour la commande des photocomposants.

Cette étude approfondie ne permet pas à elle seule d'obtenir des impulsions électriques brèves. En effet la propagation de signaux électriques subnanosecondes nécessite l'intégration du photocommutateur dans un environnement propice à la génération et au transport de ces signaux brefs. J'ai donc étudié puis améliorée la géométrie de la cavité d'accueil issue des générateurs du CEA. Cela a été réalisé par une première étude de réflectométrie partant des traces expérimentales et utilisant un profil théorique décrivant le profil initial du courant dénué des réflexions dues aux désadaptations d'impédance. Cette étude a permis de déterminer l'implantation optimale du composant dans la cavité d'accueil des générateurs de type capacitif. Une seconde étude sur un générateur d'impulsions ultra courtes a permis de démontrer la possibilité d'engendrer des impulsions électriques plus courtes que la réponse électrique du photocommutateur. De ces deux études, j'ai déduit le comportement hyperfréquence du photocommutateur lorsqu'il est inséré dans une ligne de type coaxiale. J'ai également démontré l'influence du circuit de polarisation sur l'amplitude et la perturbation du signal généré lors de la montée en cadence. Il a été démontré qu'un générateur de monocycle pouvait travailler à une fréquence de 30kHz en délivrant des performances optimales à conditions de prendre en compte le temps de réouverture du composant, le temps de recharge du système de stockage et la distribution de la tension de polarisation. Toutes ces études ont permis d'obtenir des performances inégalés en terme de durée d'impulsion associée à des niveaux de tension crêtes élevés pour le régime de commutation linéaire. Ainsi j'ai obtenu des impulsions électriques atteignant des amplitudes de 10700V avec une largeur à mi-hauteur de 300ps et un front de montée de 140ps. Les signaux engendrés présentent tous un rapport signal à bruit supérieur à 10 et possède une gigue temporelle inférieure à 2 picosecondes vis-à-vis de l'impulsion optique. Des impulsions à profil gaussien ont également été générées avec une largeur à mi-hauteur de 32ps et un front de montée de 27ps pour une amplitude de 35V. Je me suis également intéressé à la génération de signaux de type créneaux et monocycles. J'ai démontré que la génération de monocycles de quelques centaines de picoseconde et de grande amplitude crête-à-crête (450ps de durée et une amplitude crête-à-crête de 3kV) était possible avec la technologie issue du CEA. Grâce au régime linéaire de commutation j'ai prouvé qu'il était possible d'ajuster par le simple retard des impulsions optiques de commande entre elles, le spectre des ces impulsions électriques. Ainsi ces générateurs de monocycles disposent de la faculté de produire en temps réel un spectre ajustable au système hyperfréquence auquel ils sont associés.

L'application de cette étude et de mes réalisations a été leur intégration dans le programme de recherche sur le Radar Ultra Grande Bande Instantanée (R.U.G.B.I). Cet activité a été réalisée conjointement avec l'équipe Ondes et Systèmes Associés (OSA) du laboratoire XLIM. J'ai ainsi mis en place quatre générateurs (durée des impulsions 300ps, front de montée inférieur à 122ps et tensions crêtes d'environ 9KV) et leurs systèmes optiques de contrôle (lignes à retard, fibre, laser, etc.). De cette manière nous avons pu montrer la somme cohérente des champs rayonnés et donc un cumul parfait des tensions a été obtenu. Dans cette configuration nous avons montré la possibilité de retarder l'émission de chaque antenne de manière indépendante. Un basculement du lobe de rayonnement du réseau d'antenne a été démontré sur une amplitude de 10 degrés. Cela a permis de valider le concept multisource dans le cadre d'un réseau d'antennes agiles. Les performances en imagerie de ce démonstrateur ont été testées sur la détection d'un objet statique. Nous avons mis en évidence une augmentation significative du rapport signal à bruit concernant la détection de cet objet par rapport à l'émission d'une antenne unique. Enfin, l'utilisation d'impulsions à valeur moyenne nulle a permis de diminuer de manière significative le couplage entre antenne et d'améliorer l'efficacité du rayonnement en minimisant les basses fréquences contenues dans le spectre des impulsions commutées. Ces systèmes radar peuvent également être amélioré en utilisant des sources lasers plus compactes ce qui permettra une mise en œuvre plus simple et une mobilité accrue. De plus, l'augmentation des fréquences d'émission des impulsions permettra l'intégration des signaux pour l'amélioration du rapport signal à bruit (effet de moyenne). Ce radar ne représente pas le seul domaine d'application des générateurs que j'ai réalisés. En effet, ils peuvent être employés pour la mesure de signature radar d'objet sur une large bande de fréquence et donc leur identification précise. Nous pouvons également imaginer leur utilisation au sein de systèmes de diagnostics transitoires (antennes, circuits hyperfréquences). Des impulsions électriques nanosecondes de forte amplitude sont déjà employées dans le domaine des sciences biomédicales. Finalement, l'emploi des générateurs mis au point durant cette thèse permettrait d'élargir ce domaine aux impulsions électriques subnanosecondes et de favoriser la découverte de nouvelles techniques biomédicales.

## Publications publiées lors de cette thèse

B. Vergne, V. Couderc, A. Barthélémy, M. Lalande, V. Bertrand, D. Gontier, High power ultra-wideband electrical pulse generation by using doped silicon photoconductive switch, *Microwave and Optical Technology Letters*, 2006, 48(1), pp. 121-125.

B. Vergne, V. Couderc, A. Barthélémy, M. Lalande, V. Bertrand, D. Gontier, High power bipolar picosecond pulse generation using optically activated travelling wavegenerator, *Microwave and Optical Technology Letters*, 2006, 48(8), pp. 1645-1648.

B. Vergne, V. Couderc, A. Barthélémy, D. Gontier, M. Lalande and V. Bertrand, Voltage Rectifier Diodes used as Photoconductive Device for Microwave Pulse Generation, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2006, 34(1), pp. 1806-1813.

B. Vergne, V. Couderc and A. Barthélémy, M. Lalande and V. Bertrand, D. Gontier, Génération d'impulsions électriques ultra large bande par illumination laser de photoconducteurs, à paraître dans le journal de physique IV (2006).

S. Vauchamp, J.-C. Diot, M. Lalande, M. Jouvét, J. Andrieu, V. Bertrand, B. Vergne, V. Couderc, B. Jecko, Antennes agiles optoélectroniques impulsives principe et applications, *Revue de l'Electricité et de l'Electronique*, 2006, 1, pp. 73-83.

## Conférences

- Une conférence internationale en tant qu'invité à Pulsed Power Conference 2005 :

B. Vergne, V. Couderc and A. Barthélémy, M. Lalande and V. Bertrand, D. Gontier, Ultra-wideband electrical pulse generator using photoconductive semiconductor switches, 15th IEEE International Pulsed Power Conference, 2005.

- 5 conférences internationales :

B. Vergne, V. Couderc, D. Gontier, V. Bertrand, M. Lalande, J. Andrieu, B. Beillard, B. Jecko, Optical generation of ultra-wideband short pulse radar, SPIE Symposium on Optics/Photonics in Security & Defense, London 2004.

B. Vergne, V. Couderc, A. Barthélémy, M. Lalande, V. Bertrand, J. Andrieu, D. Gontier, Ultra-Wide Band radar using optical synchronized photoconductive generators, Conference on lasers and electro optics/international quantum electronics conference CLEO/IQEC, 2005 (poster CF-18-TUE).

B. Vergne, V. Couderc, A. Barthélémy, M. Lalande, V. Bertrand, D. Gontier, Photoconductive switch applied to high power ultra-wideband unipolar and bipolar electrical pulse generation, 35th European Microwave Conference (EuMC), 2005 (poster).

B. Vergne, V. Couderc, A. Barthélémy, M. Lalande, V. Bertrand, D. Gontier, Unipolar and bipolar electrical pulse generator using photoconductive semiconductor switches, SPIE Symposium on Optics/Photonics in Security & Defense, Bruges 2005.

J.-C. Diot, P. Delmote, S. Vauchamp, J. Andrieu, M. Lalande, V. Bertrand, B. Beillard, B. Vergne, V. Couderc, A. Barthélémy, B. Jecko, D. Gontier, S. Colson, R. Guillerey, M. Brishoual, Optoelectronic Ultra-Wide Band Radar System : RUGBI, 35th European Microwave Conference (EuMC), Paris 2005.

- 4 conférences nationales :

B. Vergne, V. Couderc, B. Beillard, B. Jecko, D. Gontier, V. Bertrand, M. Lalande, J. Andrieu, M. Jouvét, Antennes agiles optoélectroniques impulsives. Principe et Applications, Nouvelles formes d'ondes en Imagerie, SEE, Paris 2005.

B. Vergne, V. Couderc, A. Barthélémy, M. Lalande and V. Bertrand, D. Gontier, Génération d'impulsions électriques ultra large bande par illumination laser de photoconducteurs, 9ème Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique, Dijon Septembre 2005.

J.-C. Diot, P. Delmote, J. Andrieu, V. Bertrand, M. Lalande, B. Beillard, B. Vergne, V. Couderc, B. Jecko, D. Gontier, S. Colson, R. Guillerey, M. Brishoual, Démonstrateur RADAR Ultralarge Bande instantanée : RUGBI, Nantes 2005.

B. Jecko, S. Vauchamp, C. Dubois, J.-C. Diot, J. Andrieu, M. Lalande, S. Laborde, B. Vergne, V. Couderc, B. Beillard, Mise en réseaux d'antennes Ultralarge Bande en métrologie impulsive, Journée Nationales Microondes, Nantes 2005.



# **ANNEXES**



## Annexe 1

Cette première annexe présente la démonstration de la modélisation des impulsions électriques comme étant la somme de deux exponentielles, partie III.4.b de ce document.

Pour démontrer cela nous devons considérer le schéma de la figure A1.1 suivant :

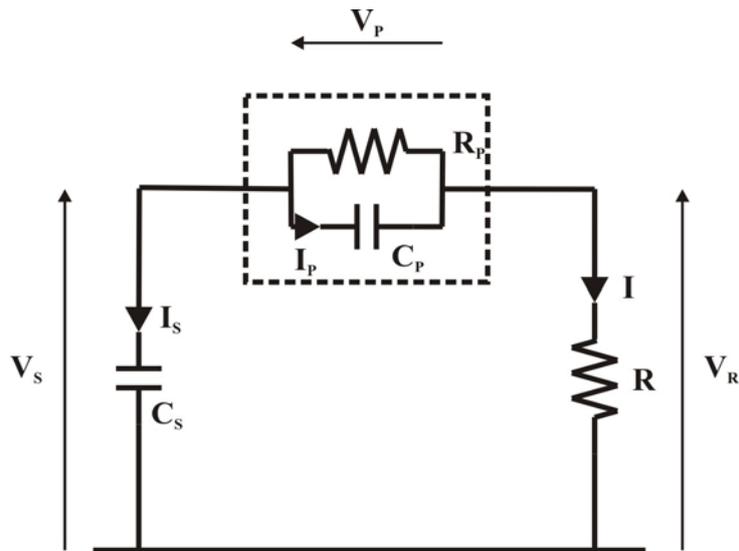


Figure A1.1 : Schéma électrique équivalent du générateur de la partie III.4.b.

Ce schéma représente le générateur d'impulsions courtes de la partie III.4.b. La capacité  $C_s$  représente la capacité de stockage du générateur. La résistance  $R$  représente l'équipement de mesure ou l'impédance de charge du circuit, soit  $50\Omega$ . La résistance  $R_p$  traduit la résistivité résiduelle du photocommutateur après son excitation par l'impulsion lumineuse (résistance « ON ») et la capacité  $C_p$  traduit la capacité parasite du photocommutateur avant la commutation. A partir de ce schéma nous pouvons déduire les lois reliant les courants à travers chacune des capacités en fonction des tensions à leurs bornes :

$$\begin{aligned}
 I_s &= \frac{dQ_s}{dt} = C_s \frac{dV_s}{dt} \\
 I_p &= \frac{dQ_p}{dt} = C_p \frac{dV_p}{dt}
 \end{aligned}
 \tag{6.1}$$

Nous pouvons également exprimer la tension aux bornes du photocommutateur en fonction du courant traversant la résistance  $R_p$  :

$$V_p = (I - I_p)R_p \quad (6.2)$$

La tension aux bornes de la capacité de stockage  $V_s$  est alors égale à :

$$V_s = V_p + V_R \quad (6.3)$$

Maintenant, nous considérons le cas où  $\tau_p < \tau_s$  soit :

$$\tau_p = R_p C_p < \tau_s = (R + R_p) C_s \quad (6.4)$$

Dans ces conditions la tension aux bornes de la capacité  $C_p$  est plus faible que celle aux bornes de  $C_s$ . Cela implique que le courant traversant la résistance  $R$  est principalement issu de  $C_s$ , il apparaît donc que :

$$V_R = RI = -RI_s \quad (6.5)$$

A partir de cette équation et en utilisant les équations précédentes, nous pouvons obtenir l'équation différentielle régissant l'évolution de la tension sur la charge  $V_R$  :

$$V_R = -RI_s = -RC_s \frac{dV_s}{dt} \quad (6.6)$$

$$RC_s R_p C_p \frac{d^2 V_R}{dt^2} + (RC_s + R_p C_s + R_p C_p) \frac{dV_R}{dt} + V_R = 0 \quad (6.7)$$

$$V_{R(0)} = 0 \quad (6.8)$$

L'équation (6.7) est l'équation régissant l'évolution de la tension sur la résistance  $R$  de charge et l'équation (6.8) définit les conditions initiales. La résolution de cette équation amène à la solution suivante :

$$V_{R(t)} = Ae^{\left[ \frac{RC_S + R_P C_S + R_P C_P + \sqrt{R^2 C_S^2 + 2RC_S^2 R_P - 2RC_S R_P C_P + R_P^2 C_S C_P + R_P^2 C_P^2}}{2RC_S R_P C_P} t \right]} - Ae^{\left[ \frac{RC_S + R_P C_S + R_P C_P - \sqrt{R^2 C_S^2 + 2RC_S^2 R_P - 2RC_S R_P C_P + R_P^2 C_S C_P + R_P^2 C_P^2}}{2RC_S R_P C_P} t \right]} \quad (6.9)$$

Nous voyons bien que la forme du signal en sortie de ce circuit électrique est bien la somme de deux exponentielles comme ce qui a été défini dans la partie III.4.b. Nous prendrons les valeurs suivantes pour les paramètres de l'équation (6.9) de manière à comparer cette solution à celle obtenue par une modélisation de type SPICE :

$$\begin{aligned} R &= 50\Omega \\ R_P &= 5\Omega \\ C_S &= 6pF \\ C_P &= 6pF \\ V_{S(0)} &= 1V \\ A &= -\frac{V_{S(0)}}{\int_0^\infty \frac{V_{R(t)}}{RC_S} dt} \end{aligned} \quad (6.10)$$

L'équation (6.9) se réduit alors à l'expression suivante :

$$V_{R(t)} = 0.9806 \left( e^{-0.300327 \times 10^{10} t} - e^{-0.369967 \times 10^{11} t} \right) \quad (6.11)$$

Nous pouvons alors comparer l'équation (6.11) au résultat obtenu par une simulation de type SPICE du même circuit avec les mêmes valeurs initiales :  $V_{S(0)} = V_{P(0)} = 1V$ .

J'ai alors obtenu le résultat présenté figure A1.2.

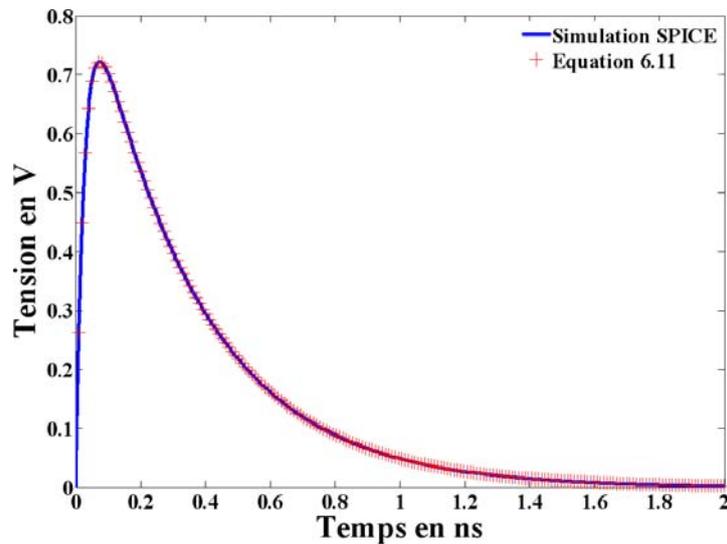


Figure A1.2 : Comparaison de la solution de l'équation (6.7) et de la solution de la modélisation de type SPICE.

Nous constatons un parfait accord entre les deux solutions. La forme temporelle du signal à la sortie d'un générateur d'impulsion courte comme celui présenté dans la partie III.4.b peut être modélisée comme la somme de deux exponentielles. Néanmoins, il n'est pas possible de déduire des interpolations de la partie III.4.b les valeurs de la capacité et de la résistance parasites du photocommutateur. En effet, l'étude en transitoire du circuit permet de retrouver la forme des impulsions issues du générateur mais ne prend pas en compte le filtrage fréquentiel du circuit hyperfréquence (filtre passe bas), les effets de propagation et la dynamique du photocommutateur.

## Annexe 2

Le but de cette annexe est de présenter brièvement les outils mathématiques employés et la démarche ayant conduit aux résultats des parties III.4.b et III.4.c concernant l'identification des réflexions internes au cœur du générateur optoélectronique.

Pour rappel, la problématique était de retrouver à partir d'une forme supposée de profil temporel des impulsions électriques les réflexions dues aux désadaptations d'impédances dans le cœur des générateurs. Dans le premier cas, partie III.4.b, le profil temporel retenu fut modélisé par la somme de deux exponentielles. Une analyse physique du circuit et de la trace expérimentale mesurée permet de déduire la présence de diverses désadaptations d'impédance pouvant être traduites comme la somme de plusieurs profils temporels identiques d'amplitude et de coordonnées temporelles différentes. Ainsi, à partir de l'analyse du circuit et de la trace expérimentale il est possible de déduire une valeur approchée des paramètres du profil constitué de deux exponentielles et ceux correspondant aux décalages temporels et aux amplitudes de ce profil pour les diverses réflexions considérées, fonction  $f_{(t,a_n)}$ . Enfin, ces paramètres initiaux peuvent être optimisés en minimisant l'écart entre la trace expérimentale et le modèle  $f_{(t,a_n)}$  devant décrire le fonctionnement du générateur. Cette optimisation est réalisée en employant un solveur du logiciel MATLAB minimisant l'erreur entre la trace expérimentale et le modèle théorique retenu en ajustant les paramètres de ce dernier. Ce solveur utilise la méthode des moindres carrés pour calculer l'erreur et la méthode de Gauss-Newton pour affiner les paramètres et minimiser l'écart entre le modèle et la trace expérimentale. La fonction de MATLAB réalisant cette optimisation est la fonction « nlinfit ». Il convient de faire attention à la version de MATLAB employée puisque les versions antérieures à la R13 et la version R13 emploient bien l'algorithme de Gauss-Newton (GNA) alors que les versions plus récentes emploient l'algorithme de Levenberg-Marquardt (LMA). L'algorithme LMA ne permet pas d'obtenir un résultat satisfaisant pour les résultats exposés dans la partie III.4.c.

Le schéma résumant la démarche pour l'obtention des résultats de la partie III.4.b est présenté figure A2.1.



Figure A2.1 : Démarche suivie pour l'obtention des paramètres optimisés du modèle retenu pour une correspondance améliorée avec la trace expérimentale.

Pour rappel, le calcul de l'erreur  $S$  par la méthode des moindres carrés conduit à sommer les différences au carré de l'écart entre les points expérimentaux et le modèle en chacune des coordonnées temporelles acquises :

$$S = \sum_{j=1}^m \left( P_j - f_{(t_j, a_i)} \right)^2 \quad (7.1)$$

L'algorithme de Gauss-Newton a pour but de minimiser la somme  $S$  en ajustant chacun des paramètres  $a_i$  du modèle  $f_{(t, a_i)}$  de telle manière que :

$$\frac{\partial}{\partial a_i} S = 0; i = 1, 2, \dots, n \quad (7.2)$$

Cela est possible si les conditions suivantes sont respectées :

$$P_1, \dots, P_j, \dots, P_m; j = 1, \dots, m \quad (7.3)$$

$$f_{(t_j, a_i)}; \begin{cases} j = 1, \dots, m \\ i = 1, \dots, n \end{cases}$$

$$n \leq m \quad (7.4)$$

Il faut que le nombre de paramètres du modèle soit inférieur ou égal au nombre de points expérimentaux.

Par exemple, si nous souhaitons interpoler une trace expérimentale par le modèle suivant :

$$\begin{aligned} f_{(t,a_i)} &= a_3 \left( e^{-a_1(t-a_4)} - e^{-a_2(t-a_4)} \right); (t-a_4) > 0 \\ f_{(t,a_i)} &= 0; (t-a_4) < 0 \end{aligned} \tag{7.5}$$

Nous initialiserons les paramètres de la manière suivante :

- $a_1$  avec la durée de l'impulsion mesurée.
- $a_2$  avec la valeur du front de montée de l'impulsion mesurée.
- $a_3$  avec l'amplitude maximale de l'impulsion mesurée.
- $a_4$  avec le temps de départ de l'impulsion mesurée.

En utilisant le solveur de MATLAB, soit la fonction « nlinfit », j'ai obtenu pour la trace expérimentale en rouge (4000 points) une interpolation en bleu basée sur le modèle (7.5). Le résultat est présenté sur la figure A2.2.

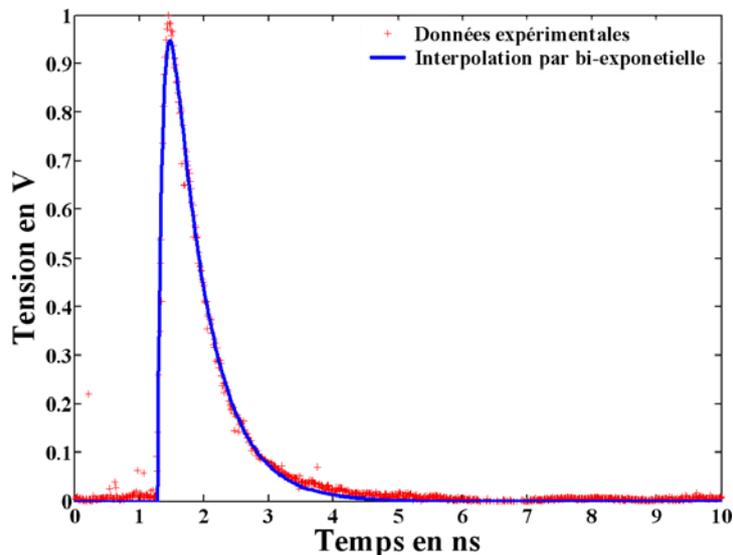


Figure A2.2 : Résultat de l'utilisation du solveur de MATLAB pour l'optimisation des paramètres du modèle de l'équation (7.5).

Le profil optimisé ne permet pas d'obtenir d'aussi bons résultats que dans la partie III.4.b. En effet, le modèle ne prend pas en compte les réflexions pouvant avoir lieu dans le cœur du générateur d'impulsions courtes.

Dans le cas des résultats de la partie III.4.c, il n'était pas possible d'employer un modèle basé sur la somme de deux exponentielles pour expliquer les phénomènes intervenants dans le cœur du générateur. Le modèle retenu était en première approximation la trace expérimentale comme forme de base. Pour satisfaire à la condition (7.4) et obtenir un temps de calcul raisonnable le modèle retenu a été limité à 400 paramètres correspondant chacun à la valeur de la tension pour une coordonnée temporelle unique. Ainsi le profil temporel du modèle retenu est entièrement ajustable et ne dépend pas d'une fonction mathématique exacte. A partir de cette étape il devient possible d'employer ce modèle pour la détermination des réflexions internes au cœur du générateur ainsi que de retrouver le profil temporel sortant du générateur et décorrélé des désadaptations d'impédances.

La démarche est résumée figure A2.3.

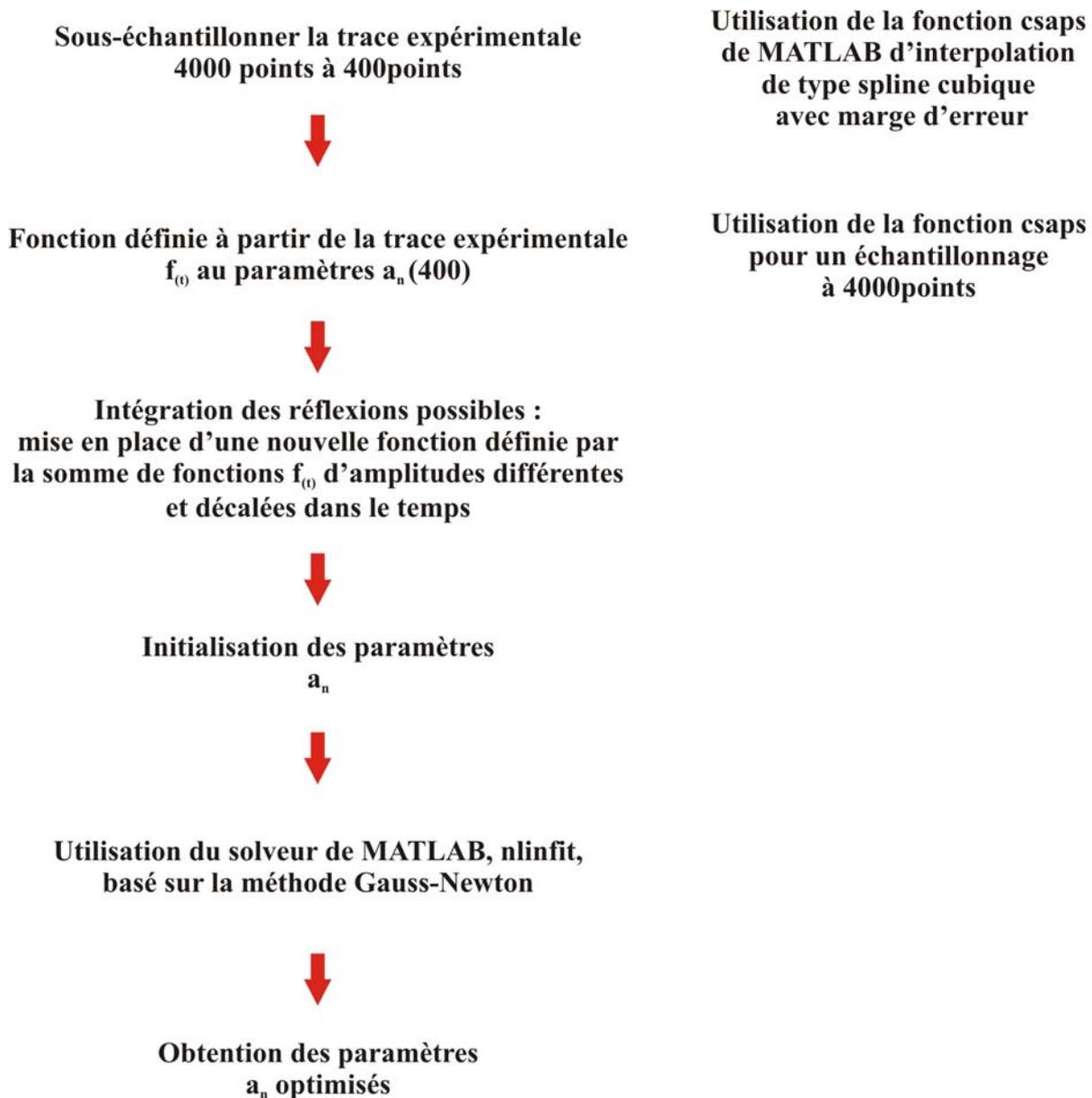


Figure A2.3 : Démarche ayant permis l'obtention des résultats de la partie III.4.c.

La fonction « csaps » mentionnée sur la figure A2.3 permet d'interpoler la trace expérimentale par des fonctions splines cubiques. L'interpolation a la forme suivante :

$$f_{(t)} = \bigcup_{k=1}^{n-1} (a_k t^3 + b_k t^2 + c_k t + d_k) \quad (7.6)$$

Les propriétés de ces fonctions en font de bonnes candidates aux problèmes physiques :

$$\begin{aligned}
 f_{(t_k^-)} &= f_{(t_k^+)} \\
 \frac{\partial}{\partial t} f_{(t_k^-)} &= \frac{\partial}{\partial t} f_{(t_k^+)} \\
 \frac{\partial^2}{\partial t^2} f_{(t_k^-)} &= \frac{\partial^2}{\partial t^2} f_{(t_k^+)}
 \end{aligned}
 \tag{7.7}$$

En effet, le fait qu'elles soient continument dérivables jusqu'à la dérivée seconde permet d'obtenir un signal proche des signaux physiques conventionnels (signaux continus et dérivables). En employant la démarche de la figure A2.3 et un modèle basé sur une réflexion dans le cœur du générateur exposé dans la partie III.4.c, j'ai obtenu le résultat de la figure A2.4.

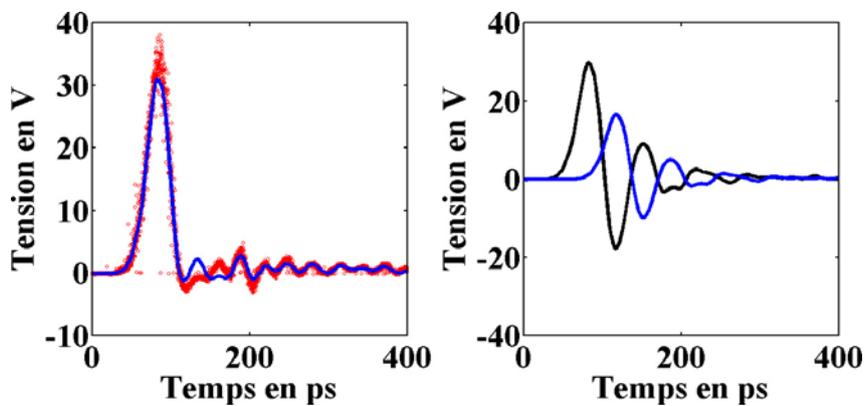


Figure A2.4 : Résultats de la modélisation d'une réflexion dans le cœur du générateur d'impulsions ultracourtes.

Nous pouvons constater un accord moins bon que celui obtenu dans la partie III.4.c : le modèle représenté en bleu ne suit pas toutes les variations de l'enregistrement en rouge. La raison est un nombre de réflexions moins important dans le dernier modèle retenu. Néanmoins, nous retrouvons un résultat proche dans sa forme de celui de la partie III.4.c.

# **BIBLIOGRAPHIE**

1. Rosocha and Mansfield. *Performance of the ANTARES large area cold cathode electron gun*. in *4<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference*. 1983. Albuquerque, New Mexico.
2. Harjes, et al. *E-Beam triode for multiple submicrosecond pulse operation*. in *4<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference*. 1983. Albuquerque, New Mexico.
3. Hironaka, et al., *Performance of pulsed power generator using high-voltage static induction thyristor*. IEEE Transaction on Plasma Science, 2000. **28**(5): p. 1524-1527.
4. Parker and Parsons. *Foil fuses as opening switches for slow discharge circuits*. in *5<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference*. 1985. Arlington, Virginia.
5. Breaux. *Variable Capacitance electrostatic pulse generator*. in *1<sup>st</sup> International Pulsed Power Conference*. 1976. Lubbock, Texas.
6. Trost, Garrison, and Birkes. *Pulse power systems employing inductive energy storage*. in *1<sup>st</sup> International Pulsed Power Conference*. 1976. Lubbock, Texas.
7. Nunnally, *High-power microwave generation using activated semiconductor switches*. IEEE Transaction on Electron Devices, 1990. **37**(12): p. 2439-2448.
8. Tucker, et al. *Compact, low jitter, triggered spark gap*. in *5<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference*. 1985. Arlington, Virginia.
9. Burger, Schoenberg, and Tyo. *Development and testing of bulk photoconductive switches used for ultra-wideband, high-power microwave generation*. in *11<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference*. 1997. Baltimore, United State of America.
10. Schoenberg, et al., *Ultra-wideband source using gallium arsenide photoconductive semiconductor switches*. IEEE Transaction on Plasma Science, 1997. **25**(2): p. 327-334.
11. Afshari and Hajimiri. *Non-linear transmission lines for pulse shaping in silicon*. in *Custom Integrated Circuits Conference*. 2003.
12. Tantawi, et al. *RF pulse compression via TE01 optically controlled multimegawatt microwave switch*. in *Accelerator Conferences*. 1996.
13. Tantawi, Ruth, and Vlieks. *Active radio frequency pulse compression using switched resonant delay lines*. in *Accelerator Conferences*.
14. Mesyats, et al. *Semiconductor opening switch research at IEP*. in *10<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference*. 1995. Albuquerque, New Mexico.
15. Sojka and Simcox. *Development of high repetition-rate pulsed power generators*. in *2<sup>nd</sup> International Pulsed Power Conference*. 1979. Lubbock, Texas.
16. Kimura, et al. *Simultaneous laser preionization of dual spark columns in a high voltage switch*. in *5<sup>th</sup> International Pulsed Power conference*. 1985. Arlington, Virginia.
17. Kannari, et al. *A magnetic switch driven high voltage trigger generator*. in *5<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference*. 1985. Arlington, Virginia.
18. Antonetti, et al., *High power switching with picosecond precision : application to high speed kerr cell and Pockels cell*. Optics Communications, 1977. **23**(3): p. 435-439.
19. Ma, et al., *Low-temperature growth of GaAs on Si used for ultrafast photoconductive switches*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2004. **40**(6): p. 800-804.
20. Loubriel, et al., *Ground penetrating radar enabled by high gain GaAs photoconductive semiconductor switches*. Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics, 1997. **3**.
21. Kittel, *Physique de l'état solide*. 7<sup>e</sup> ed. 1998: Dunod.
22. Auston, Cheung, and Smith, *Picosecond photoconducting Hertzian dipoles*. Applied Physic Letters, 1984. **45**(3): p. 284-286.
23. Ruch and Kino, *Measurement of the velocity - field characteristic of gallium arsenide*. Applied Physic Letters, 1967. **10**(2): p. 40-42.
24. Meyer, et al., *Subpicosecond photoconductivity overshoot in gallium arsenide observed by electrooptic sampling*. Applied Physic Letters, 1988. **53**(10): p. 2254-2256.

25. Son, Norris, and Whitaker, *Terahertz electromagnetic pulses as probes for transient velocity overshoot in GaAs and Si*. Journal of Optical Society of America, 1994. **11**(12): p. 2519-2527.
26. Zutavern, et al. *High power activated semiconductor switches with sub-nanosecond rise time*. in *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. 1991.
27. Loubriel, et al. *High-gain GaAs photoconductive semiconductor switches for ground-penetrating radar*. in *International Power Modulator Symposium*. 1996.
28. Frankel, et al., *High-voltage picosecond photoconductor switch based on low-temperature-grown GaAs*. IEEE Transaction on Electron Devices, 1990. **37**(12): p. 2493-2498.
29. Sadow and Lee, *Optical control of microwave-integrated circuits using high-speed GaAs and Si photoconductive switches*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, 1995. **43**(9): p. 2414-2420.
30. Cumberow, *Photovoltaic effect in p-n junctions*. Physical Review, 1954. **95**(1): p. 16-21.
31. Callaway, *Optical Absorption in an electric field*. Physical Review, 1963. **130**(2): p. 549-553.
32. Chester and Fritsche, *Phonon-assisted electroabsorption*. Physical Review, 1965. **139**(2A): p. 518-525.
33. Frova, et al., *Electro-absorption effects at the band edges of silicon and germanium*. Physical Review, 1966. **145**(2): p. 575-583.
34. Frova and Handler, *Franz-Keldysh effect in the space-charge region of a germanium p-n junction*. Physical Review, 1965. **137**(6A): p. 1857-1862.
35. Lacassie, *Contribution à l'étude de la génération d'impulsions hyperfréquences de grandes puissances par photoconducteurs activés par laser : étude des limitations en courant d'un commutateur à photoconducteur en arséniure de gallium, déclenché par laser Nd:YAG*. 1996, Université de Pau et des Pays de l'Adour.
36. Carboni, et al. *Test on photoconductive semiconductor switches for subnanosecond rise time, multimegavolt pulser applications*. in *8<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference*. 1991. San Diego, California.
37. Davanloo, Collins, and Forrest, *High-power photoconductive semiconductor switches treated with amorphous diamond coatings*. IEEE Transaction on Plasma Science, 2002. **30**(5): p. 1897-1904.
38. Loubriel, et al., *Longevity of optically activated, high gain GaAs photoconductive semiconductor switches*. IEEE Transaction on Plasma Science, 1998. **26**(5): p. 1393-1402.
39. Mar, et al., *Doped contacts for high-longevity optically activated, high-gain GaAs photoconductive semiconductor switches*. IEEE Transaction on Plasma Science, 2000. **28**(5): p. 1507-1511.
40. Zu, et al., *Temperature-dependent delay time in GaAs high-power high-speed photoconductive switching devices*. IEEE Photonics Technology Letters, 1995. **7**(1): p. 56-58.
41. Zutavern, et al. *GaAs PCSS: high gain switching and device reliability*. in *SPIE Symposium on Optically Activated Switching III*. 1993. Los Angeles, California.
42. Hjalmarson, et al. *A collective impact ionization theory of lock-on*. in *12<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference*. 1999. Monterey, California.
43. Loubriel, O'Malley, and Zutavern. *Toward pulsed power uses for photoconductive semiconductor switches*. in *6<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference*. 1987. Arlington, Virginia.
44. Zutavern, O'Malley, and Loubriel. *Recent developments in opening photoconductive semiconductor switches*. in *6<sup>th</sup> International Pulsed Power Conference*. 1987. Arlington, Virginia.

45. Ho, Peng, and Goldhar, *Photoconductive switching using polycrystalline ZnSe*. IEEE Transaction on Electron Devices, 1990. **37**: p. 2517-2519.
46. Auston, *Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon*. Applied Physics Letters, 1975. **26**(3): p. 492-495.
47. Proud, Scott, and Norman, *High-frequency waveform generation using optoelectronic switching in silicon*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, 1978. **26**(3): p. 137-140.
48. Margulis and Sibbett, *Ultrafast voltage pulse shaping for streak and framing camera deflection*. Optics Communications, 1984. **51**(2): p. 91-94.
49. Gupta, Whitaker, and Mourou, *Ultrafast carrier dynamics in III-V semiconductors grown by molecular-beam epitaxy at very low substrate temperatures*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1992. **28**(10): p. 2464-2472.
50. Alexandrou, et al., *Generation of subpicosecond electrical pulses by nonuniform illumination of GaAs transmission-line gaps*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1994. **30**(5): p. 1332-1338.
51. Auston, *Impulse response of photoconductors in transmission lines*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1983. **19**(4): p. 639-648.
52. Mourou and Knox, *High-power switching with picosecond precision*. Applied Physics Letters, 1979. **35**(7): p. 492-495.
53. Islam, et al., *Compensation mechanisms and the response of high resistivity GaAs photoconductive switches during high-power applications*. IEEE Transaction on Plasma Science, 2000. **28**(5): p. 1512-1519.
54. Sano and Shibata, *Fullwave analysis of picosecond photoconductive switches*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1990. **26**(2): p. 372.
55. El-Ghazaly, Joshi, and Grondin, *Electromagnetic and transport considerations in subpicosecond photoconductive switch modeling*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, 1990. **38**(5): p. 629.
56. Ariaudo, *Analyse théorique de la génération optoélectronique d'impulsion ultrabrèves par photoconduction*, in *Electronique électrotechnique optique*. 1996, Université de Limoges - Faculté des sciences: Limoges.
57. Canseliet, et al. *Modélisation optoélectronique de photocommutateurs à gaps pour la réalisation d'un échantillonneur ultra-rapide commandé par laser impulsif*. in *16<sup>ème</sup> Colloque International "Optique Hertzienne et Diélectriques"*. 2001. Mans, France.
58. Zhou, et al., *Numerical investigation of subpicosecond electrical pulse generation by edge-illumination of silicon transmission-line gaps*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1998. **34**(1): p. 171-178.
59. Holzman, Vermeulen, and Elezzabi, *Ultrafast photoconductive self-switching of subpicosecond electrical pulses*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2000. **36**(2): p. 130-136.
60. Whitaker, et al., *Propagation model for ultrafast signals on superconducting dispersive striplines*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, 1988. **36**(2): p. 277-285.
61. Gupta, Whitaker, and Mourou, *Subpicosecond pulse propagation on coplanar waveguides: experiment and simulation*. IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 1991. **1**(7): p. 161-163.
62. Whitaker, et al., *Pulse dispersion and shaping in microstrip lines*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, 1987. **35**(1): p. 41-47.
63. Son, et al., *Picosecond pulse propagation on coplanar striplines fabricated on lossy semiconductor substrates: modeling and experiments*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, 1993. **41**(9): p. 1574-1580.

64. Mayes and Nunnally, *Analytical modeling of a linear GaAs photoconductive switch for short pulse excitation*. Applied Physical Electronics, 1999: p. 1207-1210.
65. Huang and Lee, *Transient response of high electric field picosecond photoconductive switch*. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 1992: p. 669-672.
66. Frankel, et al., *Picosecond pulse formation by transmission line discontinuities*. Electronics Letters, 1989. **25**(20): p. 1363-1365.
67. Keil and Dykaar, *Ultrafast pulse generation in photoconductive switches*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1996. **32**(9): p. 1664-1671.
68. Maksimchuk, et al. *Jitter-free signal-averaging picosecond x-ray streak camera*. in CLEO'96. 1996.
69. Nunnally, *High-power microwave generation using activated semiconductor switches*. IEEE Transaction on Electron Devices, 1990. **37**(12): p. 2439-2448.
70. Chang, et al., *Direct dc to rf conversion by picosecond optoelectronic switching*. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 1984: p. 540-541.
71. Stoudt, Richardson, and Moran, *Demonstration of a frequency-agile rf source configuration using bistable optically controlled semiconductor switches (BOSS)*. p. 360-365.
72. Mizuno, et al., *Indoor air cleaning using a pulsed discharge plasma*. IEEE Transaction on Industry Applications, 1999. **35**(6): p. 1284-1288.
73. Behrend, et al., *Pulse generators for pulsed electric field exposure of biological cells and tissues*. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2003. **10**(5): p. 820-825.
74. Schoenbach, et al., *Bioelectrics - New applications for pulsed power technology*. IEEE Transaction on Plasma Science, 2002. **30**(1): p. 293-300.
75. Dev, et al., *Medical applications of electroporation*. IEEE Transaction on Plasma Science, 2000. **28**(1): p. 206-223.
76. FCC, *Revision of part 15 of the Commission's rules regarding ultra-wideband transmission systems*. 2002.
77. Sato, et al., *GPR using an array antenna for landmine detection*. Near Surface Geophysics, 2004. **2**: p. 3-9.
78. Park, et al. *Development of a UWB GPR system for detecting small objects buried under ground*. in *Ultra Wideband Systems and Technologies*. 2003.
79. Pecastaing, et al., *Design and Performances of high voltage pulse generators for ultra-wideband applications*. Measurement Science and Technology, 2001. **12**: p. 1718-1725.
80. Jung, et al. *High power compact UWB-systems*. in *International Conference on Pulsed Power Applications*. 2001. Gelsenkirchen, Germany.
81. Funk and Lee, *Free-space power combining and beam steering of ultra-wideband radiation using an array of laser-triggered antennas*. IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, 1996. **44**(11): p. 2039-2044.
82. Binningsbo, Eide, and Hjelmstad. *3D migration of GPR array-antenna data*. in *8<sup>th</sup> International Conference on Ground Penetrating Radar*. 2000. Gold Coast, Australia.
83. Boryssenko, et al. *Transmitter/receiver pulse-driven antenna array with near-field beam-forming for UWB subsurface imaging radar*. in *Antenna Application Symposium*. 2000. Monticello, Illinois.
84. Walker, et al. *A high-resolution, four-band SAR testbed with real-time image formation*. in *IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*. 1996. Lincon, United State of America.
85. Sullivan, et al., *Ultrawide-band synthetic aperture radar for detection of unexploded ordnance: modeling and measurements*. IEEE Transaction on ANtennas and Propagation, 2000. **48**(9): p. 1306-1315.

86. Kellndorfer and Ulaby. *Forest biomass inversion from SAR using object oriented image analysis techniques*. in *IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium 2003*. 2003.
87. Khan, Edwards, and Stevens. *Ultra wideband impulse backscatter using time domain methods*. in *6<sup>th</sup> Annual PostGraduate Symposium on The Convergence of Telecommunications, Networking and Broadcasting*. 2005. Liverpool, United Kingdoms.
88. Chamberlain and Roggenthen. *Field test results of a beam-steered ground penetrating radar array*. in *Symposium on the Application of Geophysics to Environmental and Engineering Problems*. 2001.
89. Temelkuran, et al., *Wavelength-scalable hollow optical fibres with large photonic bandgaps for CO<sub>2</sub> laser transmission*. *Nature*, 2002. **420**: p. 650-653.
90. Bouwmans, et al., *Properties of a hollow-core photonic bandgap fiber at 850nm wavelength*. *Optics Express*, 2003. **11**(14): p. 1613-1620.
91. Shepard, et al., *High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers*. *Optics Express*, 2004. **12**(4): p. 717-723.
92. Michaille, et al. *Damage threshold and bending properties of photonic crystal and photonic band-gap optical fibres*. in *Optics and Photonics for Defence and Security*. 2004. London, United Kingdom.
93. Hand and Jones, *Single-mode fiber delivery of Nd:YAG light for precision machining applications*. *Applied Optics*, 1998. **37**(9): p. 1602-1606.
94. Kuhn, et al., *Preparation of fiber optics for the delivery of high-energy high-beam-quality Nd:YAG laser pulses*. *Applied Optics*, 2000. **39**(33): p. 6136-6143.
95. Kuhn, et al., *Beam quality after propagation of Nd:YAG laser light through large-core optical fibers*. *Applied Optics*, 2000. **39**(36): p. 6754-6760.
96. Tien, et al., *Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulse duration*. *Physical Review letters*, 1999. **82**(19): p. 3883-3886.
97. Cavailer, et al. *Transmission analogique d'impulsions laser picosecondes dans des fibres optiques à saut d'indice*. in *High Speed Photography*. 1984. Strasbourg, France.
98. Simons and Lee. *Characterization of miniature millimeter-wave Vivaldi antenna for local multipoint distribution service*. in *40<sup>th</sup> ARFTG/MTT*. 1997.
99. Weem, Popovic, and Notaros. *Vivaldi antenna arrays for SKA*. in *Antennas and Propagation Society International Symposium*. 2000.
100. Soergel, Waldschmidt, and Wiesbeck. *Transient radiation from a linear UWB antenna array*. in *International Symposium on Electromagnetic Theory*. 2004. Pisa, Italy.
101. Barmettler, Meier, and Nüesch. *Development of an ultra-wideband SAR processor*. in *CEOS SAR Workshop 2001*. 2001. Tokyo, Japan.
102. Limpert, et al., *High-power air-clad large-mod-area photonic crystal fiber laser*. *Optics Express*, 2003. **11**(7): p. 818-823.
103. Limpert, et al., *High-power rod-type photonic crystal fiber laser*. *Optics Express*, 2005. **13**(4): p. 1055-1058.
104. Zayhowski and Mooradian, *Single-frequency microchip Nd laser*. *Optical Society of America*, 1989. **14**(1): p. 24-26.
105. Häring, et al., *Passively Q-switched microchip laser at 1.5µm*. *Optical Society of America*, 2001. **18**(12): p. 1805-1812.
106. Peterson and Gavrielides, *Pulse train characteristics of a passively Q-switched microchip laser*. *Optics Express*, 1999. **5**(7): p. 149-156.
107. Zayhowski. *Compact solid-state sources and their applications*. in *Security and Defense*. 2004. London, England.
108. Vinegoni, et al., *Measurement of nonlinear polarization rotation in a highly birefringent optical fibre using a Faraday mirror*. *Journal of Optics A*, 2000. **2**: p. 314-318.

109. Jullien, et al., *Nonlinear polarization rotation of elliptical light in cubic crystals, with application to cross-polarized wave generation*. Journal of Optical Society of America, 2005. **22**(12): p. 2635-2641.
110. Fortier and Cundiff, *Nonlinear polarization evolution of ultrashort pulses in microstructured fiber*. Optics Letters, 2004. **29**(21): p. 2548-2550.
111. Menyuk and Wai, *Elimination of nonlinear polarization rotation in twisted fibers*. Optical Society of America, 1994. **11**(7): p. 1305-1309.
112. Sylvestre, *Amplification et conversion paramétriques, décalage et suppression de fréquences, par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques*. 1999, L'UFR des Sciences et Techniques de l'Université de Franche-Comté.
113. Lin and Agrawal, *Vector theory of cross-phase modulation: role of nonlinear polarization rotation*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2004. **40**(7): p. 958-964.
114. Tomlinson, Stolen, and Shank, *Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers*. Journal of Optical Society of America, 1984. **1**(2): p. 139-149.
115. Stolen, Botineau, and Ashkin, *Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers*. Optics Letters, 1982. **7**(10): p. 512-514.
116. Horowitz and Silberberg, *Nonlinear filtering by use of intensity-dependent polarization rotation in birefringent fibers*. Optics Letters, 1997. **22**(23): p. 1760-1762.
117. Kim, Kutz, and Muraki, *Pulse-train uniformity in optical fiber lasers passively mode-locked by nonlinear polarization rotation*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2000. **36**(4): p. 465-471.
118. Lin, et al. *Simulation of mode-blocked ring laser based on nonlinear polarization rotation in a semiconductor optical amplifier*. in *ICTON 2004*. 2004.

# RESUME

Le but de cette thèse a été la réalisation d'un démonstrateur de radar ultralarge bande multi-sources. Ce radar repose sur la réalisation de générateurs optoélectroniques délivrant des impulsions électriques de forte puissance à spectre ultralarge et parfaitement synchronisables. Cela a été rendu possible par le transfert d'une technologie issue du CEA vers notre laboratoire. Les travaux réalisés ont conduit vers une architecture permettant d'obtenir des impulsions avec des performances accrues ( $<300\text{ps}$  pour  $11\text{kV}$  crête). Ils ont permis de dégager un modèle comportemental hyperfréquence des générateurs et leurs réactions aux paramètres des commandes optiques et électriques. Une technique innovante de diminution de la durée des impulsions optiques issues d'une source laser nanoseconde a également été développée. La démonstration du concept multi-sources permettant la validation du concept d'agilité en terme de basculement du front d'onde fait de ce système un outil unique et innovant.