

THÈSE

PRÉSENTÉE A

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

Par **Adèle MORISSET**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : ÉLECTRONIQUE

INTERACTION LASER-SILICIUM ET TRANSPORT FIBRÉ POUR LE TEST DE CIRCUITS INTÉGRÉS PAR STIMULATION PHOTOÉLECTRIQUE NON-LINÉAIRE

Directeur de recherche : Dean LEWIS

Soutenue le : 12 juin 2013

Devant la commission d'examen formée de :

Mme	MALBERT Nathalie	Professeur, Université Bordeaux 1, IMS	Présidente du jury
Mme	AUPETIT, Christelle	Professeur, Université de Limoges, XLIM	Rapporteur
M.	DELAPORTE, Philippe	Directeur de recherche, CNRS, LP3	Rapporteur
M.	LEWIS, Dean	Professeur, Université Bordeaux 1, IMS	Directeur de thèse
M.	POUGET, Vincent	Chargé de recherche, CNRS, IES	Co-directeur de thèse
M.	ERMENEUX, Sébastien	Ingénieur, ALPHANOV	Responsable Alphanov
M.	TOULMONT, Christian	Ingénieur, SERMA TECHNOLOGIES	Invité

*A ma famille
A Alexandre*

Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été rendus possibles grâce à la mise en place d'un projet commun entre le laboratoire IMS de l'Université Bordeaux 1 et le centre technologique ALPhANOV du pôle de compétitivité « Route des Lasers » à travers le financement CIFRE de l'Association Nationale de la Recherche et de la Technologie.

Je remercie les Professeurs Pascal Fouillat et Claude Pellet, directeurs successifs du laboratoire IMS, ainsi que Benoît Appert-Collin, directeur d'Alphanov, pour l'accueil respectif au sein de leurs équipes.

Je tiens à remercier tout particulièrement mes encadrants qui ont permis la mise en place de cette thèse et le suivi de celle-ci.

Tout d'abord, j'exprime toute ma reconnaissance à Dean Lewis, Professeur et directeur de cette thèse, pour ses conseils, son expérience, et sa présence tout au long de ces trois années de travail en plus de sa prise de fonction au poste de président de l'Université Bordeaux 1 en 2012.

Je remercie vivement Vincent Pouget, Chargé de recherche au CNRS et co-directeur de cette thèse, pour ses compétences scientifiques et l'expertise qu'il a apportée à ce travail et ce jusqu'à la soutenance malgré l'éloignement géographique.

Enfin, j'exprime toute ma gratitude à Sébastien Ermeneux, responsable de l'équipe Systèmes Optiques et Lasers à Alphanov, pour avoir suivi mes travaux ainsi que pour la confiance qu'il m'a accordée pour cette première thèse au sein d'Alphanov.

J'exprime mes sincères remerciements à Mme Christelle Aupetit, Professeur à l'Université de Limoges, et M. Philippe Delaporte, Directeur de recherche au CNRS, pour l'attention qu'ils ont accordée à la lecture et correction de ce mémoire et pour avoir été rapporteurs de cette thèse. Je remercie aussi Mme Nathalie Malbert, Professeur à l'Université Bordeaux 1, pour avoir présidé mon jury de thèse.

Je remercie chaleureusement Christian Toulmont, Ingénieur à Serma Technologies, de s'être rendu disponible pour assister à la soutenance de cette thèse concrétisant ainsi le travail que nous avons pu réaliser ensemble.

Merci à mes collègues du laboratoire pour leur accueil, leur aide et les bons moments passés ensemble. Je pense en premier lieu à Frédéric Darracq, Maître de conférences, Fabien

Essely, ainsi qu'à Sophie Mennerat puis Camille, Ingénieurs sur la plateforme laser, pour leur aide à la mise en place des expérimentations et leurs conseils. Merci à mes collègues (ex)thésards : Issam, Emeric, Kai, Sébastien, Nogaye, Mehdi, pour les échanges forts intéressants que nous avons pu avoir et pour leur soutien.

J'ai une pensée toute particulière aussi pour tous mes collègues d'Alphanov avec qui j'ai été amenée à travailler et avec qui je vais continuer mon chemin. J'espère qu'ils me pardonneront si j'oublie quelqu'un (n'est-ce pas Wilfrid...).

Je remercie tout d'abord Christophe et Ramatou avec qui j'ai travaillé plus étroitement au début de cette aventure : vous êtes les rois de la fibre.

Je remercie aussi mes compagnons d'hier et d'aujourd'hui de l'équipe Systèmes : Emmanuel, Guillaume, Bruno, Ludovic, Simon, Germain, Kevin pour leur dynamisme, leurs compétences et ceci toujours dans la bonne humeur.

Merci aussi à Steve qui partage notre bureau et qui supporte nos difficultés ou réussites.

Merci à Marie pour son professionnalisme et sa gentillesse.

Enfin, merci aux collègues des autres départements et coéquipiers de foot pour certains : John, Marc, Mathieu, Marie-Caroline, Charly, Baptiste, Anthony, Florent et aux nouvelles recrues féminines (ouf...) : Hélène, Laurie, Emma.

Je ne peux finir ces remerciements sans penser à tous mes proches, famille et amis, qui m'ont soutenue tout au long de ce parcours.

Merci à mes ami(e)s d'Orléans, en particulier Céline et Raphaëlle, pour les merveilleuses années passées ensemble. Bon courage Raphi pour ta thèse, tu tiens le bout !

Merci à tous mes amis musiciens, d'Orléans ou Bordeaux, pour les répétitions, concerts et moments de détente passés ensemble.

Merci à ma famille et tout particulièrement mes parents, Lysiane et Dominique, et mon frère, Matthias, pour leur soutien et les valeurs qu'ils m'ont transmises.

Enfin, MERCI à Alexandre qui a partagé ces trois années et qui m'a aidé dans les moments difficiles.

Table des matières

TABLE DES MATIERES.....	7
INTRODUCTION GENERALE.....	15
CHAPITRE I : CONTEXTE ET ETAT DE L'ART DU TEST DE COMPOSANTS SILICIUM PAR LASER	19
I.1 Test de circuits intégrés par laser en régime linéaire	19
I.1.1 Principe de la stimulation laser par effet photoélectrique et techniques d'analyse	20
I.1.1.1 Absorption linéaire dans le silicium	20
I.1.1.2 Techniques d'approche temporelle	22
<i>I.1.1.2.1 Analyse optique statique</i>	<i>22</i>
<i>I.1.1.2.2 Analyse optique semi-dynamique et dynamique</i>	<i>22</i>
I.1.1.3 Techniques d'approche spatiale	23
I.1.2 Applications du test laser de circuits intégrés	24
I.1.2.1 Analyse de défaillance.....	24
I.1.2.2 Etude de la sensibilité aux radiations	24
I.1.3 Avantages et limitations du test de circuits intégrés par laser en régime linéaire.....	27
I.1.4 Conclusion	28
I.2 Absorption non-linéaire laser appliquée au test de composants électroniques	29
I.2.1 Principe et propriétés de la stimulation laser non-linéaire	29
I.2.1.1 Absorption à 2-photons.....	29
I.2.1.2 Applications de l'absorption à 2-photons	30
I.2.1.3 Résolution latérale et longitudinale.....	31
I.2.1.4 Atouts et limitations comparativement au test linéaire	32
I.2.2 Etat de l'art des techniques d'amélioration de la résolution.....	33
I.2.2.1 Lentilles à immersion solide	33
I.2.2.2 Filtres pupillaires et polarisation.....	35
I.2.2.3 Optique interférométrique	37
I.2.2.4 Effets non-linéaires d'ordres supérieurs	39
I.2.3 Conclusion	40

I.3 Technologies de génération et transport des impulsions pour le test de composants en régime non-linéaire	41
I.3.1 Sources laser femtoseconde	41
I.3.1.1 Laser solide à cristaux.....	41
<i>I.3.1.1.1 Oscillateur</i>	<i>41</i>
<i>I.3.1.1.2 Amplificateur</i>	<i>43</i>
<i>I.3.1.1.3 Conversion de fréquence.....</i>	<i>44</i>
I.3.1.2 Laser à fibre	45
I.3.1.3 Conclusion.....	47
I.3.2 Transport d'impulsions femtoseconde.....	49
I.3.2.1 Caractéristiques d'une fibre optique	49
<i>I.3.2.1.1 Dispersion chromatique</i>	<i>50</i>
<i>I.3.2.1.2 Non-linéarité.....</i>	<i>51</i>
I.3.2.2 Fibres microstructurées air-silice à cœur creux	54
I.3.2.3 Conclusion.....	57
I.3.3 Conclusion	59
I.4 Conclusion.....	60
CHAPITRE II : MODELISATION DE LA PROPAGATION D'IMPULSIONS FEMTOSECONDE ET DE L'INTERACTION LASER/SILICIUM	63
II.1 Propagation des ondes lumineuses et non-linéarité optique	63
II.1.1 Equation d'onde	63
II.1.2 Polarisation linéaire	66
II.1.2.1 Dispersion.....	67
II.1.2.2 Pertes par absorption.....	69
II.1.3 Polarisation non-linéaire	70
II.1.3.1 Description de la susceptibilité d'ordre 3.....	70
<i>II.1.3.1.1 Effet Kerr.....</i>	<i>70</i>
<i>II.1.3.1.2 Absorption à 2-photons.....</i>	<i>71</i>
II.1.4 Effet plasma	73
II.1.5 Equation de Schrödinger	74
II.2 Méthodes/Outils numériques de résolution des équations de propagation....	76
II.2.1 Résolution par différence finie des équations de Maxwell.....	76
II.2.2 Résolution par la méthode Split-Step Fourier de l'équation de Schrödinger	76
II.2.3 Résolution analytique par discrétisation	77
II.2.4 Conclusion.....	78

II.3 Modélisation de la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes par méthode Split-Step Fourier dans une fibre photonique à cœur creux	79
II.3.1 Propriétés d'une fibre microstructurée air-silice à cœur creux.....	79
II.3.2 Présentation de l'outil Fiberdesk.....	81
II.3.3 Résultats de simulation	82
II.3.4 Conclusion.....	83
II.4 Modélisation de l'interaction laser-silicium	84
II.4.1 Description des paramètres de l'étude	84
II.4.2 Simulation par différence finie dans le domaine temporel (FDTD)	85
II.4.2.1 Présentation de l'outil MEEP	85
II.4.2.1 Paramètres de simulation.....	86
II.4.2.2 Résultats de simulation.....	87
II.4.2.3 Conclusion	92
II.4.3 Simulation par résolution semi-analytique	94
II.4.3.1 Présentation du modèle et des équations.....	94
II.4.3.2 Résultats de simulation.....	97
II.4.3.3 Etude paramétrique	100
II.4.3.4 Conclusion	104
II.5 Conclusion	105
II.6 Perspectives.....	105
 CHAPITRE III : TRANSPORT DES IMPULSIONS FEMTOSECONDE DANS UNE FIBRE PHOTONIQUE A CŒUR CREUX	 111
III.1 Mesure des caractéristiques de la fibre optique étudiée	111
III.1.1 Présentation du laser et de la fibre optique	111
III.1.1.1 Source laser femtoseconde « LIBRA » Ti:Sa amplifiée et accordable	112
III.1.1.2 Présentation de la structure photonique de la fibre optique	112
III.1.2 Mesure du couplage et des pertes	113
III.1.3 Evaluation de la polarisation	114
III.1.4 Mode spatial.....	115
III.1.5 Tenue aux flux.....	116
III.1.6 Conclusion	116
III.2 Mesure expérimentale de la dispersion	117
III.2.1 Principe et dispositif expérimental	117
III.2.1.1 Principe de la mesure.....	117
III.2.1.2 Acquisition automatisée et traitement des données.....	118

III.2.2 Résultats	121
III.2.2.1 Courbe de dispersion de vitesse de groupe.....	121
III.2.2.2 Série de Taylor de la dispersion	122
III.2.3 Conclusion	123
III.3 Caractérisation des effets de dispersion et non-linéaires pour la propagation des impulsions dans la fibre	124
III.3.1 Description du dispositif expérimental	124
III.3.1.1 Caractérisation temporelle et spectrale des impulsions	125
III.3.2 Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations	127
III.3.2.1 Laser en entrée limité par la transformée de Fourier	128
III.3.2.2 Laser en entrée avec chirp	131
III.3.3 Conclusion	132
III.4 Conclusion	133
CHAPITRE IV : APPLICATIONS SUR COMPOSANTS SILICIUM	137
IV.1 Techniques et dispositifs expérimentaux	137
IV.1.1 Description des plateformes de tests	137
IV.1.1.1 Plateforme ATLAS-i.....	137
IV.1.1.1.1 Performances optiques.....	139
IV.1.1.2 Plateforme ATLAS.....	142
IV.1.1.2.1 Performances optiques.....	143
IV.1.2 Techniques d'analyse et automatisation	145
IV.1.3 Conclusion	147
IV.2 Etude de la sensibilité de composants par laser en régime d'absorption à 2-photons	148
IV.2.1 Injection de fautes dans un registre à décalage CMOS	148
IV.2.1.1 Principe expérimental.....	148
IV.2.1.2 Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations.....	148
IV.2.1.3 Conclusion	151
IV.2.2 Sensibilité aux radiations sur une mémoire SRAM	151
IV.2.2.1 Principe expérimental.....	151
IV.2.2.2 Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations.....	153
IV.2.2.3 Conclusion	155
IV.2.3 Conclusion	155
IV.3 Intégration de la fibre optique dans la chaîne de test	156
IV.3.1 Expérimentation sur photodiode Silicium	156

IV.3.1.1 Montage expérimental	156
IV.3.1.2 Réponse en régime TPA de la jonction silicium à 1230nm	157
IV.3.1.3 Conclusion	158
IV.3.2 Expérimentation sur amplificateur opérationnel	159
IV.3.2.1 Montage expérimental	159
IV.3.2.2 Influence temporelle de l'impulsion sur l'efficacité de génération.....	160
IV.3.2.3 Traitements et modélisation des résultats expérimentaux	164
IV.3.2.4 Conclusion	166
IV.3.3 Expérimentation sur mémoire SRAM	167
IV.3.3.1 Montage expérimental	167
IV.3.3.2 Sensibilité latérale	167
IV.3.3.3 Sensibilité axiale	170
IV.3.3.4 Conclusion	172
IV.3.4 Conclusion	173
IV.4 Conclusion	174
CONCLUSION ET PERSPECTIVES	179
ANNEXES	185
A. Principe de la cavité optique d'un oscillateur femtoseconde	185
B. Principe de la méthode FDTD.....	186
C. Principe de la méthode de Fourier à pas divisés	187
D. Exemple de fichier de simulation FDTD sous MEEP	188
E. Principe de l'autocorrélateur en intensité	192
F. Le sélectionneur d'impulsions (pulse-picker)	193
G. Mesure de la taille d'un faisceau par lame de rasoir (« knife edge »)	194
REFERENCES.....	199
CONTRIBUTION SCIENTIFIQUE.....	215

Introduction Générale

L'évolution rapide des technologies pour les composants microélectroniques et nanoélectroniques répond à des demandes constantes de la part de l'utilisateur final en matière d'intégration de nouvelles fonctionnalités. Cette évolution se traduit par une augmentation de la puissance et ainsi par une miniaturisation extrême des composants élémentaires des circuits intégrés. Par conséquent, les outils de test et d'analyse de ces circuits intégrés doivent évoluer parallèlement à l'évolution de la technologie.

Le test de circuits intégrés réunit plusieurs domaines d'étude tels que la localisation de défauts, l'étude de sensibilité aux radiations ou encore l'injection de fautes, dont la finalité est différente mais les moyens technologiques proches. Ainsi, la localisation de défauts dans les composants nanoélectroniques est une problématique constante des fabricants de semiconducteurs. De nombreuses techniques complémentaires pour l'analyse de circuits ont été développées afin de répondre aux besoins. Ces techniques peuvent être électriques, par faisceau d'électrons, par faisceau d'ions ou bien en utilisant le rayonnement électromagnétique par exemple. Ainsi, un large spectre du rayonnement électromagnétique est utilisé pour l'analyse de défaillance comme les rayons X, l'imagerie visible, le rayonnement thermique dans l'infrarouge ou les ondes magnétiques. Une des techniques présentant un fort intérêt est le test par faisceau laser¹. Depuis la première démonstration du laser par Theodore Maiman en 1960, de nombreuses applications ont vu le jour grâce au caractère cohérent de cette lumière et donc à la capacité de propagation sur de longues distances puis de focalisation en un point très petit de l'énergie lumineuse. Ainsi, le test des circuits intégrés par faisceau laser a permis ces dernières années de repousser les limites en résolution spatiale et en sensibilité.

Le développement depuis cinquante ans des sources laser permet aujourd'hui de couvrir un très large domaine de longueurs d'onde, de puissances et temporel. Les techniques d'analyse laser de circuits ont donc elles aussi évolué et permettent de s'adapter aux avancées technologiques. Le test par effet photoélectrique, c'est-à-dire la génération de paires électrons-trous dans le semiconducteur grâce à l'excitation laser, est une technique industrielle aujourd'hui largement utilisée. Puis l'apparition de sources à impulsions ultracourtes et à forte puissance crête, a permis la génération de charges dans le semiconducteur par effet photoélectrique non-linéaire, c'est-à-dire grâce à l'absorption de deux photons simultanément. L'utilisation de la non-linéarité permet de gagner d'avantage en résolution spatiale pour ainsi répondre aux problématiques de miniaturisation des composants.

¹ LASER : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

Cette thèse s'inscrit donc dans le contexte du test de circuit par effet photoélectrique non-linéaire et l'objectif est d'étudier et d'améliorer cet outil en participant au développement technologique de celui-ci. Plusieurs questions sont donc soulevées :

- Comment intégrer le test par effet photoélectrique non-linéaire de composants électronique en silicium pour le milieu industriel en transportant les impulsions ultracourtes dans une fibre optique par exemple ?
- Peut-on encore améliorer la résolution spatiale ?

Cette thèse a été réalisée au sein d'ALPhANOV, centre technologique en optique et lasers du pôle de compétitivité aquitain Route des Lasers ainsi qu'avec l'équipe « Test et analyse par faisceau laser » du laboratoire IMS de l'Université Bordeaux 1.

Le premier chapitre de cette thèse présente le contexte et l'état de l'art du test laser de composants électroniques à base de silicium. Le test par effet photoélectrique linéaire est présenté avec les différentes techniques d'analyse et d'approche des composants avant d'aborder la technique de stimulation laser non-linéaire. Un état de l'art des techniques permettant d'améliorer la résolution pour la microscopie par absorption non-linéaire est détaillé. Enfin, ce chapitre expose les technologies laser permettant la mise en œuvre du test laser en régime non-linéaire en prenant compte des contraintes d'intégration de cet outil en environnement industriel.

Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation de la propagation d'impulsions femtoseconde dans des guides d'ondes de type fibre optique mais aussi à la propagation de ces impulsions dans le silicium. Plusieurs méthodes et outils numériques de résolution des équations de propagation et d'interaction avec la matière sont abordés avant une présentation des résultats de simulations obtenus.

Le troisième chapitre détaille les expérimentations réalisées sur une fibre optique photonique à cœur creux identifiée pour son potentiel à transporter des impulsions femtoseconde. Après avoir caractérisé la fibre optique, les résultats expérimentaux sont comparés à des résultats de simulation s'appuyant sur les outils présentés dans le chapitre précédent.

Enfin, le quatrième chapitre montre des applications sur composants notamment avec l'intégration de la fibre optique étudiée dans le chapitre précédent.

Chapitre I : Contexte et état de l'art du test de composants silicium par laser

L'analyse de circuits intégrés doit évoluer conjointement avec le développement des nouvelles technologies de conception et fabrication de ces circuits. La majorité des composants électroniques utilisés pour des applications « grand public », industrielles ou en environnement sévère tel que le spatial ou l'aéronautique, est fabriquée à partir du silicium. Ce semiconducteur à la structure de type diamant (Figure I-1) présente l'avantage d'être abondant et peu coûteux, il peut se purifier facilement, il est stable et l'oxyde de silicium est un bon isolant. Les techniques d'analyse de circuits intégrés présentées dans ce chapitre s'appliquent donc à des composants à base de silicium. Bien que plusieurs techniques d'analyse existent, ce chapitre est consacré au test photoélectrique par faisceau laser. Les principes et techniques de tests existants et implémentés dans les procédés industriels seront tout d'abord présentés. Puis, l'évolution vers la technologie de test par effet photoélectrique non-linéaire sera discutée en présentant les principes et avantages ainsi qu'un état de l'art des techniques permettant d'améliorer la résolution. Enfin, les technologies laser permettant l'intégration du test laser en régime non-linéaire en environnement industriel seront discutées.

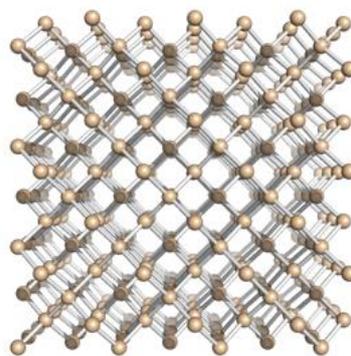


Figure I-1 : Structure atomique du silicium

I.1 Test de circuits intégrés par laser en régime linéaire

Le test optique de circuit par laser consiste à focaliser le faisceau sur le circuit sous test pour créer un stimulus. Il peut en résulter une élévation localisée de la température, c'est l'effet photothermique, ou la génération de paires électrons-trous, c'est l'effet photoélectrique. La perturbation ainsi créée par le laser peut-être mesurée en étudiant les variations électriques du composant sous test ou bien en mesurant optiquement les variations de propagation ou

d'intensité du faisceau incident ou d'un autre faisceau (faisceau sonde). La perturbation peut aussi être détectée en imageant avec l'aide d'une caméra les photons émis par le composant lors de la recombinaison électron et trou.

L'effet photothermique va engendrer une variation de la résistance qui pourra être mesurée électriquement en étudiant les variations de polarisation du circuit en courant ou en tension. Ainsi on peut citer deux techniques usuelles, l'OBIRch (Optical Beam Induced Resistance Change) mesurant une variation de courant et la technique TIVA (Thermally-Induced Voltage Alteration) mesurant la variation de tension. Les techniques photothermiques qui sont communément utilisées en environnement industriel ne seront pas développées d'avantage car cette thèse s'intéresse plus particulièrement à l'effet photoélectrique développé ci-après.

I.1.1 Principe de la stimulation laser par effet photoélectrique et techniques d'analyse

I.1.1.1 Absorption linéaire dans le silicium

Le silicium fait partie de la famille des matériaux semiconducteurs avec une bande interdite entre la bande de valence et la bande de conduction de 1,12eV. Le silicium est un semiconducteur à gap indirect, c'est-à-dire que le maximum de bande de valence et le minimum de la bande de conduction se situent à des valeurs distinctes du vecteur d'onde. Par conséquent, un photon d'énergie supérieure à 1,12eV, soit une longueur d'onde inférieure à 1100nm ($E = hc/\lambda$), ne pourra libérer un électron dans la bande de conduction qu'avec l'assistance d'un phonon, quantum d'énergie de vibration dans le cristal (Figure I-2).

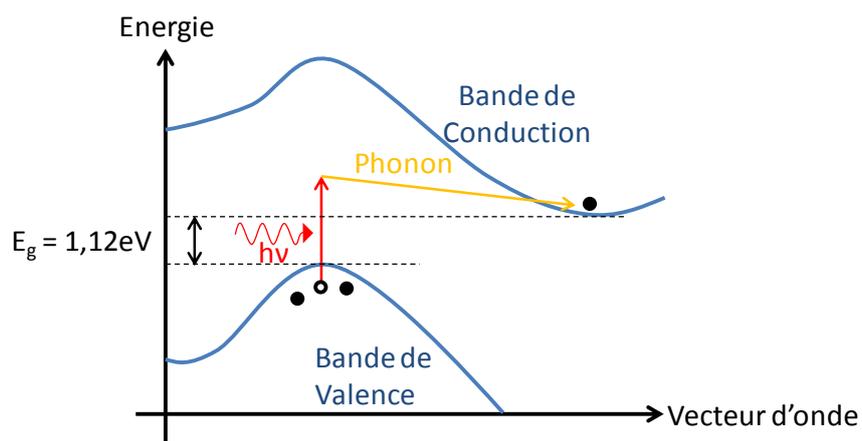


Figure I-2 : Diagramme d'énergie du Silicium et absorption indirecte d'un photon avec assistance d'un phonon

Les paires électrons-trous générées par le laser vont diffuser du fait de la mobilité et dériver sous l'action du champ électrique lorsque le circuit est polarisé. Les charges ainsi créées vont générer un photocourant qui pourra être mesuré électriquement. Le balayage du faisceau laser

sur le circuit sous test permet d'obtenir cette réponse électrique en différents points. L'absorption du laser par le silicium engendre une déplétion de son intensité définie par :

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\alpha I(x) \Rightarrow I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad (I-1)$$

avec α (en m^{-1}) le coefficient d'absorption linéaire et x (en m) la distance parcourue dans le silicium. Pour le silicium intrinsèque, l'absorption et la profondeur de pénétration associée est donnée ci-dessous (Figure I-3) :

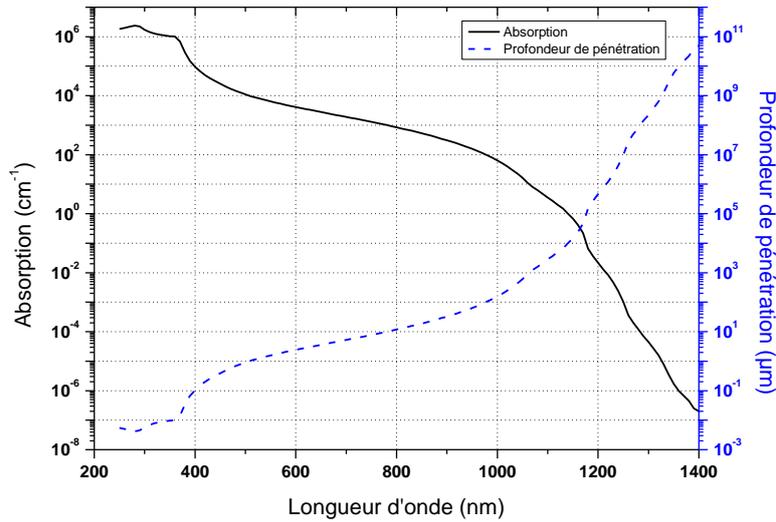


Figure I-3 : Absorption et profondeur de pénétration dans le silicium à 300K [GRE08]

En réalité, l'absorption dépend aussi de la température, des impuretés et du dopage du silicium. La Figure I-4 donne l'absorption du silicium dopé à une température ambiante de 300K et pour un dopage avec du Bore de type p et avec l'Arsenic de type n avec deux concentrations de $10^{18} cm^{-3}$ et $10^{19} cm^{-3}$ typiques du dopage des technologies silicium.

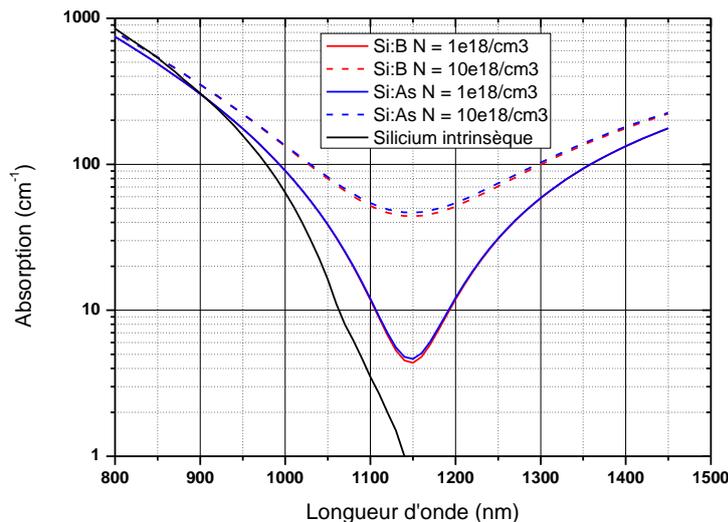


Figure I-4 : Absorption dans du silicium de type p (dopé Bore) et n (dopé Arsenic) [AW91]

Au delà de 1100nm, la déplétion du signal optique n'est plus liée à l'absorption de type bande à bande (absorption inter-bande) mais se fait par l'absorption par les charges libres du fait du dopage (absorption intra-bande) et peut ainsi créer un effet photothermique.

I.1.1.2 Techniques d'approche temporelle

I.1.1.2.1 *Analyse optique statique*

La mesure du photocourant généré par l'absorption du laser près des zones de collection est une technique couramment utilisée dans l'analyse de circuits. Elle est appelée OBIC (Optical Beam Induced Current) [WIL87] lorsque l'on mesure les variations du courant de l'alimentation du circuit polarisé avec une source de tension constante et LIVA (Light Induced Voltage Alteration) [COL94] lorsque l'on mesure les variations en tension de l'alimentation du circuit polarisé avec une source de courant constante. L'analyse optique statique consiste donc à placer le circuit sous test dans une configuration statique (pas de variations de l'alimentation et des entrées) et à utiliser une source laser continue.

I.1.1.2.2 *Analyse optique semi-dynamique et dynamique*

Ces techniques permettent d'améliorer la sensibilité et de couvrir un plus grand nombre de défauts comparées à l'analyse statique. Pour l'analyse semi-dynamique, soit la simulation électrique du circuit sous test est dynamique alors que la stimulation laser est statique, soit la stimulation optique est dynamique (laser impulsionnel) tandis que le circuit est polarisé de façon statique. Par exemple, la technique P-OBIC (Pulsed-OBIC) est identique à l'OBIC mais avec l'utilisation d'impulsions laser courtes et la mesure se fait sur le courant d'alimentation. La Figure I-5 ci-dessous montre la localisation d'un défaut de type ESD (ElectroStatic Discharge) sur une structure de protection ESD grâce à la technique P-OBIC.

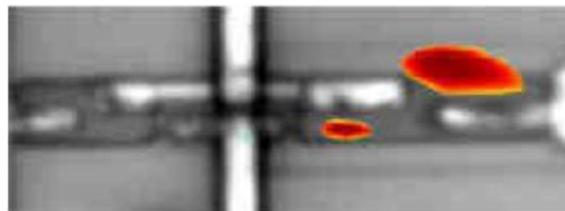


Figure I-5 : Localisation d'un défaut de type ESD par la technique P-OBIC [ESS06]

La technique PULS (PUlsed Laser Stimulation) [DOU06][DOU08] consiste quant à elle à utiliser un laser pulsé et à mesurer les entrées/sorties du composant comme l'illustre la figure ci-dessous (Figure I-6) montrant la propagation du transitoire induit sur une chaîne de portes.

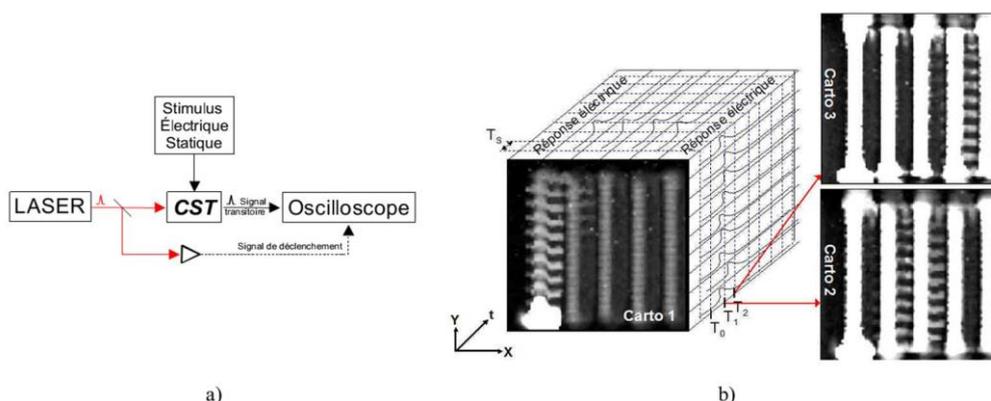


Figure I-6 : Principe et cartographie d'une chaîne de portes logiques par technique PULS [DOU08]

Dans l'analyse optique dynamique, le circuit sous test est émulé dynamiquement et le laser est impulsionnel pour extraire des informations temporelles. La génération du photocourant est synchrone avec le stimulus électrique du circuit sous test. On peut citer la technique TRLS (Time-Resolved Laser Stimulation) qui permet par exemple de stimuler les zones du composant contenant l'information à un temps donné [POU04]. La figure ci-dessous montre les erreurs provoquées dans le comparateur d'un convertisseur analogique-numérique en fonction du temps entre le début de la conversion et la perturbation laser liée à l'envoi de l'impulsion sur le composant.

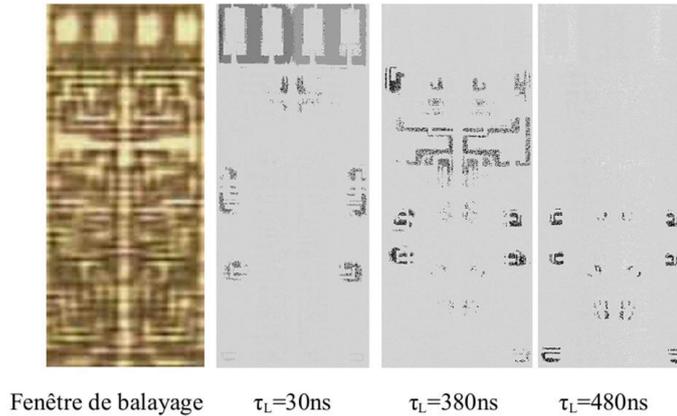


Figure I-7 : Vue des deux comparateurs étudiés et cartographie des erreurs suivant trois délais d'envoi de l'impulsion laser [POU04]

I.1.1.3 Techniques d'approche spatiale

Il existe deux approches pour la focalisation du faisceau laser sur la zone active du circuit intégré, soit par la face avant du circuit, soit par la face arrière (Figure I-8). Selon le type de circuits à tester et l'analyse de défaillance désirée mais aussi selon la longueur d'onde, l'une ou l'autre des méthodes pourra être envisagée.

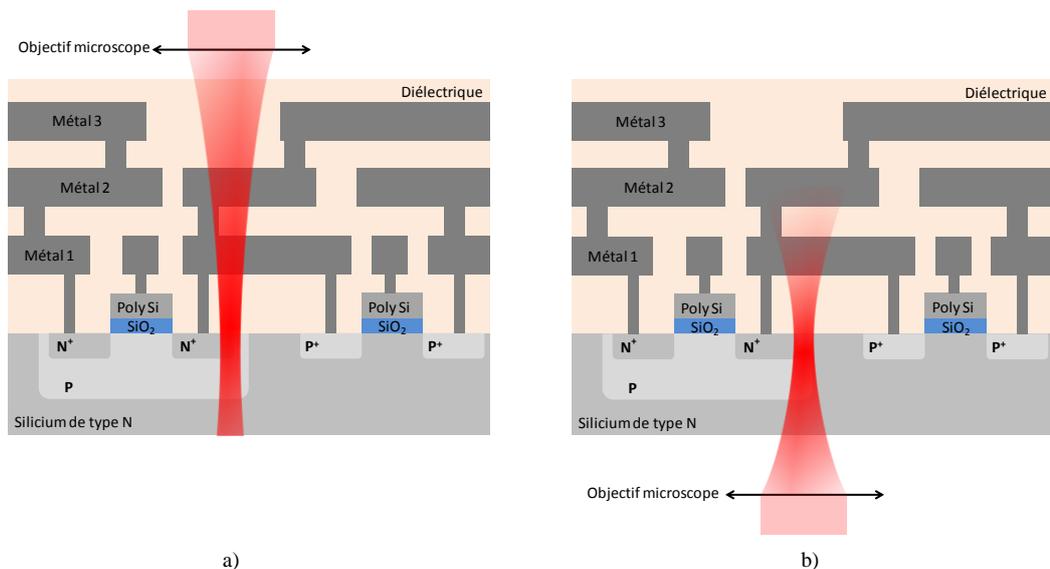


Figure I-8 : Analyse par a) la face avant et par b) la face arrière d'un circuit CMOS avec trois couches de métallisation

Du fait de l'augmentation croissante du nombre de transistors, le nombre de niveaux de métallisation augmente et par conséquent, le faisceau laser réfléchi par ces métallisations atteint difficilement les zones actives. Une alternative intéressante consiste à atteindre les zones actives au travers du substrat en silicium, c'est-à-dire par la face arrière du composant. Le substrat est généralement aminci jusqu'à environ 100 μm par usinage mécanique ou par ablation laser femtoseconde. Une longueur d'onde laser aux alentours de 1 μm est intéressante pour l'approche face arrière car l'absorption est minimum dans le silicium dopé (Figure I-4) et par conséquent le faisceau sera peu absorbé jusqu'aux zones actives où l'effet photoélectrique aura lieu au point de focalisation.

I.1.2 Applications du test laser de circuits intégrés

I.1.2.1 Analyse de défaillance

Dans l'industrie des semiconducteurs, les techniques et méthodologies d'analyse de défaillance font parties intégrantes de la chaîne de fabrication. Le test optique et notamment par faisceau laser permet de localiser des défauts tels que les ESD [FIR04], les courts-circuits ou circuits ouverts [COL98][COL08], ou bien des défauts d'interconnexion [KOY99]. Il existe des outils industriels basés principalement sur les techniques d'analyse statiques thermiques de type OBIRch et photoélectriques de type OBIC ou LIVA. La Figure I-9 ci-dessous représente une cartographie OBIC montrant un court-circuit dans une jonction PN provoqué par un stress ESD ; cette cartographie est superposée à l'image du circuit sous test.

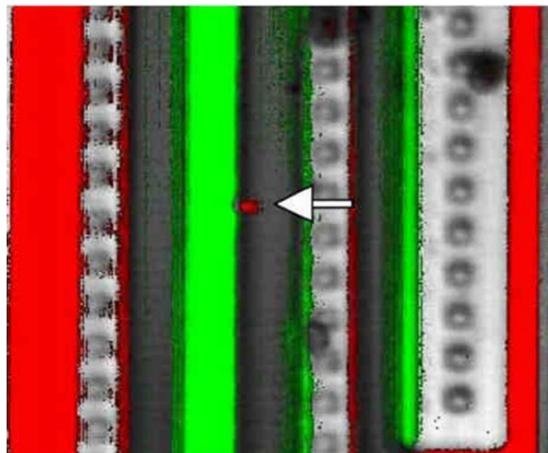


Figure I-9 : Localisation d'un défaut ESD par méthode OBIC [FIR04]

I.1.2.2 Etude de la sensibilité aux radiations

Une autre application de la stimulation laser consiste à évaluer la sensibilité de circuits intégrés en environnement radiatif. En effet, de nombreuses particules sont présentes dans l'atmosphère et dans l'espace telle que des ions, des protons, des neutrons, des électrons, ou des particules alpha. L'atmosphère nous protège d'une majorité de ces particules bien qu'au sol ou en vol l'électronique peut subir des défaillances du fait de l'impact de neutrons

[BOU99]. Cependant, dans l'environnement radiatif spatial, les ceintures de radiation, les éruptions solaires, le rayonnement cosmique et le vent solaire sont à l'origine de la présence des diverses particules perturbant le fonctionnement de circuits électroniques, tels les mémoires intégrées dans les véhicules spatiaux.

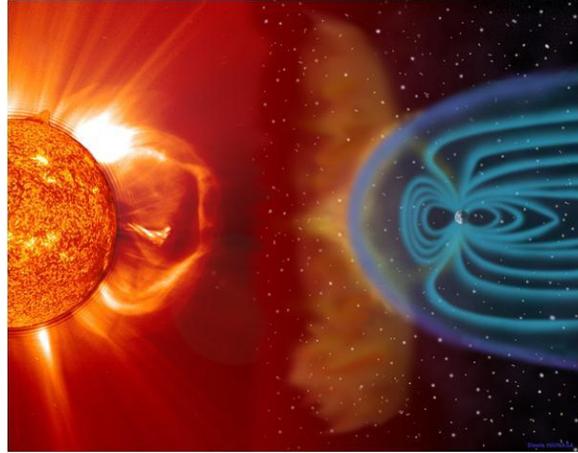


Figure I-10 : Environnement spatial : rayonnement solaire et cosmique et lignes de champ magnétique de la terre [ESA]

Au vu des enjeux économiques liés au déploiement des satellites et véhicules spatiaux, on voit l'intérêt de comprendre, prédire et limiter l'effet de ces particules, nécessaire au bon fonctionnement et à l'intégrité des engins. Les neutrons non chargés vont provoquer essentiellement des effets de déplacement engendrant des défauts dans le cristal de silicium. Par contre, les électrons, protons et surtout les ions lourds vont quant à eux ioniser la matière par apport d'énergie appelée dose. Les ions lourds vont ainsi créer un plasma d'électrons le long de sa trajectoire rectiligne dans le composant pour créer un « cylindre d'ionisation » à l'origine d'un courant transitoire. Ce courant transitoire ainsi créé et perturbant le composant est appelé évènement singulier SEE (Single Event Effect). Il existe plusieurs types de SEE en fonction du type de composant impacté (analogique, numérique) et de la conséquence engendrée par l'apparition de ce courant transitoire importun, on peut citer :

- Le SET (Single Event Transient) correspondant à l'apparition d'évènements transitoires et d'erreurs logiques.
- Le SEU (Single Event Upset) ou MBU (Multiple Bit Upset) correspondant à l'apparition d'un (SEU) ou plusieurs (MBU) changements d'états logiques [MAR87].
- Le SEL (Single Event Latch up) est le déclenchement d'un thyristor parasite et donc la mise en court-circuit de l'alimentation et de la masse engendrant potentiellement la destruction du composant par emballement du courant.

- Le SEB (Single Event Burn out) est l'apparition d'un très fort courant capable de faire fondre la métallisation par effet thermique, il concerne essentiellement les composants de puissance [TIT91]

Pour mesurer et caractériser la sensibilité d'un composant avant son intégration les outils disponibles à ce jour sont les accélérateurs de particules, les lasers impulsionsnels et enfin les simulations électriques et physiques. Ces outils sont complémentaires mais les tests sous accélérateurs de particules, bien que plus proches de la réalité et donc plus facilement exploitables, sont très coûteux. Par conséquent, le laser est un outil intéressant car plus accessible. Le laser, par absorption des photons puis création d'un photocourant, permet de simuler l'effet d'un ion lourd mais l'équivalence entre l'ion et l'énergie laser est difficile pour obtenir l'aspect quantitatif de la tenue du circuit aux radiations [POU00]. En outre, le laser offre aussi d'autres avantages comme sa capacité à résoudre spatialement et précisément les zones sensibles [BUC87]. Une fois ces zones identifiées et les conséquences engendrées connues, les concepteurs ou intégrateurs vont réfléchir à des solutions les rendant moins vulnérables.

Le laser impulsionsnel est donc un outil aujourd'hui communément utilisé pour l'étude de sensibilité de composants aux radiations ionisantes.

I.1.3 Avantages et limitations du test de circuits intégrés par laser en régime linéaire

Nous avons dans le paragraphe précédent, montré que le test de circuit par laser est aujourd'hui une technique utilisée dans deux grands domaines, l'analyse de défaillance de composants et l'étude de sensibilité de composants aux radiations. Nous pouvons dresser dans le tableau suivant un bilan des avantages et inconvénients apportés par cette technique dans ces deux applications.

	Applications	
	Analyse de défaillance	Etude de sensibilité aux radiations
Avantages	<ul style="list-style-type: none"> - Rapidité de mise en œuvre comparée à l'imagerie MEB (Microscope Electronique à Balayage) par exemple - Non-destructif - Possibilité de faire du test entièrement dynamique et synchrone grâce aux lasers impulsionsnels - Nombreuses sources et technologies industrielles matures permettant de créer des systèmes avec un vaste choix spectral et temporel adapté à différents composants 	<ul style="list-style-type: none"> - Peu onéreux comparativement au test sous faisceau d'ions - Possibilité de cartographier spatialement et temporellement les zones les plus sensibles aux radiations (non possible sous faisceau d'ions)
Limitations	<ul style="list-style-type: none"> - Résolution bonne mais pas suffisante axialement et latéralement du fait de l'évolution des technologies induisant une miniaturisation des transistors 	<ul style="list-style-type: none"> - Difficulté dans la notion d'équivalence de la dose déposée entre le laser et les ions lourds

Tableau I-1 : Avantages et limitations du test de circuit par laser en régime linéaire

Ainsi malgré de nombreux atouts technologiques, l'une des limitations de cette technique est son incapacité à résoudre spatialement des structures élémentaires et par conséquent l'information n'est pas complète. La résolution latérale, limitée par la diffraction et donnée par le critère de Rayleigh, dépend de la longueur d'onde λ , du diamètre d'ouverture de la lentille D et de la focale de la lentille f par la relation suivante :

$$\Delta l \geq 1,22 \frac{f\lambda}{D} \geq \frac{1,22\lambda}{2NA} \approx \frac{\lambda}{2NA} \quad (\text{I-2})$$

où NA (Numerical Aperture) est l'ouverture numérique de l'objectif défini par $NA = n \sin(\theta)$.

On peut comparer cette capacité à résoudre à la taille d'un transistor aujourd'hui de 22nm et dont l'évolution est donnée par la loi de Moore (Figure I-11). Ainsi, la limite imposée par la diffraction est critique, notamment pour le procédé de fabrication des circuits semiconducteurs par photolithographie où la longueur d'onde utilisée pour insoler la résine photosensible ne cesse de diminuer dans l'UV.

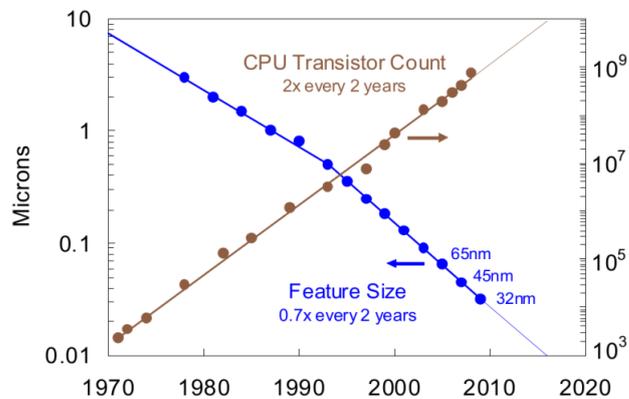


Figure I-11 : Loi de Moore : nombre de transistors par processeur et nœud technologique associé [KUH09]

I.1.4 Conclusion

La première partie de ce chapitre consacrée au test de composants électroniques en silicium par laser a montré différentes techniques et applications utilisées pour l'industrie. L'absorption de photons dans le silicium permet de créer des paires électrons-trous à même de générer des événements. La maturité technologique des lasers continus et pulsés dans le visible et proche infrarouge permet une utilisation simplifiée et peu onéreuse. Mais, la diminution de la taille élémentaire des composants implique une constante recherche de l'amélioration de la résolution. Ces évolutions peuvent être apportées par d'autres régimes d'interaction laser (régime d'absorption non-linéaire) et/ou par la mise en forme optique du faisceau, détaillées dans la partie suivante.

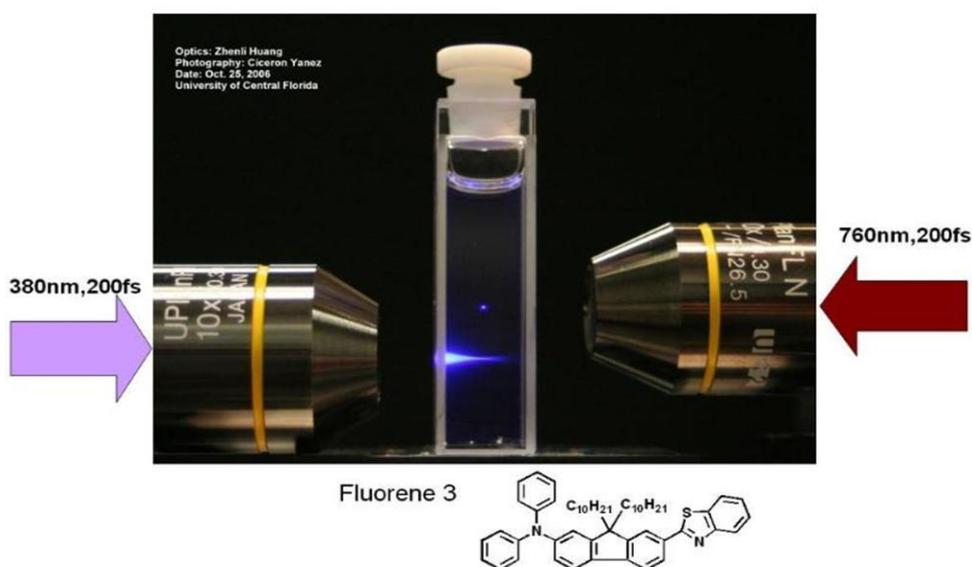
I.2 Absorption non-linéaire laser appliquée au test de composants électroniques

Cette partie s'intéresse à l'interaction laser non-linéaire et à la mise en forme de faisceau dont l'objectif premier est l'amélioration de la résolution. Orientées ici vers une application pour le test de circuits intégrés en silicium, ces techniques sont présentes et empruntées initialement à d'autres applications laser comme l'imagerie pour la biologie ou le micro-usinage par exemple. Un état de l'art des techniques pour la microscopie non-linéaire est donc présenté avec en premier lieu le principe de la non-linéarité et en deuxième lieu les techniques d'amélioration de la résolution.

I.2.1 Principe et propriétés de la stimulation laser non-linéaire

I.2.1.1 Absorption à 2-photons

L'absorption à 2-photons (TPA, Two-Photon Absorption) est un processus non-linéaire résultant de l'absorption de deux photons simultanément dont la somme de l'énergie des deux photons est suffisamment grande pour exciter la matière. Ce processus a été prédit en 1931 par Maria Göppert-Mayer [GÖP31] mais n'a pu être démontré que dans les années 1960 avec l'invention du laser [KAI61] pour la microscopie d'excitation de composés chimiques par 2-photons (Figure I-12).



création de paires électrons-trous dans le silicium par absorption à 2-photons peut avoir lieu avec un laser dont la longueur d'onde est supérieure à 1100nm ($E_g=1,12\text{eV}$).

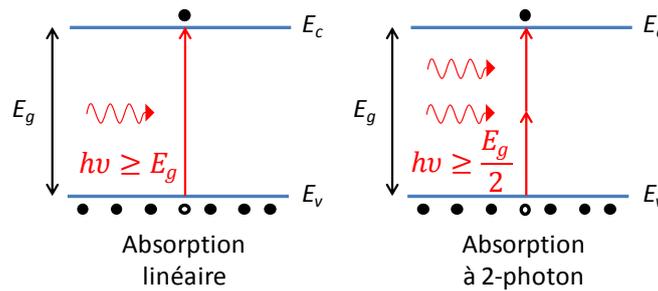


Figure I-13 : Absorption par effet photoélectrique linéaire et non-linéaire

La probabilité de transition pour l'absorption à 2-photons dépend du produit de l'intensité des deux faisceaux. Dans le cas de l'absorption à 2-photons dite dégénérée, un seul faisceau est utilisé avec deux photons de même énergie ; par conséquent, la probabilité dépend du carré de l'intensité. Dans le cas d'une absorption purement non-linéaire, la déplétion du signal est alors donnée par la formule (I-3) où β est le coefficient d'absorption (en m/W). Le chapitre II donnera ce coefficient pour le silicium.

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\beta I^2(x) \Rightarrow I(x) = \frac{I_0}{1 + \beta x I_0} \quad (\text{I-3})$$

I.2.1.2 Applications de l'absorption à 2-photons

La technique d'analyse de circuit OBIC couramment utilisée et présentée précédemment a été aussi démontrée par absorption laser à 2-photons [XU97] [XU99]. On l'appelle TOBIC (Two-photon Optical Beam Induced Current) ou 2P-OBIC. La figure suivante montre un exemple sur une mémoire SRAM (Static Random Access Memory) avec une comparaison à un photon et deux photons.

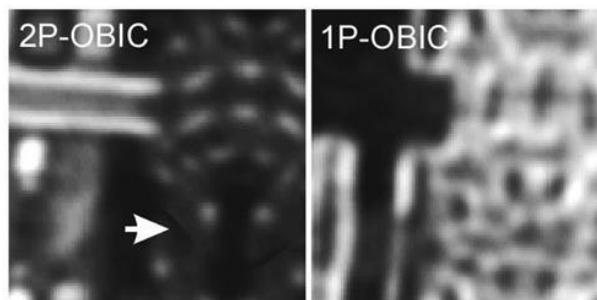


Figure I-14 : Images OBIC à deux photons (1,25 μm) et un photon (1,15 μm) d'une SRAM [XU99]

L'application pour la cartographie de sensibilité aux radiations (type SEE) par absorption à 2 photons a également été démontrée dans les années 2000 [MCM02][MCM03]. Cette technique permet de réaliser des profils et cartographies en 3D d'un composant [RAM03]. Elle a été implémentée en 2005 sur la plateforme ATLAS [WAN07] notamment pour obtenir le volume de sensibilité aux SET [JAU08] [JAU09], par exemple dans le cas d'un amplificateur de type LM6181 montré sur la figure suivante.

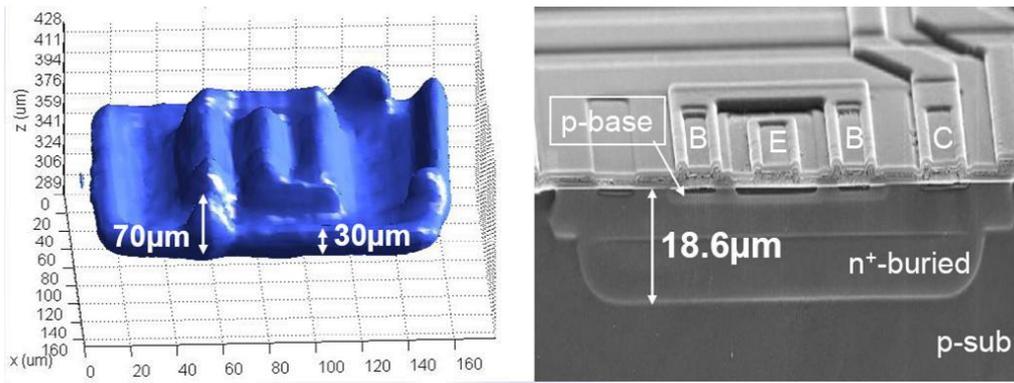


Figure I-15 : Volume de sensibilité d'un LM6181 [JAU08]

I.2.1.3 Résolution latérale et longitudinale

Plusieurs travaux ont montré l'intérêt de l'absorption à 2-photons pour l'amélioration de la résolution dans le test de circuits-intégrés [MCM02] [XU99]. La Figure I-16 illustre ceci en représentant la densité de charges dans le silicium en régime linéaire d'absorption (SPA : Single-Photon Absorption) pour le graphique en haut et en régime non-linéaire (graphique en bas). Cette figure est le résultat d'une simulation analytique détaillée dans chapitre II.

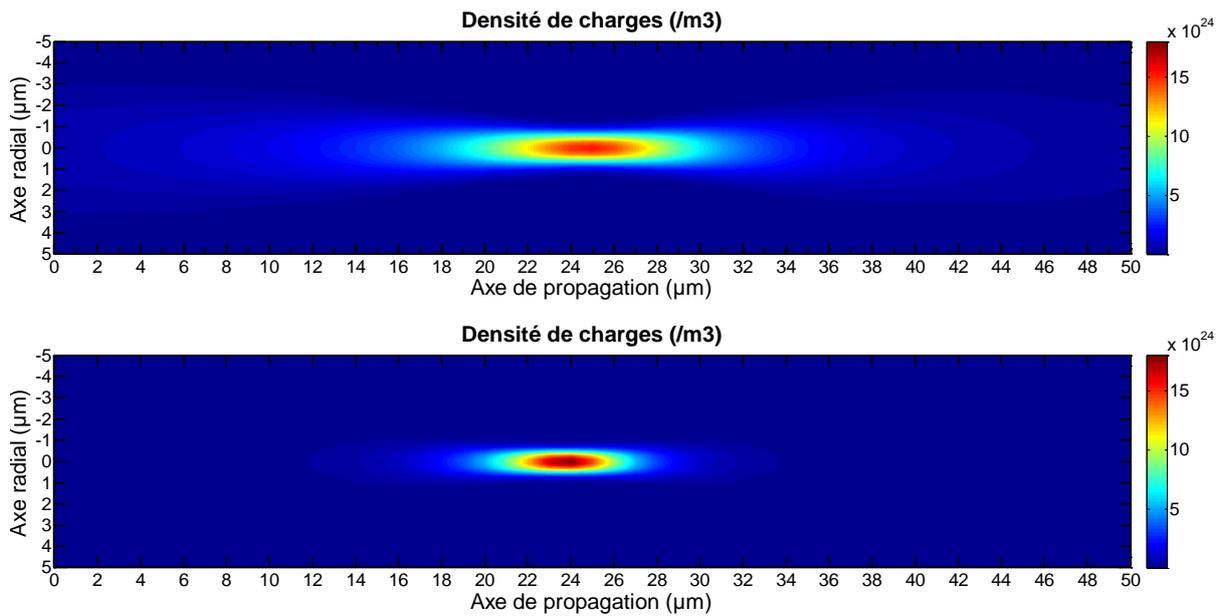


Figure I-16 : Génération de porteurs de charges dans le silicium en régime linéaire à 1000nm (figure en haut) et non-linéaire à 1300nm (figure en bas) pour une énergie de 1,25nJ dans les deux cas

Cette figure montre que la résolution latérale est améliorée en régime non-linéaire avec une diminution d'un facteur d'environ $\sqrt{2}$. En effet, en supposant des longueurs d'ondes identiques :

$$N_{TPA} \propto I^2 \propto \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right)^2 \Rightarrow r_{SPA} = \sqrt{2}r_{TPA} \text{ pour } N_{SPA} = N_{TPA} \quad (\text{I-4})$$

où N est la densité de porteurs, w est la largeur du faisceau, et r la coordonnée radiale pour l'absorption linéaire (SPA : Single-Photon Absorption) et l'absorption non-linéaire à 2-photons (TPA).

En ce qui concerne la résolution longitudinale (axe de propagation), celle-ci est améliorée d'un facteur 2 sur le cas présenté. En se basant sur le critère de Rayleigh, la profondeur où le nombre de porteurs de charges est $1/\sqrt{2}$ fois la densité de charges maximale est égale à $3\mu\text{m}$ pour l'absorption non-linéaire TPA et $6\mu\text{m}$ pour l'absorption linéaire.

I.2.1.4 Atouts et limitations comparativement au test linéaire

Le test 2-photons apporte un gain significatif en résolution et permet de faire des cartographies en 3D. Cependant, les difficultés technologiques imposées par l'emploi de lasers pulsés à haute puissance crête limitent son développement industriel. Le coût est supérieur au test linéaire et les composants pour l'intégration sont peu disponibles sur le marché bien qu'aujourd'hui avec l'évolution des technologies laser, cette intégration parait envisageable. Il existe aussi d'autres techniques pour améliorer la résolution qui peuvent être complémentaires. La partie suivante présente ces techniques dont certaines ont déjà été utilisées pour l'analyse de circuits intégrés.

I.2.2 Etat de l'art des techniques d'amélioration de la résolution

I.2.2.1 Lentilles à immersion solide

Afin d'améliorer la résolution en microscopie, on peut diminuer la longueur d'onde du laser ou augmenter l'ouverture numérique de l'objectif (Equation (I-2)). Les lentilles à immersion liquide permettent d'augmenter l'ouverture de l'objectif en plaçant un liquide, par exemple de l'huile de cèdre d'indice $n=1,515$ proche du verre, remplissant l'espace entre la sortie de l'objectif et l'objet. En 1990, est proposée l'idée de remplacer le liquide par une lentille plan-convexe appelé SIL (Solid Immersion Lens) ou NAIL (Numerical Aperture Increasing Lens) [MAN90] posée sur l'objet.

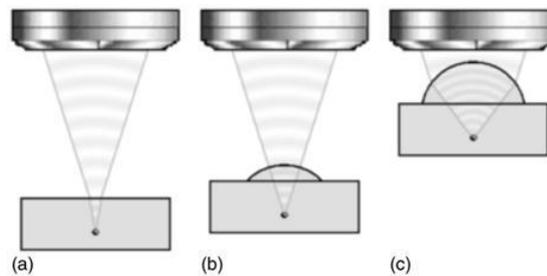


Figure I-17 : Imagerie sous la surface avec (a) un microscope conventionnel (b) une NAIL centrée et (c) une NAIL aplanétique [IPP05]

Son efficacité a été démontrée expérimentalement avec l'amélioration d'un facteur deux du pouvoir de résolution latéral par rapport à un microscope confocal standard [MAN90]. Dans un microscope confocal, un iris conjugué au plan focal de l'objectif bloque les faisceaux qui ne sont pas dans le plan d'observation, permettant d'améliorer la résolution en profondeur pour l'imagerie. L'utilisation d'une SIL pour l'imagerie de circuits intégrés en silicium a été proposée en 2001 [IPP01]. La résolution atteinte expérimentalement avec un laser à $1,05\mu\text{m}$ est de 230nm latéralement et de $1,7\mu\text{m}$ longitudinalement soit une amélioration d'un facteur d'environ six [IPP01].

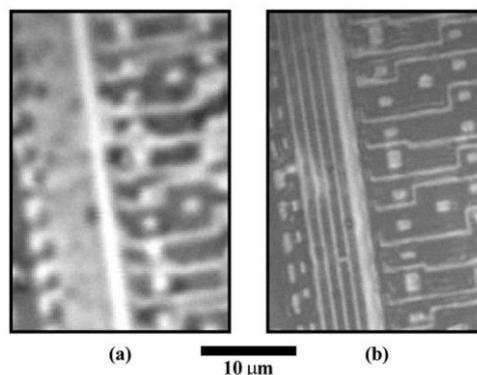


Figure I-18 : Images prises avec système d'analyse de défaillance Hamamatsu $\mu\text{AMOS-200}$ avec a) un objectif $100\times$ $\text{NA} = 0,5$ et b) un objectif $20\times$ avec NAIL ayant un NA effectif = $2,7$ [IPP01]

Puisque généralement pour l'imagerie non-linéaire de circuits l'approche se fait par la face arrière, le faisceau laser doit traverser une certaine distance de silicium typiquement de l'ordre

de 100µm après amincissement. Pour limiter les aberrations sphériques, la SIL doit être correctement conçue en fonction du substrat et de la profondeur d'observation. Il existe ainsi deux types de géométries de SIL [IPP04] dont les grandeurs géométriques sont données par D , R et x (Figure I-19) :

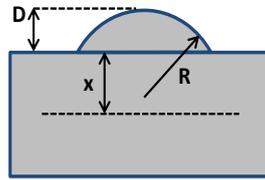


Figure I-19 : Paramètres géométriques d'une SIL et de l'objet avec plan d'observation dans le substrat
 Pour une SIL dite centrique, $D = R - x$ et pour une SIL dite aplanétique, $D = R(1 + 1/n) - x$. Théoriquement, la résolution que l'on peut atteindre est donnée par le tableau suivant pour les deux types de SIL.

	Résolution Latérale		Résolution Longitudinale	
	Approximation	Résolution maximale à $\lambda = 1,3\mu\text{m}$ (μm)	Approximation	Résolution maximale à $\lambda = 1,3\mu\text{m}$ (μm)
Sans SIL	$\approx \frac{\lambda}{2n\sin(\theta)}$	0,71	$\approx \frac{\lambda}{n[1 - \cos(\theta)]}$	8,40
SIL aplanétique	$\approx \frac{\lambda}{2n}$	0,20	$\approx \frac{\lambda}{n}$	0,49
SIL centrique	$\approx \frac{\lambda}{2n}$	0,19	$\approx \frac{\lambda}{n}$	0,34

Tableau I-2 : Résolution latérale et longitudinale avec utilisation d'une SIL [IPP05]

Une SIL peut être utilisée en combinaison avec l'absorption 2-photons. La technique TOBIC avec SIL montre une résolution latérale de 166nm et de 100nm en profondeur avec un laser à 1,5µm [RAM07].

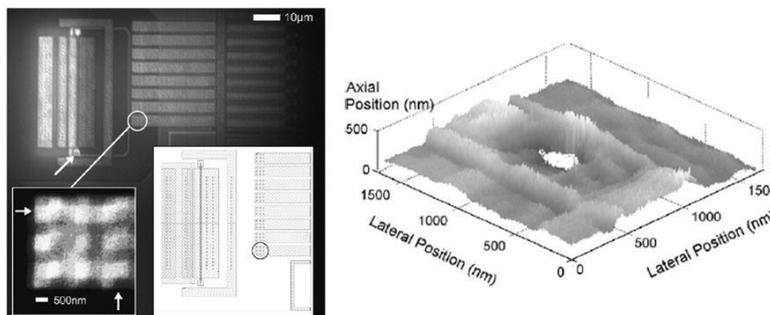


Figure I-20 : Cartographie TOBIC en 2D et 3D d'un composant silicium avec objectif NA=0,42 et utilisation d'une SIL, paramètres laser $\lambda=1,56\mu\text{m}$, 400fs, 170pJ [RAM07]

Les aberrations sphériques et chromatiques induites par l'utilisation de la SIL peuvent être corrigées activement en modifiant le front d'onde à l'aide de miroirs déformables [GOL11].

I.2.2.2 Filtres pupillaires et polarisation

Un filtre en amplitude peut être placé devant l'objectif afin de créer une diffraction particulière [O'N56]. Ce filtre peut être de type annulaire comme le montre la figure suivante.

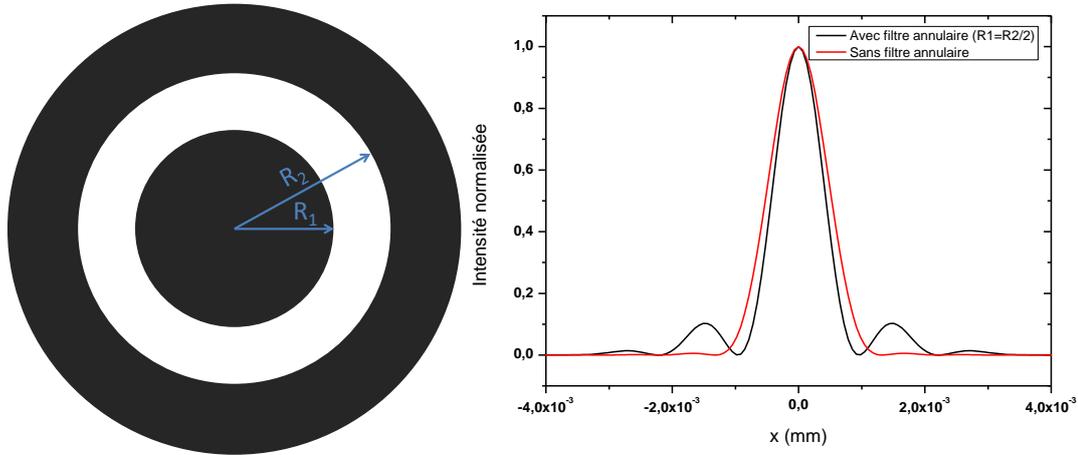


Figure I-21 : Filtre annulaire et intensité (calculée sous Zemax) en sortie d'un objectif 100x NA = 0.7 à 1300nm sans filtre et avec filtre où $R_1 = R_2/2 = 0,7\text{mm}$

L'intensité résultante calculée sous le logiciel Zemax avec le filtre annulaire montre l'apparition d'anneaux de diffraction secondaires et une diminution de la largeur du lobe principal. Cette diminution de la largeur du lobe principal au-delà des limites de diffraction permet de gagner en résolution en choisissant correctement l'intensité de façon à ce que seul le lobe principal crée l'effet escompté [MOU08]. Pour l'absorption à 2-photons non-linéaire il est ainsi possible de choisir une intensité critique au-delà de laquelle le nombre de charges générées est suffisant pour venir créer une perturbation sur le composant. Les techniques de filtrage modifiant l'intensité diffractée et appelées apodisation (Point-Spread Function engineering) sont nombreuses et le type de filtre, en amplitude ou en phase, peuvent être très différents [BOY76]. Ces filtres de super-résolution peuvent être constitués de un ou plusieurs anneaux de transmission ou bien la transmission du filtre peut être continuellement variée. Les propriétés à prendre en compte dans le design d'un filtre sont le facteur de super-résolution, le rapport de Strehl et le facteur de transmission qui peut être fortement impacté. Le facteur de super-résolution est défini à partir du rayon r_0 de la tache d'Airy limitée par la diffraction et le rayon r_1 du lobe principal après le filtre [BOY76] :

$$G = \frac{r_0}{r_1} - 1 \quad (\text{I-5})$$

Le rapport de Strehl est quant à lui couramment utilisé pour mesurer la qualité optique d'un système d'imagerie. Il est défini comme le rapport entre l'intensité au centre en sortie du système d'imagerie et l'intensité au centre de la tache d'Airy dans le cas d'un système optique limité par la diffraction (sans aberrations).

Outre le gain latéral apporté par l'apparition de ces pieds de diffraction, il faut aussi tenir compte de la résolution longitudinale qui peut être détériorée [SHE88]. Le filtrage pupillaire a donc son intérêt pour l'application de test de circuits-intégrés [RAM08]. L'utilisation d'une SIL combinée à un filtrage annulaire montre une résolution de 70nm à 1550nm ($NA=3,5$ et $NA_{\text{objectif}} = 0,55$) pour de l'imagerie TOBIC face arrière (100 μm d'épaisseur) d'un composant silicium [SER09] dans la direction perpendiculaire à la polarisation de la lumière. Ainsi, la polarisation de la lumière joue aussi un rôle important sur la résolution.

L'utilisation d'un filtre pupillaire annulaire et d'une polarisation radiale de la lumière permet d'améliorer la résolution à $\lambda/4$ [SHE04b] mais il est nécessaire de bien préciser dans quelles conditions la polarisation radiale peut être un atout. Ainsi plusieurs travaux ont étudié l'effet de la polarisation radiale sur la résolution latérale et longitudinale en fonction de l'ouverture numérique de l'objectif et de l'utilisation d'un filtre ou non. Sans utilisation de filtre, la polarisation radiale n'améliore pas la résolution latérale mais la dégrade pour des objectifs dont l'ouverture numérique est inférieure à 0,95 (Figure I-22).

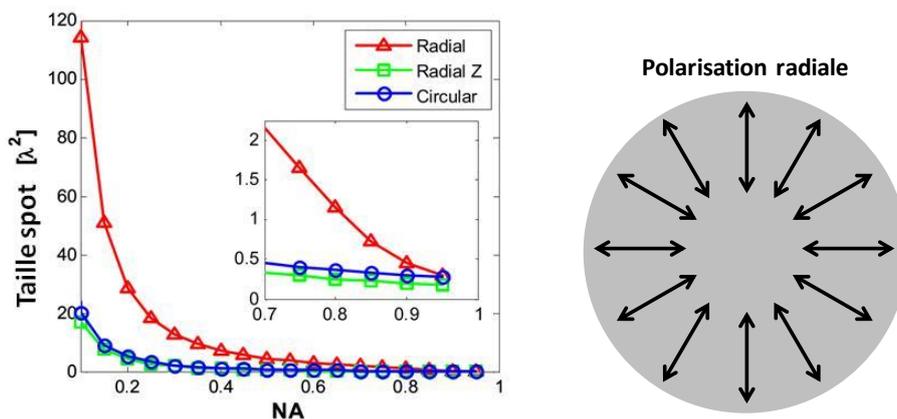


Figure I-22 : Taille du faisceau en fonction de l'ouverture numérique de l'objectif pour une polarisation radiale et circulaire [LER08]

La polarisation radiale sans filtre annulaire pourrait donc apporter un gain en résolution à condition qu'elle soit combinée à l'utilisation d'une SIL.

De même, la polarisation radiale combinée au filtrage annulaire devient un atout lorsque l'ouverture numérique est supérieure à 0,85 (Figure I-23). Avec une ouverture numérique de 0,7 correspondant à l'ouverture classique des objectifs 100x à forte distance de travail utilisés pour l'analyse de circuits intégrés, la polarisation circulaire doit donc être préférée à la polarisation radiale.

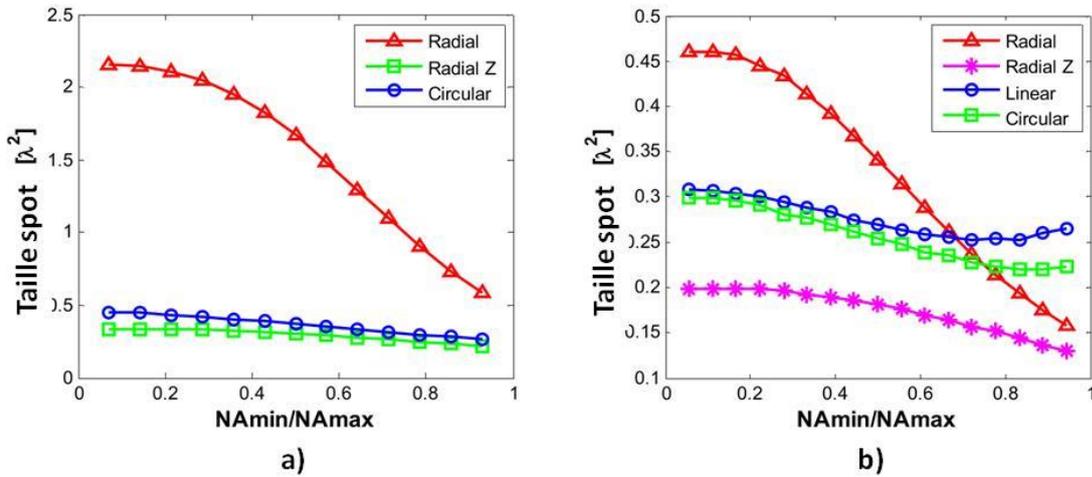


Figure I-23 : Taille du faisceau pour une ouverture numérique de l'objectif de a) 0,7 et b) 0,9 en fonction de la taille du filtre annulaire (rapport NA_{min}/NA_{max} où NA_{max} est l'ouverture de l'objectif) pour différentes polarisations [LER08]

I.2.2.3 Optique interférométrique

L'interférence entre plusieurs faisceaux laser peut former des nanostructures sur l'échantillon. Avec l'utilisation d'un séparateur de faisceaux diffractif plusieurs faisceaux peuvent être générés spatialement puis recombinaés sur l'échantillon en créant des interférences constructives et destructives. En fonction du nombre de faisceaux utilisés, de la phase entre les faisceaux et des angles d'incidence, la géométrie de l'interférence est contrôlée. Ce type de technique trouve un intérêt dans la polymérisation avec la fabrication de réseaux en 3D pour la confection de structures photoniques par exemple [KON06][GUO07]. La Figure I-24 montre la polymérisation 2-photons d'une résine photosensible négative par un laser femtoseconde à 800nm avec l'utilisation de quatre faisceaux focalisés sur l'échantillon. Les quatre faisceaux ont la même phase et convergent de façon symétrique sur l'échantillon. La structure obtenue est constituée de tiges circulaires disposées en un réseau carré. La période du réseau carré est de $1,05\mu\text{m}$ et les tiges de la structure ont un diamètre usiné de $0,43\mu\text{m}$ et une hauteur de $1,3\mu\text{m}$ [KON06].

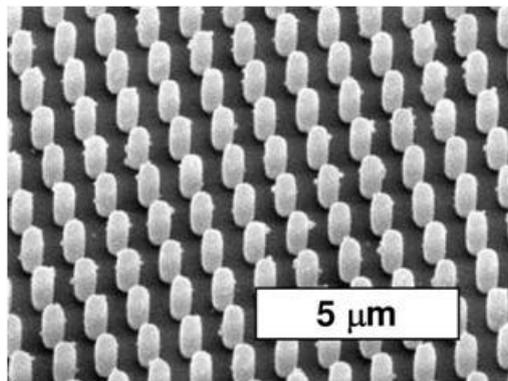


Figure I-24 : Image MEB d'une structure en 3 dimensions obtenue par polymérisation à 2-photons sur une résine photosensible négative (SU-8) par interférence entre 4 faisceaux [KON06]

D'autres expériences originales sont aussi possibles. Ainsi, l'interférence de deux faisceaux contre-propagatifs est montrée sur la figure suivante avec l'utilisation d'un filtre annulaire pour augmenter la profondeur de champ de la focalisation laser.

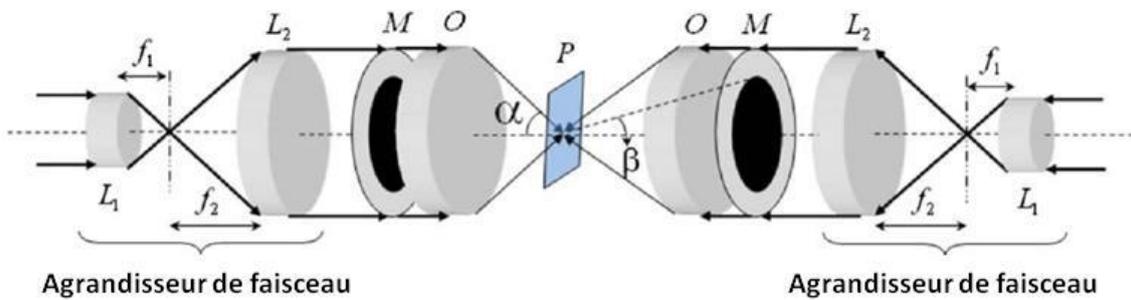


Figure I-25 : Schéma de l'expérience d'interférence entre deux faisceaux contre-propagatifs avec utilisation d'un filtre annulaire M [MON09]

Le laser utilisé dans l'expérience présentée est à 976nm, polarisé linéairement et l'excitation se fait par le processus à 2-photons. La figure d'interférence calculée est montrée ci-dessous et comparée à l'excitation 2-photons classique.

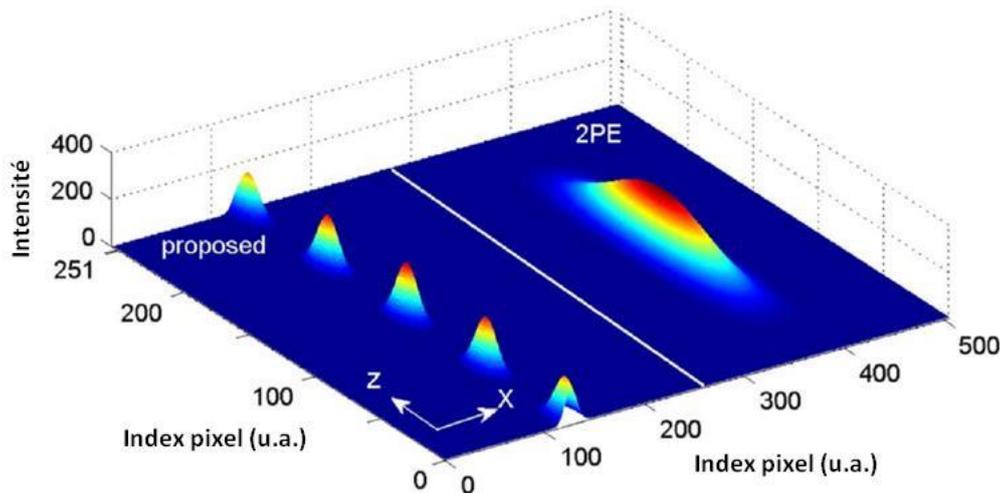


Figure I-26 : Comparaison de la fonction d'étalement du point avec apodisation et interférence de 2 faisceaux contre-propagatifs avec l'excitation à 2 photons classique (2PE) [MON09]

Cette technique applicable pour la microscopie de fluorescence en 3D montre la génération de 5 nano-spots avec une largeur à mi-hauteur du lobe central de 210nm suivant l'axe de propagation. La résolution latérale reste quant à elle inchangée.

Toutes ces techniques d'optique interférométrique sont intéressantes pour la fabrication de réseaux nanométriques en 3D ou la microscopie de fluorescence.

En focalisant deux faisceaux non-cohérents pour ne pas créer d'interférences on peut aussi modifier le profil de génération. La Figure I-27 montre l'absorption 2-photons non dégénérée (photons à des longueurs d'onde différentes) pour de l'imagerie TOBIC en utilisant deux faisceaux distincts provenant de deux sources différentes [ALO07].

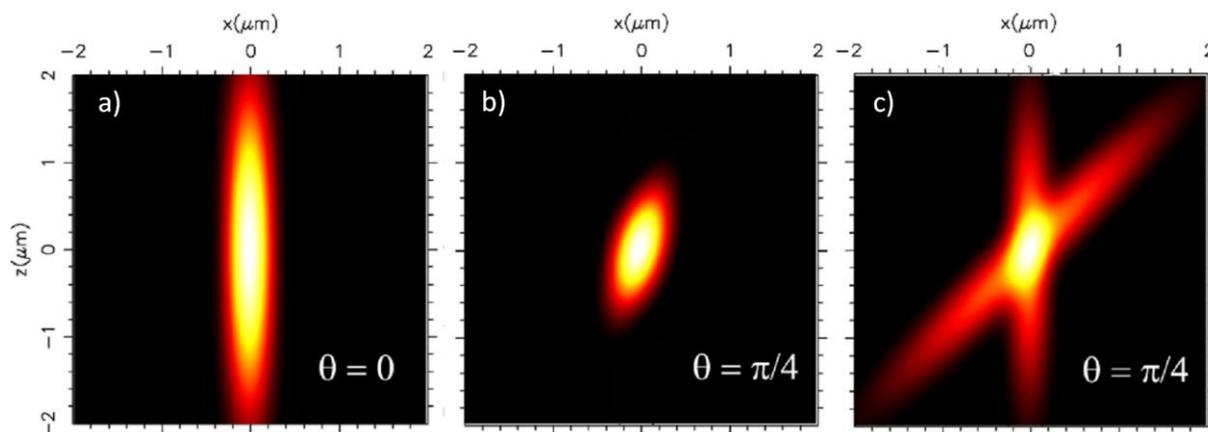


Figure I-27 : Images TOBIC calculées pour l'absorption à 2-photons de deux faisceaux distincts focalisés avec deux longueurs d'onde différentes (λ_1 et λ_2 tel que $h\nu_1+h\nu_2 \geq E_g$) dans plusieurs cas : a) les deux faisceaux sont colinéaires, b) l'angle d'incidence d'un des faisceaux est de 45° et seule l'absorption TPA par les deux longueurs d'onde a lieu c) l'absorption TPA a lieu pour chacune des longueurs d'onde [ALO07]

La résolution longitudinale pourrait donc être améliorée de cette façon mais l'intensité de chacun des faisceaux doit être très bien contrôlée pour favoriser l'absorption non-dégénérée (Figure I-27 b)).

I.2.2.4 Effets non-linéaires d'ordres supérieurs

De même que la stimulation laser non-linéaire à 2-photons apporte un gain en résolution, une stimulation non-linéaire d'ordre supérieur peut être envisagée. De cette façon, l'excitation à 3-photon pour la microscopie de fluorescence a été démontrée à 900nm avec une résolution longitudinale de 680nm [HEL96] ou la polymérisation à 3-photon (Figure I-28). Dans les semiconducteurs, l'absorption à 4-photon dans InAs avec un laser à $10,6\mu\text{m}$ a pu être observée [HAS97].

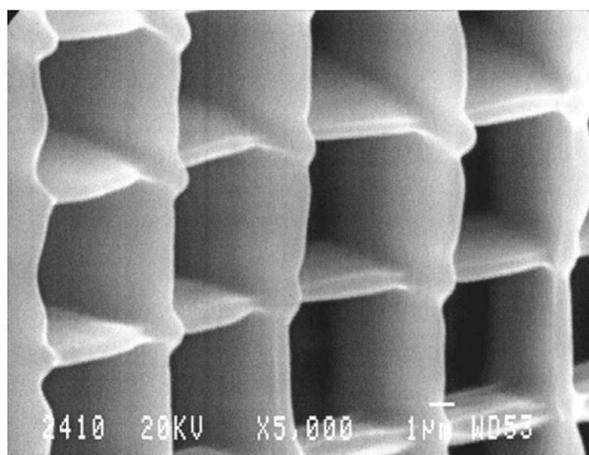


Figure I-28 : Polymérisation à 3-photon de l'ORMOCER à 1028nm [FAR05]

Cependant, les effets non-linéaires d'ordre supérieur impliquent une intensité plus forte et une augmentation de la longueur d'onde dégradant naturellement la résolution latérale.

Par conséquent, un compromis doit être trouvé entre la résolution latérale, longitudinale, l'intensité et les technologies laser ultrarapides disponibles pour ces longueurs d'onde.

I.2.3 Conclusion

La deuxième partie de ce chapitre consacrée aux techniques de microscopies non-linéaires a présenté différentes techniques permettant d'améliorer la résolution latérale mais aussi longitudinale de l'imagerie par effet photoélectrique de composants électroniques. Les techniques présentées incluent la stimulation par absorption à 2-photons, objet de cette thèse, mais aussi d'autres comme l'augmentation de l'ouverture numérique de l'objectif en utilisant une lentille solide sur l'objet, la mise en forme de faisceau pour manipuler la figure de diffraction ou bien la modification de la polarisation de la lumière vers des polarisations plus « exotiques » comme la polarisation radiale. Ces techniques issues généralement d'autres domaines d'applications comme la microscopie pour la biologie ou le micro-usinage peuvent être complémentaires mais elles ont toutes des limites à considérer et des champs d'applications restreints. Nous avons contribué à la mise en place d'une expérience sur la plateforme ATLAS visant à évaluer l'application de ces techniques pour l'analyse de circuits intégrés. Toutefois cette évaluation nécessite d'être approfondie et sort du cadre de cette thèse.

L'objet de la troisième partie de ce chapitre est de présenter les lasers et les composants associés permettant de mettre en œuvre la microscopie non-linéaire de composants silicium.

I.3 Technologies de génération et transport des impulsions pour le test de composants en régime non-linéaire

L'absorption en régime non-linéaire requiert l'utilisation d'impulsions laser ayant une fluence suffisante. Les impulsions ultracourtes permettent d'obtenir de fortes puissances crêtes compatibles pour la génération d'une réponse non-linéaire et limitant aussi les phénomènes thermiques. Cette partie s'intéresse donc dans un premier temps aux techniques de génération d'impulsions lasers femtoseconde : les lasers solides à cristaux dominant le marché actuel et la technologie émergente des lasers à fibre. Dans une logique système et industrielle, le transport des impulsions dans une fibre optique est présenté dans un second temps.

I.3.1 Sources laser femtoseconde

I.3.1.1 Laser solide à cristaux

Une source laser femtoseconde est généralement constituée de trois parties indépendantes, un oscillateur permettant la génération du train d'impulsions ultracourt mais à faible énergie, un amplificateur permettant d'augmenter l'énergie des impulsions et enfin un convertisseur de fréquence pour la génération d'autres longueurs d'onde (Figure I-29). L'amplificateur et la conversion de fréquence ne sont pas nécessaires suivant l'application visée avec sa longueur d'onde et puissance associée.

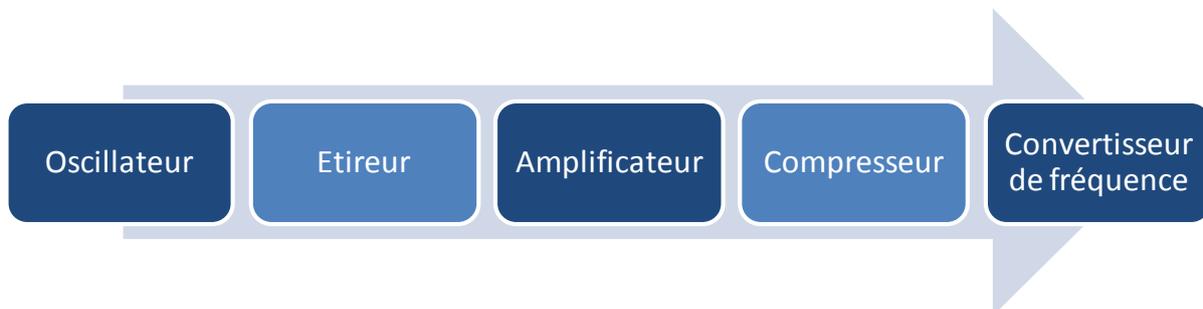


Figure I-29 : Schéma d'une source femtoseconde

I.3.1.1.1 Oscillateur

L'oscillateur permet de générer un train d'impulsions laser de durées très courtes, jusqu'à 5fs [ELL01]. Un oscillateur est composé de trois modules principaux, la pompe, le milieu amplificateur et la cavité.

La pompe permet d'obtenir une inversion de population dans le milieu amplificateur. Il existe plusieurs type de pompage suivant le milieu amplificateur, l'on peut citer le pompage par lampe flash, le pompage par diode ou par un autre laser.

Le milieu amplificateur est le siège de l'émission laser. Il doit avoir une acceptation spectrale suffisamment large pour des impulsions ultracourtes car on rappelle que la relation temps-fréquence pour des impulsions limitées par la transformée de Fourier est :

$$\Delta\omega\Delta t \geq K \quad (\text{I-6})$$

où $\Delta\omega$ est la largeur spectrale et Δt est la durée d'impulsion. Les valeurs de K sont données dans le tableau ci-dessous en fonction de l'expression du champ électrique $E(t)$ où Δt est la largeur à mi-hauteur.

Fonction	$E(t)$	K
Gaussienne	$\exp[-2\ln(2) (t/\Delta t)^2]$	0,441
Sécante hyperbolique	$\text{sech}[2 \ln(\sqrt{2} + 1) t/\Delta t]$	0,315
Lorentzienne	$\frac{1}{[1 + 4(\sqrt{2} - 1) (t/\Delta t)^2]}$	0,142

Tableau I-3 : Relation temps-fréquence de plusieurs profils d'impulsion

Il existe plusieurs matériaux et dopants. On peut citer le Saphir dopé au Titane (Ti:Sa) émettant vers 800nm [MOU86], les cristaux dopés Ytterbium (Yb) émettant vers 1030nm [KUL97] [COU01], les matériaux dopés Néodyme (Nd) comme le Nd:YAG émettant à 1064nm ou le Cr:Forsterite émettant à 1250nm [CHA98]. Durant cette thèse, deux types d'oscillateurs ont été utilisés et montrent leur maturité technologique : un oscillateur Ti:Sa et un Yb:KGW. Le spectre d'absorption et d'émission du Ti:Sa (ou Ti:Al₂O₃) montre une forte absorption dans le bleu vers 490nm permettant un pompage avec des lasers Argon, des lasers Nd:YAG ou des lampes flash. Le pic d'émission se situe lui à 790nm (Figure I-30).

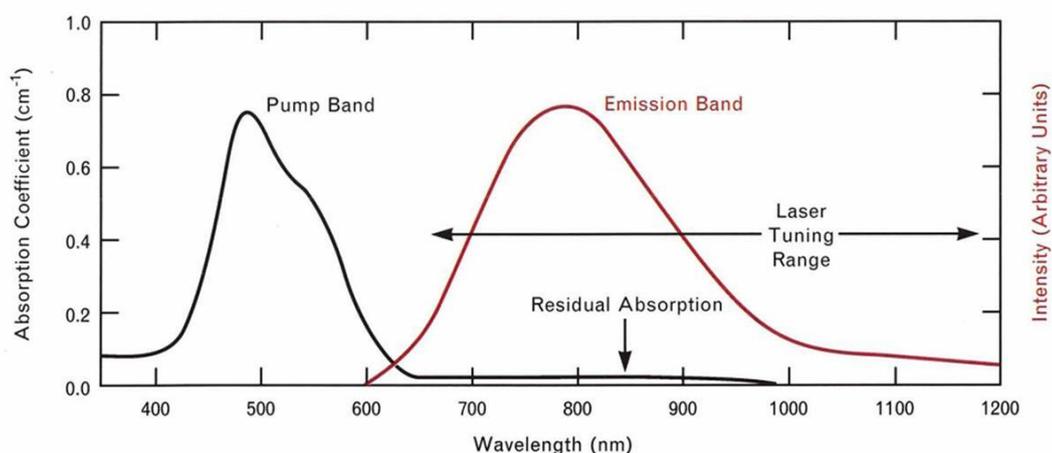


Figure I-30 : Absorption et émission de Ti:Al₂O₃ [WAL90]

La fluorescence émise par le cristal est ensuite concentrée par la cavité optique (annexe A).

La source laser femtoseconde Ti:Sa appelée LIBRA et utilisée pour les expérimentations de cette thèse sur la plateforme ATLAS du laboratoire IMS sera présentée

ultérieurement dans le troisième chapitre. Un oscillateur femtoseconde Yb:KGW de la société Amplitude Systèmes a également été utilisé pour les expérimentations sur la plateforme ATLAS-i d'Alphanov.

1.3.1.1.2 Amplificateur

En sortie de l'oscillateur, l'énergie par impulsion est de l'ordre de quelque nJ suffisante pour certaines applications car la puissance crête est de l'ordre de la dizaine de kilowatts pour des impulsions de 100fs. Pour d'autres applications, on peut recourir à l'amplification. En sortie de l'oscillateur les impulsions sont étirées pour limiter les effets non-linéaires lors de l'amplification et par conséquent des effets d'autofocalisation et de filamentation menant à un endommagement du matériau amplificateur (Chirped Pulse Amplification) [STR85]. Les impulsions sont aussi sélectionnées à une cadence inférieure (en passant de la centaine de MHz à 1kHz) pour diminuer la puissance moyenne. Les impulsions sont ensuite amplifiées par émission stimulée dans un cristal dopé pour atteindre une énergie de l'ordre de quelques mJ.

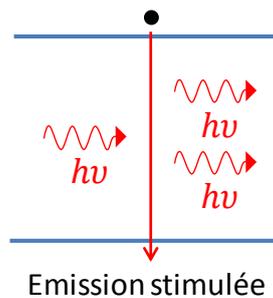


Figure I-31 : Principe de l'émission stimulée pour l'amplification laser

Enfin, l'impulsion est recomprimée pour atteindre des puissances crêtes de l'ordre de plusieurs gigawatts.

1.3.1.1.3 *Conversion de fréquence*

Afin d'obtenir d'autres longueurs d'onde si l'application le demande, une conversion de fréquence peut ensuite être réalisée grâce à l'optique non-linéaire. Par exemple, des cristaux comme le BBO (Barium borat) ou KDP (Potassium Dihydrogen Phosphate) permettent de générer un second harmonique (doublage de fréquence) ou bien la génération d'harmoniques d'ordres plus élevés. Pour avoir une source accordable sur une large plage spectrale on peut utiliser l'Oscillateur Paramétrique Optique (OPO). Le principe consiste à générer dans un cristal non-linéaire à partir d'une onde laser de pompe de fréquence ω_p le signal à ω_s et le complémentaire à ω_i (appelé idler) :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (\text{I-7})$$

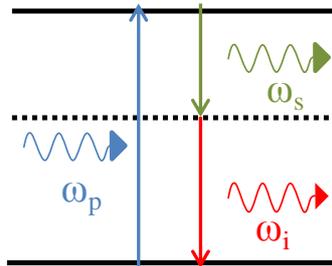


Figure I-32 : Principe de l'OPO

Ce mélange à trois ondes implique, pour qu'il y ait transfert d'énergie, que celles-ci soient en accord de phase grâce à l'utilisation de matériaux biréfringents ou anisotropiques.

I.3.1.2 Laser à fibre

Avec le développement des technologies fibrées et des fibres actives dopées, les lasers à fibre ont pu émerger avec notamment le développement d'oscillateurs femtoseconde dans les années 1990 [FER90][FER91]. Ainsi, de la même façon que les lasers solides à cristaux, les lasers à fibre sont composés d'un oscillateur et éventuellement d'un amplificateur. Le milieu amplificateur dans les fibres se fait grâce au dopage de celles-ci avec des ions qui sont souvent des ions terres-rares et qui présentent des gains larges compatibles pour des impulsions femtoseconde. Les principaux ions utilisés sont l'Erbium (Er) émettant à 1550nm, l'Ytterbium (Yb) émettant à 1030nm, le Neodymium (Nd) émettant à 1064nm et le Thulium (Tm) émettant à 2000nm. On peut citer aussi le Praseodymium (Pr) émettant à 1300nm. Les ions terres-rares Erbium et Ytterbium sont beaucoup utilisés dans les lasers à fibre car leur gain est large, ils sont efficaces et leur bande d'absorption à 980nm permet d'utiliser des diodes laser de forte puissance (Figure I-33).

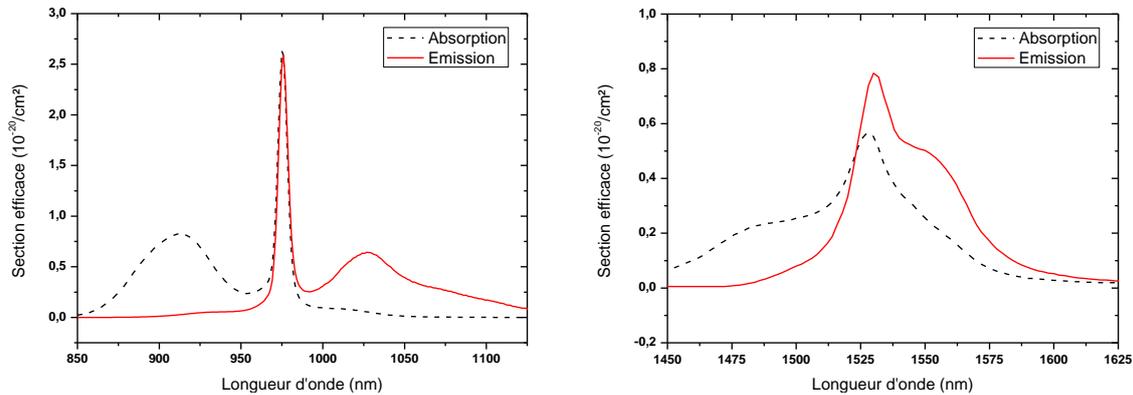


Figure I-33 : Spectre d'absorption et d'émission de l'ion Ytterbium [PAS97] et de l'ion Erbium [DES90]

L'ion Praseodymium émettant à 1300nm et pompé à 1030nm présente aussi une largeur de gain assez grande de l'ordre de 50nm mais l'utilisation de fibre silice n'est pas possible car la de-excitation non-radiative serait trop grande avec l'assistance des phonons de la silice et ainsi le gain beaucoup trop faible [BAS01]. Cet ion est donc utilisé dans des fibres en fluorure ce qui augmente la difficulté d'intégration car cette fibre ne peut pas être soudée par fusion avec des fibres silice du fait de la différence du point de fusion.

Les développements actuels visent à optimiser les oscillateurs tout fibrés et améliorer l'amplification pour obtenir de fortes puissances crêtes. Le blocage de mode dans un oscillateur fibré peut être actif ou passif comme pour un laser à cristaux en espace libre. L'avantage d'un laser à fibre est qu'il peut être compact, stable, peu onéreux et entièrement fibré évitant ainsi la propagation de tout faisceau en espace libre. Cependant, la propagation dans le milieu confiné du cœur d'une fibre optique (diamètre de 3 à 10 μm pour une fibre monomode standard) induit de fortes non-linéarités qui peuvent déformer l'impulsion, voir endommager le cœur de la fibre où la dispersion chromatique de celle-ci est aussi à prendre en

compte. La partie suivante montrera les enjeux du transport d'impulsions femtoseconde dans des fibres.

Le schéma d'un oscillateur fibré [LOH93] est montré ci-dessous. La cavité laser est formée grâce à l'utilisation de l'absorbant saturable (SESAM) et de l'extrémité de la fibre faisant office de miroir de sortie (4% de réflexion de Fresnel). Le milieu amplificateur est la fibre dopée pompée par une diode et couplée dans la fibre à l'aide d'un composant fibré de multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing).

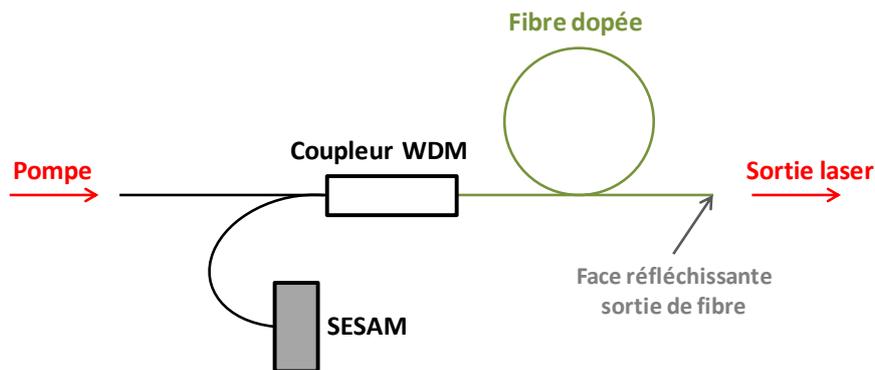


Figure I-34 : Schéma d'un oscillateur femtoseconde

Généralement afin de gagner en stabilité et de s'affranchir des effets de la polarisation, des fibres à maintien de polarisation sont utilisées. Les énergies en sortie pour les oscillateurs Yb sont de l'ordre de 100pJ pour les oscillateurs à dispersion compensée [HAR05]. Elles peuvent atteindre 1nJ pour 100fs lorsque la dispersion est compensée en sortie par des compresseurs (7ps sans compensation de la dispersion) [NIE05]. Un laser à fibre Praseodymium a également été démontré avec la génération d'impulsions à 1300nm avec une durée de 620fs et une énergie de 10pJ [GUY94]. Les fibres fluorures dopées au Praseodymium sont très dispersives à 1300nm et par conséquent le contrôle de la dispersion est une difficulté à considérer.

L'oscillateur peut ensuite être amplifié dans un amplificateur à fibre. Ces amplificateurs utilisent des fibres spécifiques à large cœur (LMA : Large Mode Area) ou photoniques (PCF : Photonic Cristal Fiber) afin d'augmenter le diamètre du mode et de limiter la non-linéarité. Un laser à fibre Er peut ainsi délivrer des impulsions de 1,5μJ à 605fs en utilisant des fibres LMA [MOR09][MOR10]. De la même façon, un laser Yb peut délivrer 710nJ à 300fs en utilisant des fibres PCF [LEC10].

Un autre type d'amplification possible est l'amplificateur optique à semiconducteur (SOA : Semiconductor Optical Amplifiers). Les SOA sont particulièrement utilisés dans la gamme de longueur d'onde des télécommunications à 1300nm pour l'amplification des signaux. Récemment leur potentiel à générer des impulsions ultracourtes a été montré avec des impulsions de 800fs en utilisant le SOA à la fois comme milieu amplificateur mais aussi

pour le blocage des modes [YAN04]. Les énergies restent cependant faibles pour notre application. La démonstration de 320pJ à 1266nm avec des impulsions de 10ps [DIN12] est par contre adaptée pour la microscopie de fluorescence à 2-photons.

I.3.1.3 Conclusion

Deux familles de laser générant des impulsions ultracourtes pour l'absorption 2-photons (TPA) ont été présentées, les lasers solides à cristaux et les lasers à fibres. Le Tableau I-4 récapitule les sources disponibles, leurs caractéristiques et potentiels pour l'application. Notons que toutes ces sources présentées peuvent être à maintien de polarisation et monomode pour favoriser leur utilisation et pouvoir de résolution.

	Laser solide à cristaux	Laser à fibre	
Oscillateur	Longueur d'onde	800, 1030, 1064, 1250 nm	1030, 1064, 1300, 1550, 2000 nm
	Energie	<20nJ	<1nJ
	Avantages	- Energie suffisante pour TPA - Maturité industrielle	- Laser Er à 1550nm adapté pour TPA - Compacité de ces systèmes tout fibré - Sécuritaire pour l'œil
	Limitations	- Peu de laser industriel avec $\lambda > 1200\text{nm}$ pour TPA	- Energie limite - Faible maturité industrielle - Pas de source à 1300nm (avec fibre silice et pompage efficace) pour être au minimum d'absorption du Si
Oscillateur + Amplificateur	Energie	Qq mJ	Qq μJ
	Avantages	- Permet ensuite la conversion en fréquence efficace et l'accordabilité de la source	- Laser Er à 1550nm adapté pour TPA - Compacité - Energie suffisante pour TPA
	Limitations	- Volumineux et cher - Peu de sources avec $\lambda > 1200\text{nm}$ pour TPA	- Faible maturité industrielle - Pas de source à 1300nm pour être au minimum d'absorption du Si
Oscillateur + Amplificateur + convertisseur de fréquence	Longueur d'onde	200-2500nm	
	Energie	Qq 100 μJ	
	Avantages	- Accordabilité de la source - Versatile pour tout type de composants	
	Limitations	- Très Volumineux et très cher	

Tableau I-4 : Récapitulatif des sources femtoseconde

Les sources industrielles à 1300nm, longueur d'onde favorable pour l'effet TPA dans le silicium, avec des énergies de plusieurs nanojoules sont peu disponibles par manque de milieu amplificateur. Une conversion de fréquence est donc nécessaire pour l'obtenir ce qui complexifie la source et la rend plus cher. L'existence des lasers à fibre à 1550nm est par contre intéressante et à déjà fait ses preuves pour l'analyse de circuits en TPA [SER08]. La plateforme ATLAS dispose de deux types de sources présentées dans le tableau, une source laser solide à cristaux Ti:Sa et une source laser à fibre à 1550nm acquis récemment.

Après la génération d'impulsions femtoseconde, la prochaine partie concerne le transport dans les fibres optiques de ces impulsions.

I.3.2 Transport d'impulsions femtoseconde

I.3.2.1 Caractéristiques d'une fibre optique

L'acheminement du faisceau jusqu'au microscope de focalisation peut se faire en espace libre ou dans une fibre optique. Dans l'analyse de circuit par absorption linéaire, la source peut être continue ou pulsée jusqu'à la picoseconde [POU09] pour pouvoir faire de l'analyse dynamique, mais les impulsions ultracourtes ne sont pas nécessaires facilitant ainsi l'emploi de fibres optiques « classiques » utilisées pour les télécommunications. Ces fibres optiques, fabriquées par étirage de silice (SiO_2), fonctionnent sur le principe de la réflexion totale interne de la lumière où celle-ci se propage dans un cœur d'indice supérieur à l'indice de la gaine l'entourant.

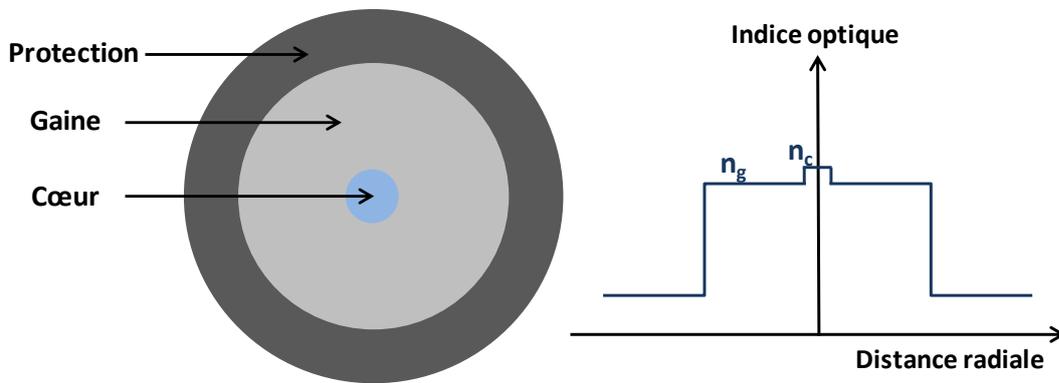


Figure I-35 : Section d'une fibre optique à saut d'indice et profil d'indice

Pour qu'une fibre ne supporte qu'un mode de propagation, il faut que le paramètre V reliant la longueur d'onde λ , le rayon du cœur r_{coeur} , l'indice du cœur n_{coeur} et l'indice de la gaine n_{gaine} soit inférieur à 2,405 [AGR06] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r_{coeur} NA = \frac{2\pi}{\lambda} r_{coeur} \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2} \quad (\text{I-8})$$

D'autre part, le diamètre du mode (MFD : Mode Field Diameter) se propageant dans la fibre est approximé par [MAR78] :

$$MFD \approx 2r_{coeur} \left[0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right] \quad (\text{I-9})$$

Pour une fibre monomode à maintien de polarisation et avec une longueur d'onde de $1\mu\text{m}$, le MFD typique est de $6,6\mu\text{m}$.

Le diamètre du mode, permet de définir l'aire effective du mode par la relation suivante :

$$A_{eff} = \pi \frac{MFD^2}{4} \quad (\text{I-10})$$

Ces paramètres sont importants à définir car la non-linéarité en dépend fortement.

En régime femtoseconde, la grande largeur spectrale et la forte puissance crête imposent des contraintes pour transporter ces impulsions sans déformation. Ainsi, dans cette partie deux

caractéristiques clés d'une fibre optique, sa dispersion et sa non-linéarité, sont détaillées afin de comprendre les mécanismes en jeu.

1.3.2.1.1 *Dispersion chromatique*

Lors de l'interaction d'une onde électromagnétique avec un matériau, ce dernier à une réponse dépendante de la fréquence optique de l'onde car il possède des fréquences de résonance liées à l'oscillation des électrons liés. Ainsi, l'indice de réfraction optique dépend de la fréquence, c'est la dispersion chromatique. L'indice de réfraction d'un milieu peut être approximé par l'équation de Sellmeier :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (\text{I-11})$$

où ω_j est la fréquence de résonance j ($\omega_j = 2\pi c/\lambda_j$) et B_j la force de cette résonance.

La dispersion chromatique joue un rôle important pour les impulsions femtoseconde (largeur spectrale de 25nm pour 100fs à 1300nm), toutes les composantes spectrales ne se propagent pas à la même vitesse donnée par $v(\omega) = c/n(\omega)$.

Les effets de la dispersion sont donnés par le paramètre β dont l'expression est décomposée en série de Taylor autour d'une fréquence centrale ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (\text{I-12})$$

Le paramètre β_1 est la vitesse de groupe de l'impulsion et le paramètre β_2 est la dispersion de la vitesse de groupe responsable de l'élargissement temporel de l'impulsion. Ces deux coefficients sont donnés par :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (\text{I-13})$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d^2\omega} \right) \quad (\text{I-14})$$

Généralement la dispersion d'une fibre optique est plutôt représentée par le paramètre D lié à β_2 par la relation suivante :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (\text{I-15})$$

Lorsque la dispersion est normale, $\beta_2 > 0$ ou $D < 0$, les hautes fréquences (bleu) de l'impulsion optique se propagent moins vite que les basses fréquences (rouge). Au contraire, lorsque le signe s'inverse, la dispersion est dite anormale. La dispersion d'une fibre en silice à saut d'indice monomode (SMF : Single Mode Fiber) passe par zéro à une longueur d'onde de 1,3 μ m. Pour une longueur d'onde supérieure à 1,3 μ m la dispersion est anormale. Il existe d'autres types de fibre pouvant avoir une dispersion décalée (DSF : Dispersion Shifted Fiber) ou une dispersion plate (DFF : Dispersion Flattened Fiber) (Figure I-36).

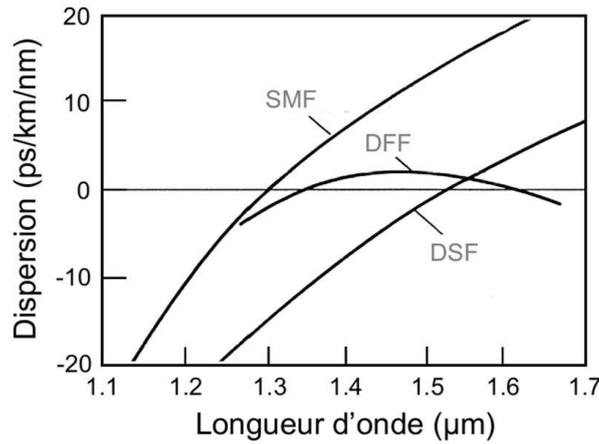


Figure I-36 : Dispersion chromatique des trois fibres [KIB07]

1.3.2.1.2 Non-linéarité

En présence d'un champ électromagnétique intense, il faut tenir compte de la réponse non-linéaire de la silice. La principale non-linéarité est liée à la susceptibilité d'ordre trois permettant la génération de 3^{ème} harmonique mais responsable surtout de la variation de l'indice de réfraction avec l'intensité du champ (effet Kerr) :

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (\text{I-16})$$

Il n'y a pas d'effet d'ordre deux car la silice est une molécule centro-symétrique. Le chapitre suivant détaillera les équations de propagation et la polarisation induite par le champ électromagnétique ainsi que la susceptibilité d'ordre trois. L'indice de réfraction non-linéaire ou effet Kerr est à l'origine de l'auto-modulation de la phase (SPM : self-phase modulation) ou l'intermodulation de phase (XPM : cross-phase modulation). Pour l'auto-modulation de phase, la variation de l'intensité de l'impulsion et donc de l'indice de réfraction au cours du temps induit une variation de la phase définie par [AGR06] :

$$\Delta\phi(t) = n_2 I(t) \frac{2\pi}{\lambda_0} L \quad (\text{I-17})$$

où L est la longueur de la fibre optique.

Cette variation temporelle de la phase de l'impulsion modifie son spectre et peut l'élargir [STO78]. Ainsi, le front de l'impulsion est décalé vers les basses fréquences et la queue de l'impulsion vers les hautes fréquences. En régime de dispersion normale, l'impulsion peut donc aussi être élargi temporellement et à l'inverse, en régime de dispersion anormale elle peut être comprimée jusqu'à la formation de solitons [HAS73]. Un soliton est une impulsion se propageant sans déformation temporelle et spectrale sur de longues distances du fait de la compensation des effets de la dispersion de la vitesse de groupe et de l'auto-modulation de phase. L'intermodulation de phase (XPM) intervient lorsque deux ondes différentes se propagent dans la même fibre optique et que l'une subit un déphasage non-linéaire induit par l'autre onde.

La Figure I-37 illustre l'effet de la SPM et de la dispersion combinée sur une impulsion gaussienne de 5nJ pour une durée en entrée de 1ps à 1300nm. La dispersion à 1300nm est proche de zéro mais anormale ce qui montre la re-compression temporelle de l'impulsion jusqu'à 660fs. L'importance du diamètre du mode est aussi montrée, avec un élargissement spectral diminuant de 61nm à 27nm lorsque le MFD augmente de 6,6 μ m à 9,5 μ m.

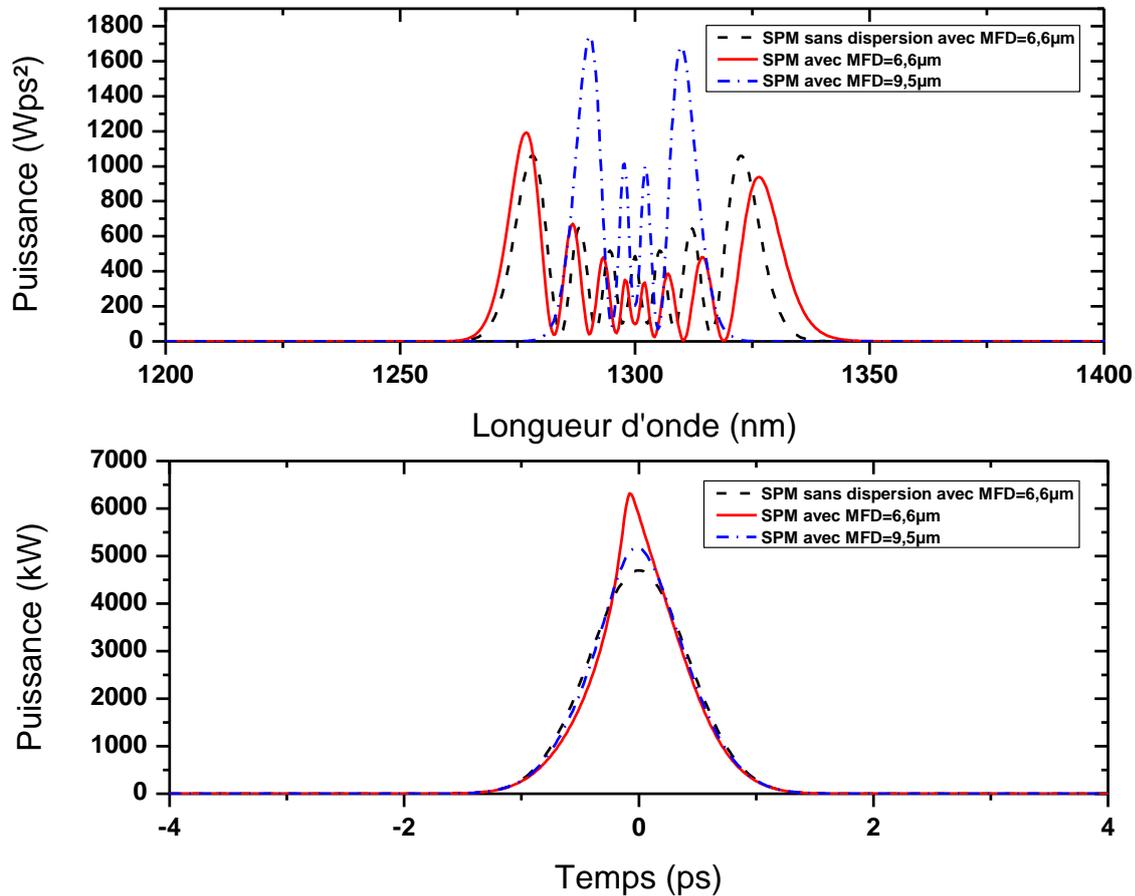


Figure I-37 : Simulation Fiberdesk [FIB] de l'effet de la SPM pour deux fibres monomodes à maintien de polarisation de longueur 1m avec MFD=6,6 μ m (type PM980) et avec MFD = 9,5 μ m (type PM1300) pour une impulsion de 1ps en entrée à 1300nm avec une énergie de 5nJ

La deuxième catégorie des effets non-linéaires dans les fibres optiques résulte de diffusions inélastiques. Elles consistent en un transfert d'énergie entre les photons et le milieu non-linéaire via la création ou l'annihilation d'un phonon, quantum d'énergie de vibration du cristal. Il existe deux effets non-linéaires importants dans les fibres optiques qui sont la diffusion Raman (SRS : Stimulated Raman Scattering) [STO89] et la diffusion Brillouin (SBS : Stimulated Brillouin Scattering) [SMI72]. La diffusion Raman est la diffusion inélastique d'un photon avec l'assistance d'un phonon optique alors que la diffusion Brillouin se fait avec l'assistance d'un phonon acoustique. Cette différence implique notamment que la diffusion Raman peut se propager dans les deux sens alors que la diffusion Brillouin induit de la lumière diffusée uniquement dans la direction inverse au faisceau incident. Par contre, on

distingue deux types de décalage en fréquence valables pour ces deux diffusions, SRS et SBS :

- Décalage Stokes : le photon incident est annihilé générant un photon de plus basse énergie et un phonon pour avoir conservation de l'énergie (décalage vers le rouge)
- Décalage anti-Stokes : le phonon est annihilé pour générer un photon de plus haute énergie (décalage vers le bleu)

Le décalage en fréquence dépend principalement du milieu non-linéaire même si l'environnement extérieur (température, pression) peut aussi contribuer. Les ordres de grandeur pour la silice sont un pic de décalage Raman de 13THz à 1,5 μ m et pouvant aller jusqu'à 40THz [STO72] et un décalage en fréquence pour la diffusion Brillouin de 10 à 20 GHz [SMI72]. La diffusion Brillouin est surtout présente dans les lasers continus à faible largeur de raie [AGR06] et par conséquent pour notre domaine d'application en régime femtoseconde cette diffusion peut être négligée.

Pour la diffusion Raman on peut calculer une puissance seuil à partir de laquelle cet effet doit être considéré. Ce seuil Raman est donné par [SMI72] :

$$P_{th} = 16 \times \frac{A_{eff}}{g_R \times L_{eff}} \quad (I-18)$$

Où A_{eff} est l'aire effective du mode, g_R le gain Raman (environ 1×10^{-13} m/W à 1 μ m pour la silice [STO73] [AGR06]) et L_{eff} la longueur effective de fibre défini par :

$$L_{eff} = \frac{(1 - e^{-\alpha_p L})}{\alpha_p} \quad (I-19)$$

où α_p (en m^{-1}) correspond aux pertes dans la fibre optique pour la longueur d'onde de pompe et L la longueur de fibre (en m).

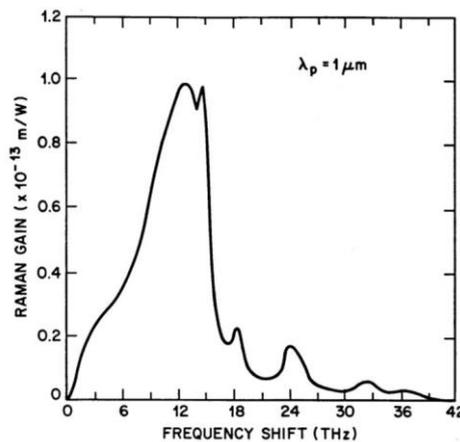


Figure I-38 : Gain Raman de la Silice pour une longueur d'onde de 1 μ m [AGR06]

Dans les fibres en silice, la limitation des effets non-linéaires peut donc se faire par l'utilisation de fibres à large diamètre de mode (LMA : Large Mode Area). La diminution de la fluence permet ainsi de réduire significativement les effets non-linéaires tout en conservant

un caractère monomode. Ceci peut se faire en diminuant l'ouverture numérique et augmentant le rayon du cœur de la fibre [TAV97]. Cependant, l'ouverture numérique ne peut descendre en dessous de 0,06 afin de limiter les pertes. Ces pertes sont dues à la courbure de la fibre ou aux imperfections de celle-ci et notamment aux imperfections liées au contrôle de la différence d'indice très faible entre le cœur et la gaine. D'autres conceptions permettent d'augmenter le diamètre du mode en conservant une propagation monomode. La première consiste à utiliser une fibre supportant plusieurs modes et à favoriser la propagation du mode fondamental en utilisant un profil d'indice ou de dopage particulier [BRO99] ou bien en courbant la fibre pour introduire des pertes sur les autres modes [KOP00]. La propagation monomode sur des fibres ayant un diamètre de cœur de 25 μm est ainsi possible et le MFD atteignable est d'environ 20 μm soit une aire effective de 320 μm^2 [LI08]. La deuxième conception possible consiste à utiliser les fibres photoniques composées d'un réseau de trous et décrites dans le paragraphe suivant [KNI98a]. Elles permettent d'obtenir un MFD de près de 30 μm soit une aire effective de 650 μm^2 [NAP12].

Une limitation de diamètre du mode existe donc tout de même afin de conserver l'aspect monomode important pour la microscopie à haute résolution tout en limitant les pertes de la fibre.

I.3.2.2 Fibres microstructurées air-silice à cœur creux

D'autres types de fibres optiques de nouvelle génération (développées depuis une dizaine d'années), complètent désormais les fibres optiques silice à différence d'indice cœur/gaine. Ces fibres optiques sont constituées de microstructures dans le profil d'indice et le guidage de la lumière ne se fait plus grâce à la réflexion totale interne de la lumière mais par bande interdite photonique. En effet, l'existence de bandes photoniques analogues aux bandes interdites dans les semiconducteurs a été postulée dans les années 1980 [YAB87]. De plus, la possibilité de modification des propriétés de guidage par introduction d'une microstructure dans les fibres optiques a été montrée dans les années 1970 [KAI74]. Les difficultés technologiques liées à la fabrication de ce type de fibre ont été levées à la fin des années 1990 par le groupe de Russell de l'Université de Bath présentant la première fibre photonique monomode avec un réseau hexagonal de trous d'air dans la silice autour du cœur [KNI96]. Puis, par mécanisme de guidage par bande interdite photonique, la première fibre photonique à cœur creux et guidant la lumière dans l'air a pu être fabriquée [CRE99]. La figure suivante (Figure I-39) montre plusieurs types de fibres photoniques microstructurées appelées PCF (Photonic Crystal Fiber) dont les propriétés sont différentes des unes des autres.

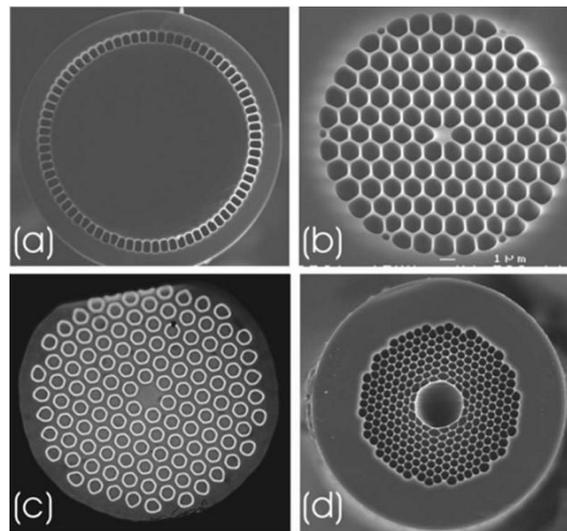


Figure I-39 : Images MEB de différentes fibres photoniques avec en a) une fibre multimode à large cœur et grande ouverture numérique pour le pompage des lasers à fibre, b) fibre monomode avec dispersion modifiée et forte non-linéarité, c) fibre à bande-interdite avec un cœur solide en silice entouré d'une matrice de cercle d'indice élevé, d) fibre à bande-interdite avec un cœur creux et faible non-linéarité

[KNI07]

La méthode de fabrication d'une fibre PCF (Figure I-40) est analogue à celle d'une fibre « classique » dans laquelle la première étape consiste à réaliser une préforme qui sera ensuite étirée pour former la fibre optique.

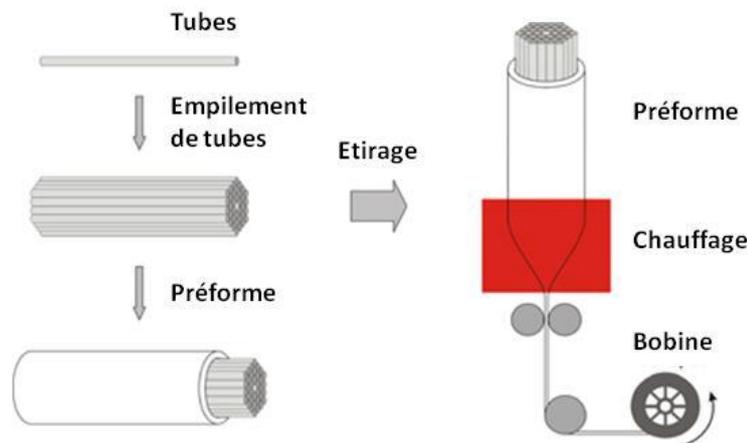


Figure I-40 : Etapes de fabrication d'une fibre PCF

En fait, on distingue deux mécanismes différents de propagation dans les fibres PCF [RUS03] en fonction du type de celle-ci. Lorsque le cœur est solide (en silice) et entouré par une matrice de trous d'air, la propagation se fait par le principe de réflexion interne totale modifiée [BIR97][KNI98b]. En effet, l'indice de réfraction effectif de la région centrale est plus élevé que celui de la région l'entourant car celle-ci est composée de trous d'air. Le guidage est par conséquent analogue aux fibres à saut d'indice mais le degré de liberté supplémentaire apporté par le choix de la taille, de la période et du motif des trous d'air permet de concevoir des fibres aux propriétés très particulières (Figure I-39). Ainsi des fibres

avec des diamètres de cœur très petit de l'ordre de $1\mu\text{m}$ permettent de rendre ces fibres fortement non linéaires pour la génération de supercontinuum [RAN00].

En revanche, lorsque le cœur est creux l'indice effectif de la région centrale est nettement inférieur à celui de la région l'entourant. La propagation ne se fait plus par réflexion totale interne mais par bande interdite photonique [CRE99]. Ces fibres sont aussi appelées PBGF (Photonic BandGap Fiber) ou HC-PCF (Hollow-Core Photonic Crystal Fiber). Elles sont généralement constituées d'un réseau triangulaire de trous d'air dans la silice où le ratio d'air est très élevé et de l'ordre de 88 à 97% avec un pas de 2 à $5\mu\text{m}$ pour une bande de transmission de plusieurs centaines de nanomètres [SMI03][BEN06]. Les pertes minimales atteintes avec ces fibres sont de 1,2dB/km et la limite actuelle est due à la diffusion des modes de surface liée à la rugosité de l'interface air/silice [ROB05]. Ces fibres ont quant à elles une non-linéarité très faible car plus de 90% de la lumière se propage dans l'air permettant le transport sans distorsion d'impulsions de forte puissance [OUZ03][LUA04].

La non-linéarité d'une fibre est souvent exprimée par le coefficient non linéaire γ ($\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$) relié à l'indice non-linéaire n_2 (m^2/W) et à l'aire effective du mode A_{eff} :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} \quad (\text{I-20})$$

Suivant la fibre optique utilisée, ce coefficient varie de plusieurs ordres de grandeur comme le montre la figure suivante :

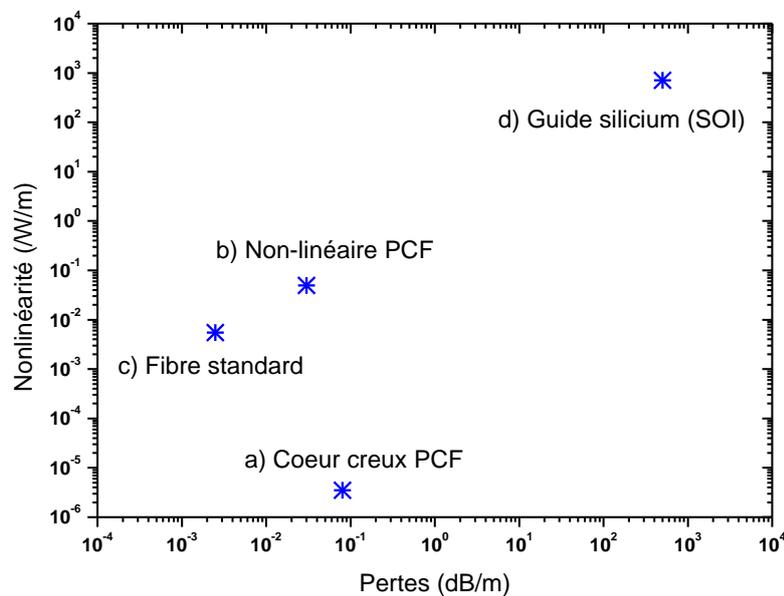


Figure I-41 : Non-linéarité et atténuation dans plusieurs fibres optiques commerciales a) HC-PCF-1060-02 [NKT] b) NL-PCF-1050-ZERO-2 [NKT] c) PM980 d) Guide SOI (Silicon-On-Insulator) [DEK07]

Grâce à la faible non-linéarité des fibres à cœurs creux, des impulsions de quelques dizaines de femtoseconde peuvent être ainsi transportées. La Figure I-42 présente le transport

d'impulsions de 40fs dans une fibre HC-PCF à 800nm limitant la déformation de l'impulsion en sortie [HEN08].

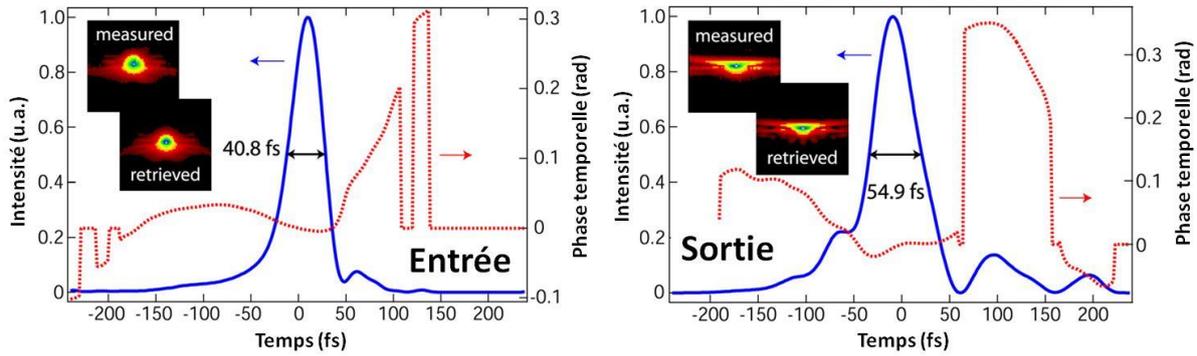


Figure I-42 : Impulsions à 790nm en entrée et sortie d'une fibre HC-PCF (HC-800-02 [NKT]) de 30cm [HEN08]

I.3.2.3 Conclusion

Deux grandes familles de fibres optiques ont été présentées, les fibres conventionnelles en silice à saut d'indice et les fibres microstructurées. Les caractéristiques de ces fibres et notamment la non-linéarité de celles-ci ont été présentées. Pour transporter des impulsions femtoseconde sans déformation depuis la source jusqu'à l'objectif de focalisation sur le circuit sous test, les effets non-linéaires doivent être considérés pour le guidage dans une fibre optique. De plus, il est nécessaire de ne conserver qu'un seul mode de propagation afin de ne pas dégrader la résolution en sortie d'objectif. Les fibres microstructurées apportent des degrés supplémentaires dans la conception des fibres permettant d'utiliser des guidages très particuliers comme le guidage par bande photonique. Ce guidage autorise par conséquent l'emploi d'un cœur creux rempli d'air ou bien d'un autre gaz ou liquide pour la génération d'ondes Stokes par effet Raman [BEN02]. Les deux principaux effets non-linéaires à considérer pour le transport d'impulsions femtoseconde sont l'élargissement spectral par SPM et l'effet Raman qui combinés à la dispersion de la vitesse de groupe peuvent aussi impacter la durée temporelle de l'impulsion. L'effet de la SPM sur l'impulsion a été montré en Figure I-37. La figure suivante (Figure I-43) montre l'effet de la phase induite par SPM sur le spectre de l'impulsion.

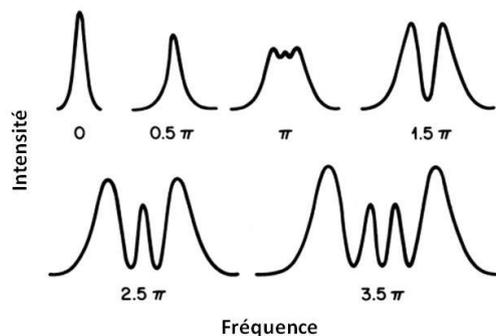


Figure I-43 : Elargissement spectral par SPM pour une impulsion gaussienne en fonction du déphasage maximal $\Delta\phi_{\max}$ [AGR06]

A partir de la phase non-linéaire induite par SPM, on peut obtenir le facteur d'élargissement spectral d'une impulsion gaussienne. Celui-ci est donné par l'équation suivante (I-21) [PIN85] :

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} = \sqrt{\left(1 + \frac{4}{3\sqrt{3}}\Delta\phi_{max}^2\right)} \quad (I-21)$$

où $\Delta\omega$ est l'élargissement induit par SPM, $\Delta\omega_0$ est la largeur spectrale initiale et $\Delta\phi_{max}$ la phase maximale induite par SPM en radian. Pour une phase induite de $0,5\pi$, le facteur d'élargissement spectral est égal à 1,7. On fixe cette phase comme étant un seuil à partir duquel les effets SPM perturbent l'impulsion injectée dans la fibre optique. Le seuil Raman a quant à lieu été donné en équation précédente (I-18).

Les puissances crêtes seuils pour l'apparition des effets non-linéaires sont représentées (Figure I-44) sur le graphique suivant avec la puissance crête en fonction de l'énergie et de la durée des impulsions en entrée d'une fibre de 1 mètre.

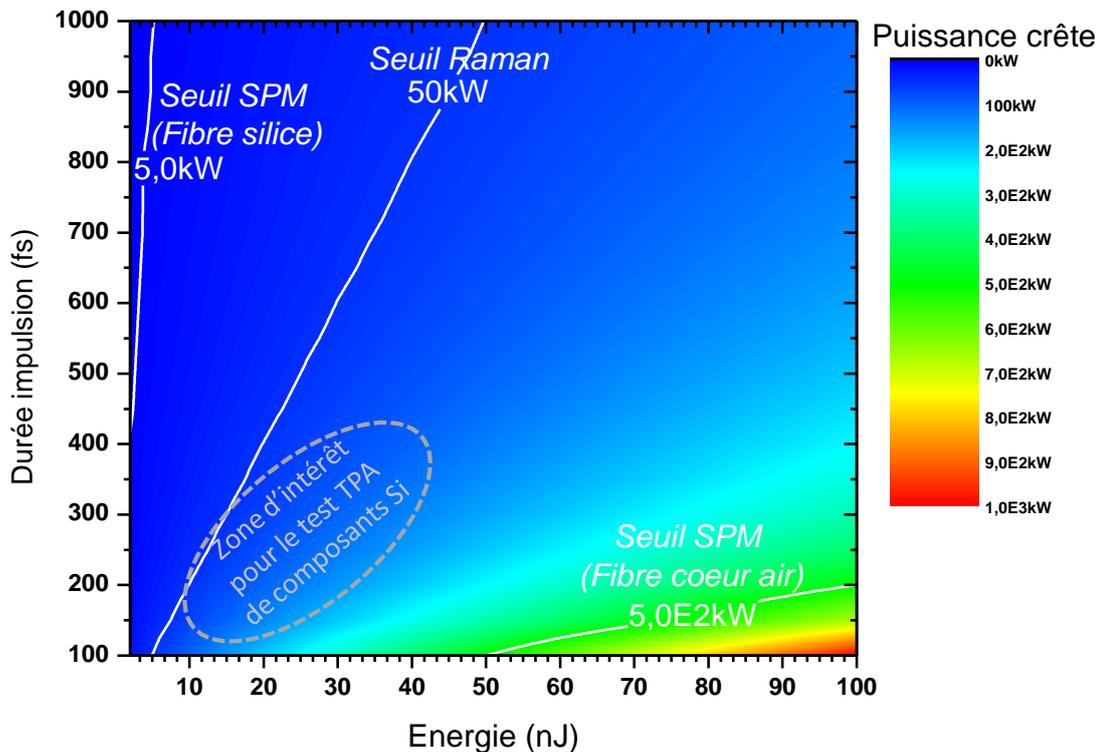


Figure I-44 : Puissance crête en fonction de la durée d'impulsion et de l'énergie et représentation des seuils de non-linéarité dans une fibre de 1m : le seuil SPM pour une fibre silice est calculé pour une phase de $0,5\pi$ et un MFD de $20\mu\text{m}$ (fibre LMA), le seuil SPM pour une fibre à cœur creux est calculé pour une phase de $0,5\pi$ et un MFD de $8\mu\text{m}$ (HC-PCF), le seuil Raman est calculé pour la silice avec un MFD de $20\mu\text{m}$ (fibre LMA) et gain Raman= 10^{-13}m/W

Ce graphique montre que l'auto-modulation de la phase est l'effet prédominant et que par conséquent le transport d'impulsions femtoseconde ne peut pas se faire sans distorsion dans des fibres optiques en silice à saut d'indice même en utilisant une fibre LMA. L'intérêt de

fibres optiques à cœur creux est montré car la non-linéarité de l'air est 1000 fois inférieure à celle de la silice. Le Chapitre II détaillera les grandeurs non-linéaires de ces milieux. Enfin, on peut noter que dans la gamme d'énergie présentée, la fluence se situe en dessous du seuil de dommage de la silice donné dans le Tableau I-5 car pour une impulsion de 100fs se propageant dans une fibre monomode, l'énergie correspondant à un seuil de dommage de $1\text{J}/\text{cm}^2$ est de plusieurs centaines de nanojoules ou plusieurs mégawatts crête.

Longueur d'onde (nm)	Durée impulsion	Seuil dommage silice (J/cm^2)	Référence
780	1ns	50	[DU94]
1064	14ps	23	[SMI08]
1053	1ps	3	[STU96]
	300fs	2	
795	350fs	5	[JOO01]

Tableau I-5 : Seuils de dommage de la Silice

I.3.3 Conclusion

La troisième partie de ce chapitre consacrée aux technologies de génération d'impulsions laser femtoseconde et transport de celles-ci a présenté les différentes sources lasers et fibres optiques envisageables et disponibles pour le test de circuits intégrés par effet photoélectrique laser non-linéaire. Les paramètres laser visés pour l'application sont une longueur d'onde de 1300nm ou 1550nm avec des impulsions femtoseconde de quelques dizaines de nanojoules. Il a été montré que peu de sources laser compactes et matures technologiquement sont disponibles actuellement dans les conditions visées. D'un autre côté, le fort développement depuis ces dernières années de fibres optiques de nouvelle génération microstructurées permet d'envisager le transport de ces impulsions en espace guidé sans distorsion grâce à la limitation des effets non-linéaires préjudiciables pour l'application.

I.4 Conclusion

Ce premier chapitre a tout d'abord présenté différentes techniques et applications du test de composants électroniques en silicium par laser. L'intérêt de l'absorption non-linéaire de photons dans le silicium a été présenté pour son gain en résolution sur le volume de génération des paires électrons-trous. D'autres techniques expérimentales permettant l'amélioration de la résolution ont aussi été présentées comme l'augmentation de l'ouverture numérique de l'objectif en utilisant une lentille solide sur l'objet, la mise en forme de faisceau pour manipuler la figure de diffraction ou bien la modification de la polarisation de la lumière. Enfin, ce chapitre a présenté les lasers et fibres optiques associés permettant la mise en œuvre expérimentale de la microscopie non-linéaire de composants silicium. Les fibres optiques microstructurées à cœur creux présentent l'avantage de pouvoir guider les impulsions dans l'air et donc de limiter les effets non-linéaires. On comprend donc le caractère antagoniste de cette thèse recherchant dans un premier temps l'absorption non-linéaire dans le silicium mais dans un second temps la nécessité de générer des impulsions femtoseconde (avec ou sans conversion non-linéaire optique) puis transporter celles-ci sans effet non-linéaire. Le chapitre suivant a donc pour objectif de présenter quelques aspects théoriques sur la non-linéarité et les modélisations qui ont été effectuées afin de simuler les effets non-linéaires dans le silicium mais aussi dans les fibres optiques et plus particulièrement dans les fibres microstructurées à cœur creux.

Chapitre II : Modélisation de la propagation d'impulsions femtoseconde et de l'interaction laser/silicium

Ce chapitre s'intéresse à la description de l'interaction laser/matière et notamment aux effets non-linéaires. Deux milieux sont étudiés dans cette thèse car soumis au passage des impulsions laser femtoseconde : le silicium pour le composant à tester et l'air (ou la silice) pour la fibre optique. Ces deux milieux sont très différents puisque l'un est un semiconducteur et l'autre un diélectrique. Cependant les équations et principes d'interaction laser sont identiques et seront donc tout d'abord présentés. En effet, soumis à un champ électrique, les charges électriques dans ces milieux sont susceptibles d'être déplacées créant un dipôle et par conséquent une polarisation du milieu. La description des grandeurs de cette polarisation induite sera donc faite pour ces milieux. Les méthodes de résolution de ces équations seront présentées avec les avantages et limitations ainsi que les bornes d'application. Enfin, des résultats de modélisation de l'interaction laser femtoseconde sur silicium et dans les fibres optiques seront montrés.

II.1 Propagation des ondes lumineuses et non-linéarité optique

Pour comprendre les effets non-linéaires, la théorie de la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux doit tout d'abord être posée. Puis le développement de la polarisation induite par l'application d'un fort champ électrique permet de mettre en évidence les différents effets de l'interaction laser/matière. Ces équations sont présentées dans la première partie de ce chapitre avec les grandeurs associées pour chacun des milieux.

II.1.1 Equation d'onde

En premier lieu, la propagation des ondes électromagnétiques est gouvernée par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{II-1})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II-2})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II-3})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II-4})$$

Dans ces équations, \vec{E} représente le champ électrique, \vec{B} l'induction magnétique, \vec{D} le déplacement électrique et \vec{H} le champ magnétique. \vec{J} est le vecteur densité de courant et ρ la densité volumique de charges.

La loi d'ohm liant la densité de courant au champ électrique est :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{II-5})$$

où σ (S.m^{-1}) est la conductivité électrique du matériau.

De plus, les relations entre champs et inductions sont :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{II-6})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (\text{II-7})$$

où \vec{P} et \vec{M} sont les vecteurs polarisation induite électrique et magnétique respectivement. Les milieux étudiés ici ne sont pas magnétiques et par conséquent $\vec{M} = 0$. Par contre, l'introduction du vecteur polarisation \vec{P} permet de mettre en évidence des effets de non-linéarité car \vec{P} ne dépend pas linéairement du champ électrique \vec{E} . L'expression de ce vecteur polarisation sera présentée par la suite.

Les relations précédentes introduisent également la susceptibilité du vide ϵ_0 et la perméabilité magnétique du vide μ_0 . Ces deux constantes sont liées à la vitesse de la lumière dans le vide c par :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (\text{II-8})$$

$$\text{Avec } \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$$

$$\epsilon_0 \approx 8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$$

L'équation d'onde peut maintenant être obtenue à partir des équations de Maxwell et relations précédentes.

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) &= -\vec{\nabla} \wedge \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} \\ &= -\mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \end{aligned} \quad (\text{II-9})$$

Or,

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} \quad (\text{II-10})$$

L'équation d'onde pour un matériau de type silicium est donc de la forme suivante :

$$-\nabla^2 \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (\text{II-11})$$

Dans un diélectrique parfait, il n'y a pas de charges et courants libres ce qui implique $\rho = 0$ et $\vec{J} = 0$. Dans le cas de la silice ou l'air, l'équation d'onde est donc de la forme [BOY08] :

$$-\nabla^2 \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (\text{II-12})$$

L'expression de la polarisation \vec{P} introduite précédemment dans l'équation de propagation permet de décrire les phénomènes optiques non-linéaires. Dans l'optique non-linéaire, le champ externe modifie les propriétés du matériau et ainsi la polarisation peut agir comme source de nouvelles composantes du champ électromagnétique. Soumis à un champ électrique externe les charges du matériau, ions et électrons, se déplacent plus ou moins selon que celui-ci est conducteur ou non. Dans un diélectrique, les charges sont liées mais un moment dipolaire est ainsi induit en fonction du champ appliqué. La polarisation \vec{P} induite est une fonction non-linéaire du champ électrique \vec{E} s'exprimant par [BOY08] :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots) \quad (\text{II-13})$$

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}$$

où $\chi^{(i)}$ est la susceptibilité d'ordre i .

Le premier terme concerne les propriétés optiques linéaires tandis que les termes d'ordre supérieur décrivent les propriétés optiques non-linéaires. Le silicium et de la silice ont pour point commun d'avoir une structure cristallographique de type centro-symétrique et par conséquent la susceptibilité d'ordre 2 est nulle (pas d'effet Pockels). Par contre, on peut noter que tous les semiconducteurs ne sont pas centro-symétriques même si constitués de la même structure cubique que le silicium, c'est le cas de l'Arséniure de Gallium (GaAs) [BOY08].

La susceptibilité d'ordre 3 est l'élément majeur de la non-linéarité des milieux étudiés ici car responsable de l'effet Kerr et de l'absorption à 2-photons. La polarisation induite par le laser revient donc à étudier la susceptibilité linéaire et d'ordre 3 :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E}) \quad (\text{II-14})$$

Les deux parties suivantes décrivent chacune de ces deux composantes de la polarisation induite, la polarisation linéaire et la polarisation non-linéaire.

II.1.2 Polarisation linéaire

La polarisation linéaire dans le domaine temporel s'exprime en fonction de la réponse linéaire du milieu $R^{(1)}(\tau)$ [BOY08] :

$$P_L(t) = \varepsilon_0 \int_0^{\infty} R^{(1)}(\tau) E(t - \tau) d\tau \quad (\text{II-15})$$

Cette expression exprime le fait que la polarisation à l'instant t est la conséquence d'un champ électrique appliqué plus tôt à l'instant $t - \tau$. La polarisation totale est l'intégrale de toutes les contributions aux instants précédant τ . Cette équation (II-15) est un produit de convolution qui peut donc, par transformée de Fourier dans l'espace conjugué des fréquences, se décomposer en un simple produit (II-16) :

$$\mathcal{P}_L(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) E(\omega) \quad (\text{II-16})$$

Dans cette expression, la transformée du champ électrique est définie par :

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \quad (\text{II-17})$$

La susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ a été introduite par la transformée de Fourier de la réponse linéaire du milieu et exprimée par :

$$\chi^{(1)}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R^{(1)}(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau \quad (\text{II-18})$$

En reprenant l'expression (II-6) de l'induction électrique, on obtient :

$$\mathcal{D}(\omega) = \varepsilon_0 E(\omega) + \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) E(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon(\omega) E(\omega) \quad (\text{II-19})$$

où $\varepsilon(\omega)$ est la constante diélectrique du matériau dépendant de la fréquence ω :

$$\varepsilon(\omega) = \left(1 + \chi^{(1)}(\omega) \right) \quad (\text{II-20})$$

La constante diélectrique est complexe, sa partie réelle et imaginaire s'expriment respectivement en fonction de l'indice n et de l'absorption α :

$$\varepsilon(\omega) = \left(n_0 + i \frac{\alpha c}{2\omega} \right)^2 \quad (\text{II-21})$$

Les deux paragraphes suivants décrivent la partie réelle et la partie imaginaire de la susceptibilité linéaire pour nos milieux étudiés.

II.1.2.1 Dispersion

L'indice de réfraction optique du milieu est donc lié à la partie réelle de la susceptibilité linéaire et exprimé par [AGR06] :

$$n_0(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (\text{II-22})$$

Cet indice dépend de la fréquence ω du champ électrique appliqué et, comme discuté dans le premier chapitre, ceci est à l'origine de la dispersion chromatique. Une expression de cet indice par l'équation de Sellmeier a aussi été donnée (I-11) et rappelée ci-dessous en fonction de la longueur d'onde λ :

$$n_0^2(\lambda) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \quad (\text{II-23})$$

A partir de la mesure de l'indice optique, on obtient par ajustement les coefficients de Sellmeier. L'indice optique dépendant aussi de la température, des études ont été faites pour obtenir ces coefficients en fonction de la température. Ainsi, pour le silicium intrinsèque, entre une température de 20K et 300K et pour une longueur d'onde comprise entre 1,1 μm et 5,6 μm , les coefficients de Sellmeier pour $m=3$ peuvent être obtenus à partir des équations suivantes [FRE06] :

$$B_j(T) = \sum_{k=0}^4 B_{jk} T^k \quad (\text{II-24})$$

$$\lambda_j(T) = \sum_{k=0}^4 \lambda_{jk} T^k \quad (\text{II-25})$$

où T est la température en Kelvin.

Par correspondance avec les mesures, les coefficients B_{jk} et λ_{jk} pour le silicium sont donnés dans le tableau suivant :

$k \backslash$	B_{1k}	B_{2k}	B_{3k}	λ_{1k}	λ_{2k}	λ_{3k}
0	10,4907	-1346,61	4,43E+07	0,299713	-3,52E+03	1,71E+06
1	-2,08E-04	29,1664	-1,76E+06	-1,14E-05	4,24E+01	-1,45E+05
2	4,22E-06	-0,278724	-7,62E+04	1,67E-07	-3,58E-01	-6,91E+03
3	-5,82E-09	1,06E-03	6,78E+02	-2,51E-10	1,18E-03	-3,94E+01
4	3,45E-12	-1,35E-06	1,03E+02	2,32E-14	-1,13E-06	2,36E+01

Tableau II-1 : Coefficients de Sellmeier dépendant de la température pour le silicium intrinsèque 20K $\leq T \leq 300K$ et 1,1 $\mu\text{m} \leq \lambda \leq 5,6\mu\text{m}$ [FRE06]

A partir de ces équations, on obtient les coefficients de Sellmeier du silicium à une température de 290K.

Le Tableau II-2 récapitule ces coefficients pour $m=3$ pour la silice et le silicium.

	B_1	B_2	B_3	$\lambda_1(\mu\text{m})$	$\lambda_2(\mu\text{m})$	$\lambda_3(\mu\text{m})$	Réf
Silice	0,6961663	0,4079426	0,8974794	0,0684043	0,1162414	9,896161	[MAL65]
Silicium	10,667	-46,168	$7,3989 \times 10^{11}$	0,30450	-677,63	$1,6517 \times 10^{11}$	[FRE06]

Tableau II-2 : Coefficients de Sellmeier de la silice et du silicium intrinsèque

On constate que les coefficients du silicium n'ont aucune signification physique (λ_2 négatif) malgré le fait que l'indice de réfraction soit correctement exprimé. En effet, le graphique suivant (Figure II-1) donne la courbe de l'indice de réfraction du silicium mesuré et celle approximée par les coefficients de Sellmeier précédemment mentionnés. Ces coefficients montrent une bonne correspondance avec la mesure dans la plage $1\mu\text{m}$ à $1,5\mu\text{m}$.

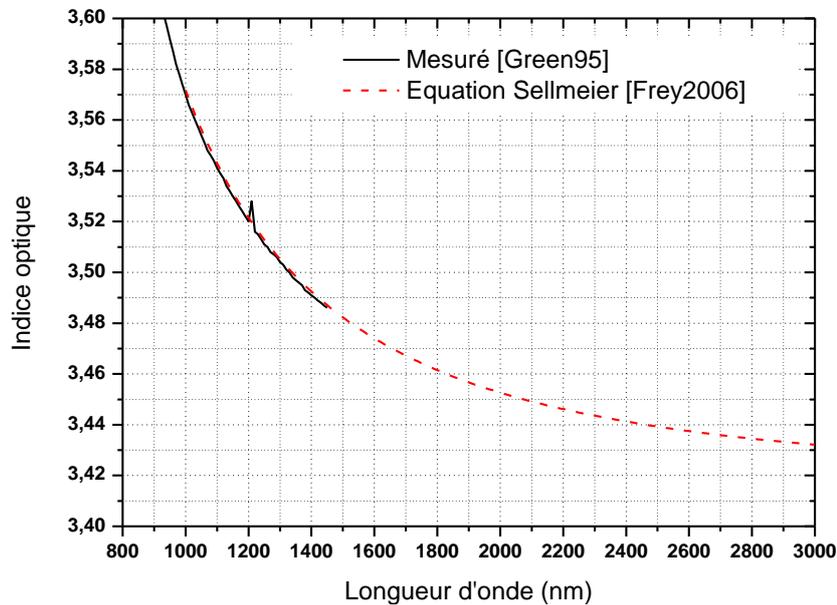


Figure II-1 : Indice de réfraction du silicium à 300K mesuré [GRE08] et avec courbe de correspondance basée sur l'équation de Sellmeier [FRE06]

L'effet sur l'indice de réfraction de la concentration en paires électrons-trous dans le silicium sera présenté dans la partie II.1.4 .

Il a été discuté dans le premier chapitre que la dispersion d'une fibre optique est plutôt représentée par le paramètre D (dont l'unité est souvent donnée en $\text{ps}/(\text{nm.km})$) lié à la dérivée seconde de l'indice de réfraction. A partir de l'indice de réfraction, on calcule ce paramètre pour la silice fondue et le silicium (Figure II-2).

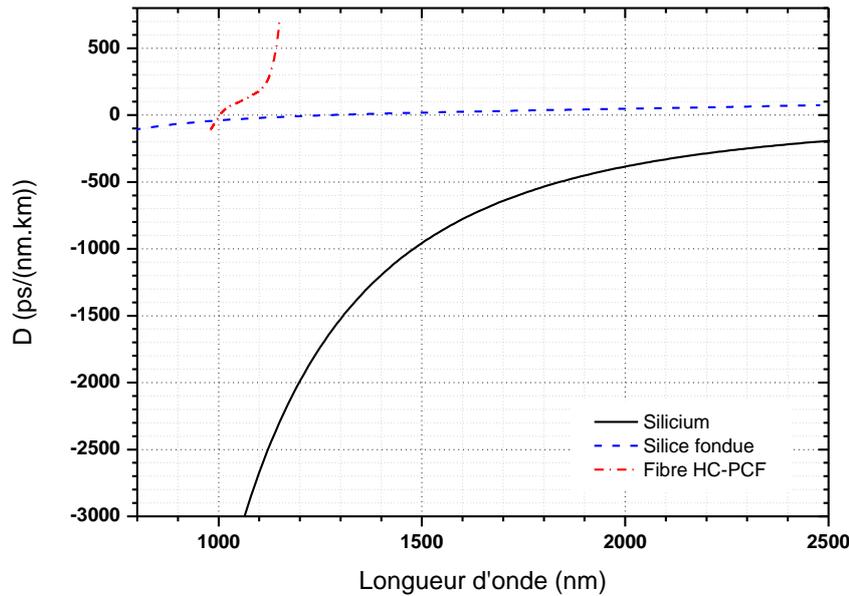


Figure II-2 : Dispersion calculée du silicium [FRE06], de la silice fondue [MAL65] et d'une fibre cœur creux HC-PCF-1060-02 [NKT]

La dispersion du silicium est très grande et normale entre $1\mu\text{m}$ et $2,5\mu\text{m}$ contrairement à la silice changeant de signe vers $1,3\mu\text{m}$. La dispersion d'une fibre photonique à cœur creux est aussi représentée pour une fibre guidant à $1,06\mu\text{m}$. On note que cette dispersion varie très rapidement et qu'elle ne correspond ni à la dispersion de la silice ni à la dispersion de l'air. En effet, dans les guides d'onde la dispersion ne dépend pas que du milieu de propagation mais aussi du mode de propagation. Dans les fibres PCF, la dispersion de la structure est bien supérieure à celle du milieu. Le degré de liberté des structures photoniques permet notamment de concevoir des fibres à dispersion plate par exemple.

II.1.2.2 Pertes par absorption

La partie imaginaire de la susceptibilité linéaire relate l'atténuation du milieu. L'absorption en fonction de la fréquence de l'onde est exprimée par [AGR06] :

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \text{Im}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (\text{II-26})$$

L'absorption du silicium intrinsèque et du silicium dopé a été donnée dans le premier chapitre (Figure I-3 et Figure I-4). Au-delà de 1150nm cette absorption décroît fortement et l'intérêt de cette thèse est de se situer dans ce régime où l'absorption non-linéaire prédomine sur l'absorption linéaire. A 1300nm , l'absorption linéaire du Si intrinsèque est de $4,5 \times 10^{-5} \text{cm}^{-1}$. En comparaison, les fibres optiques silice à saut d'indice ont une atténuation inférieure à quelques dB/km (Figure I-41) qui est de $2,5\text{dB/km}$ pour une fibre monomode à 980nm équivalent à un coefficient $\alpha = 5,8 \times 10^{-6} \text{cm}^{-1}$. Les fibres à cœur creux dont les pertes sont principalement dues à la rugosité de l'interface air/silice (Figure I-41) ont une atténuation typique de 10^{-4}cm^{-1} .

Après cette description de la susceptibilité linéaire, le paragraphe suivant décrit la susceptibilité non-linéaire.

II.1.3 Polarisation non-linéaire

Par analogie avec la polarisation linéaire, la polarisation non-linéaire d'ordre 3 dans le domaine temporel s'exprime en fonction de la réponse non-linéaire du milieu $R^{(3)}(\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ [BOY08] :

$$P_{NL}(t) = \varepsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} R^{(3)}(\tau_1, \tau_2, \tau_3) E(t - \tau_1) E(t - \tau_2) E(t - \tau_3) d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3 \quad (\text{II-27})$$

De même, $\chi^{(3)}$ est la transformée de Fourier de $R^{(3)}$ et par conséquent :

$$\mathcal{P}_{NL}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) E(\omega_1) E(\omega_2) E(\omega_3) \quad (\text{II-28})$$

On distingue des effets non-linéaires considérés comme étant instantanés par rapport à l'impulsion optique et d'autres plus lents. Ainsi, la perturbation induite sur la structure électronique est instantanée alors que les vibrations moléculaires sont plus lentes. Ces vibrations moléculaires sont à l'origine de l'effet Raman où l'échelle de temps est de 60 à 70fs [AGR06]. Pour des impulsions femtoseconde, le temps de délai de la réponse Raman ne peut donc pas être négligé même si cet effet n'est pas instantané. Le paragraphe II.1.5 donnera la réponse Raman des différents milieux étudiés. Auparavant, la partie réelle et imaginaire de la susceptibilité d'ordre trois sont décrites dans les deux paragraphes suivants.

II.1.3.1 Description de la susceptibilité d'ordre 3

II.1.3.1.1 *Effet Kerr*

La partie réelle de la susceptibilité non-linéaire d'ordre 3 est à l'origine de l'effet Kerr. L'indice optique non-linéaire n_2 dont l'effet est liée à l'intensité de l'impulsion est exprimé par [AGR06] :

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad (\text{II-29})$$

où n est l'indice linéaire.

L'effet Kerr est responsable de l'auto-modulation de phase de l'impulsion mais aussi de l'auto-focalisation spatiale de celle-ci (effet de lentille de Kerr).

La mesure de cet indice est plus difficile mais plusieurs méthodes existent telle que la méthode appelée Z-scan [SHE90]. Cette méthode consiste à translater l'échantillon à étudier près du point focal d'un faisceau laser et à mesurer la transmission avec un iris en fonction du déplacement longitudinal de l'échantillon. Le Tableau II-3 référence les valeurs mesurées pour la silice, le silicium et l'air.

Milieu	n_2 (m ² /W)	Références
Silice	$3,2 \times 10^{-20}$ (1064nm)	[AGR06]
Silicium	$2,7 \times 10^{-18}$ (1300nm)	[BOY08]
Air	$4,0 \times 10^{-23}$ (800nm)	[COU02]
	$2,9 \times 10^{-23}$ (800nm)	[NIB97]
Fibre cœur creux	$3,02 \times 10^{-23}$ (1550nm)	[OUZ03]

Tableau II-3 : Indice optique non-linéaire pour différents milieux

La non-linéarité du silicium est 100 fois supérieure à celle de la silice qui elle-même est 1000 fois inférieure à l'air. De plus, la non-linéarité d'une fibre à cœur creux est très proche de l'air. Ce tableau montre donc, d'un côté, l'intérêt du silicium sensible aux effets non-linéaires, et de l'autre, l'intérêt des fibres à cœur creux pour transporter les impulsions sans déformation.

Cet indice non-linéaire est aussi à l'origine de l'auto-focalisation de l'impulsion lors de sa propagation dans le milieu. Si la puissance crête dépasse une valeur critique, l'augmentation de l'indice implique une auto-focalisation de l'impulsion. Cette puissance critique est donnée par [FIB00] :

$$P_{cr} = 1,8962 \frac{\lambda_0^2}{4\pi n_0 n_2} \quad (\text{II-30})$$

Dans le silicium où la non-linéarité est la plus grande, la puissance critique n'est que de 27kW pour des impulsions à 1300nm soit une énergie² de 2,7nJ pour 100fs. Cet effet ne doit donc pas être négligé dans notre étude.

II.1.3.1.2 Absorption à 2-photons

La partie imaginaire de la susceptibilité non-linéaire d'ordre 3 est quant à elle reliée à l'absorption à 2-photons [AGR06] :

$$\beta = \frac{3\omega_0}{4nc} \text{Im}[\chi^{(3)}] \quad (\text{II-31})$$

où β (en m/W) est le coefficient d'absorption à 2-photons.

L'air et la silice sont des diélectriques et par conséquent cet effet est négligeable [AGR06] ; la bande interdite de la silice étant de 9eV [COU05]. Par contre pour le silicium, plusieurs études expérimentales basées essentiellement sur la méthode Z-scan ont été menées pour mesurer ce coefficient. Le Tableau II-4 présente ces valeurs en fonction de la longueur d'onde du laser, de l'orientation cristalline du silicium, de la polarisation du laser incident, et du

² Pour une impulsion gaussienne, la relation énergie-puissance est $E = \sqrt{\pi/(4\ln(2))} P \times \Delta t \approx 1,064 P \Delta t$ où Δt est la durée d'impulsion (largeur à mi-hauteur). On simplifie souvent cette relation par $E = P \times \Delta t$

dopage. L'indice non-linéaire est aussi mentionné car souvent associé à la mesure du coefficient d'absorption non-linéaire.

β_{TPA} (m/W)	n_2 (m ² /W)	λ (nm)	Orientation	Dopage	Références
4×10^{-12}	$2,7 \times 10^{-18}$	1300	-	-	[BOY08]
$2,5 \times 10^{-12}$ 3×10^{-12} $3,5 \times 10^{-12}$ 4×10^{-12}	-	1330	-	n-Si ($P, 10^{15} \text{cm}^{-3}$) p-Si ($B, 10^{15} \text{cm}^{-3}$) n-Si ($Sb, 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) p-Si ($B, 10^{19} \text{cm}^{-3}$)	[LOT07]
$5,7 \times 10^{-12}$ $4,8 \times 10^{-12}$	$1,7 \times 10^{-18}$ $2,4 \times 10^{-18}$	1300 1500	Wafer (100) Polarisation laser suivant [010]	 p-Si ($B, 7 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$)	 [LIN07b]
$7,4 \times 10^{-12}$ $7,9 \times 10^{-12}$ $8,8 \times 10^{-12}$	$2,6 \times 10^{-18}$ $4,5 \times 10^{-18}$ $4,3 \times 10^{-18}$	1270 1540 1540	Wafer (110) Wafer (111)	 p-Si ($B, 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$)	 [DIN03]
16×10^{-12}	$4,5 \times 10^{-18}$	1300	Polarisation linéaire Axe normal suivant [001]	Si-intrinsèque	[BRI07] [CHE11]

Tableau II-4 : Coefficients d'absorption à 2-photons du silicium

On constate d'après ce tableau que les coefficients d'absorption à 2-photons se situent entre $2,5 \times 10^{-12} \text{m/W}$ et $16 \times 10^{-12} \text{m/W}$ à 1300nm. Ce coefficient est dans une même étude peu sensible à la longueur d'onde entre 1200 et 1500nm. De plus, ce coefficient semble peu sensible au dopage du silicium d'après [LOT07]. Une étude portée sur l'anisotropie du coefficient d'absorption 2-photons et de l'indice non-linéaire, a montré une variation de 12% en fonction de l'orientation de la polarisation linéaire par rapport à l'orientation cristalline [ZHA07]. D'un autre côté, une autre étude mesurant le photocourant d'une photodiode par absorption à 2-photons n'a pas montré de dépendance suivant l'orientation de la polarisation linéaire mais seulement une dépendance à la polarisation circulaire où la génération peut diminuer jusqu'à un ratio de 2/3 [SAL04]. Un important facteur influençant le photocourant induit par absorption à 2-photons dans les semiconducteurs est la longueur d'onde d'excitation. Pour une absorption dégénérée (les deux photons ont la même énergie), l'efficacité varie peu mais passerait par un maximum lorsque l'énergie des photons vaut les deux tiers de la bande interdite (soit une longueur d'onde de 1660nm pour le silicium)

[MUR11]. Par contre, en utilisant deux photons fortement non-dégénérés, une amélioration de l'absorption à 2-photons d'un facteur 100 à 1000 a été observée dans du GaAs où l'un des deux photons à une énergie égale à 0,1 fois la bande interdite [FIS11].

II.1.4 Effet plasma

Les porteurs de charges libres dans le silicium dopé ainsi que ceux générés par absorption inter-bande linéaire ou non-linéaire vont perturber les propriétés du milieu. En effet, le spectre d'absorption du silicium est modifié par le champ électrique appliqué (effet Franz-Keldysh) ou par le changement de la densité en porteurs de charges. L'indice optique est également modifié en fonction de la densité de porteurs de charges. Dans le modèle de Drude-Lorentz, les porteurs de charges du milieu interagissent par des forces d'amortissement (dues aux collisions), des forces de rappel (interactions Coulombiennes) et des forces liées à l'application du champ électromagnétique. L'ensemble de ces forces modifie la susceptibilité du milieu. La variation de l'absorption et de l'indice en présence de porteurs de charges est donnée par les relations de Drude-Lorentz suivantes [SOR87] :

$$\Delta\alpha_{\text{FC}} = \frac{e^3\lambda^2}{4\pi^2c^3\varepsilon_0n} \left[\frac{\Delta N_e}{m_{ce}^2\mu_e} + \frac{\Delta N_h}{m_{ch}^2\mu_h} \right] \quad (\text{II-32})$$

$$\Delta n_{\text{FC}} = -\frac{e^2\lambda^2}{8\pi^2c^2\varepsilon_0n} \left[\frac{\Delta N_e}{m_{ce}} + \frac{\Delta N_h}{m_{ch}} \right] \quad (\text{II-33})$$

où e est la charge électronique, n l'indice intrinsèque du silicium cristallin, m_{ce} la masse effective de l'électron, m_{ch} la masse effective des trous, μ_e et μ_h les mobilités des électrons et des trous. On note que l'indice du milieu diminue lorsque la densité de porteurs de charges augmente. L'effet plasma va donc s'opposer à la contribution de l'effet Kerr. En outre, l'absorption augmentera avec l'augmentation de la densité en porteurs de charges libres.

II.1.5 Equation de Schrödinger

L'équation de propagation (II-12) peut être résolue en dérivant à partir de celle-ci une équation différentielle. Pour obtenir cette équation, le champ électrique polarisé suivant \vec{x} est décomposé en une enveloppe variant lentement $A(z, t)$ et une porteuse oscillant à ω_0 :

$$\vec{E}(z, t) = \frac{1}{2} \vec{x} [A(z, t) e^{-i\omega_0 t} + c. c.] \quad (\text{II-34})$$

Pour la propagation dans les fibres optiques, on tient seulement compte de l'évolution de l'enveloppe du champ électrique, suffisant pour simuler convenablement un grand nombre d'effets non-linéaires. L'équation de propagation s'écrit alors :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} A + i\gamma |A|^2 A \quad (\text{II-35})$$

où α est la perte d'absorption, γ le coefficient de non-linéarité (Equation (I-20)) et β_i exprime la dispersion. Dans cette équation, les coefficients de dispersion β_i correspondent à la dispersion exprimée en série de développement de Taylor :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots \quad (\text{II-36})$$

Cependant, l'équation de propagation (II-35) ne prend pas en compte les effets Raman et Brillouin. Pour des impulsions ultracourtes ($< ps$), l'effet non-linéaire inélastique Raman SRS doit être considéré car la puissance peut se situer au dessus du seuil induisant un décalage du spectre en fréquence. Le spectre du gain Raman est exprimé par l'équation :

$$g_R(\Delta\omega) = \frac{\omega_0}{cn_0} f_R \chi^3 \text{Im}(\tilde{h}_R(\Delta\omega)) \quad (\text{II-37})$$

où $\Delta\omega$ est la différence de fréquence entre l'onde pompe et l'onde Stokes, f_R est la fraction correspondant à la contribution de la réponse Raman par rapport à la polarisation non-linéaire et \tilde{h}_R est la transformé de Fourier de h_R correspondant à la fonction réponse Raman.

La formulation analytique couramment utilisée pour déterminer la fonction Raman est la suivante [BLO89] :

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} e^{-t/\tau_2} \sin(t/\tau_1) \quad (\text{II-38})$$

Les valeurs de la réponse Raman dans la littérature sont données dans le tableau suivant :

Milieu	g_R (cm/GW)	τ_1 (fs)	τ_2 (fs)	f_R	Références
Silice	10^{-2} (à $1\mu\text{m}$)	12,2	32	0,18	[STO73] [STO89][AGR06]
Silicium	20 (à $1,5\mu\text{m}$)	10,2	3400	0,043	[LIN07a][DEK07][YIN07]
Air	$2,6 \times 10^{-2}$ (à $1\mu\text{m}$)	63	70	0,5	[ROK86][MEC05] [RIP97][COU02]

Tableau II-5 : Réponse Raman de différents milieux

L'équation de Schrödinger est alors exprimée par l'équation (II-39) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n+1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial t^n} A + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A \int_{-\infty}^{\infty} ((1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(\tau)) |A(t - \tau)|^2 d\tau \right) \quad (\text{II-39})$$

Cette équation est particulièrement bien adaptée pour la simulation dans un guide de type fibre optique. Il existe aussi d'autres extensions de l'équation de Schrödinger permettant de considérer la diffraction et l'évolution transverse du faisceau dans un milieu non-linéaire. Pour une symétrie cylindrique où l'enveloppe du champ est exprimée en coordonnées radiales [BAN05] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(r, z, t)}{\partial z} = & \frac{i}{2k_z} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) A \\ & + \sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n+1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial t^n} A \\ & + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A \int_{-\infty}^{\infty} ((1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(\tau)) |A(t - \tau)|^2 d\tau \right) \end{aligned} \quad (\text{II-40})$$

II.2 Méthodes/Outils numériques de résolution des équations de propagation

Les équations de propagation des ondes lumineuses ont été présentées dans la partie précédente. Ainsi, à partir des équations de Maxwell, l'équation de propagation a pu être donnée (II-12). La résolution numérique de cette équation nécessite d'utiliser des méthodes par différence finie. D'un autre côté, l'équation de Schrödinger peut être résolue plus rapidement avec la méthode de Fourier à pas divisés (Split-Step Fourier) mais nécessite l'approximation du champ par son enveloppe. Enfin, des formules analytiques résolues par discrétisation du pas permettent de résoudre rapidement certains problèmes. Ces méthodes de résolution sont décrites dans les paragraphes suivants.

II.2.1 Résolution par différence finie des équations de Maxwell

Les équations de Maxwell telles que données précédemment nécessitent des résolutions numériques avancées. Ces équations tiennent compte de la nature ondulatoire des ondes c'est pourquoi la résolution de ces équations sans approximation est nécessaire lorsque la dimension étudiée est de l'ordre de la longueur d'onde. Pour résoudre ces équations par différence finie des équations différentielles, on distingue deux grands types de simulations, l'un dans le domaine temporel appelé FDTD (Finite Difference Time-Domain) et l'autre dans le domaine fréquentiel appelé FEM (Finite Element Method). La simulation FDTD proposée dans les années 1980 est plus couramment utilisée et présente l'avantage de faciliter la compréhension du problème et de la discrétisation comparativement au passage dans le domaine fréquentiel [TAF80]. La méthode de résolution FDTD est présentée en annexe C. Il existe de nombreux solveurs FDTD payants (RSoft, Lumerical Solutions, Optiwave, ...) mais aussi certains gratuits et libres tel que le logiciel MEEP développé par le MIT [JOHb]. Dans le cadre de cette thèse, l'outil MEEP a été évalué pour simuler l'interaction laser-silicium et des résultats seront montrés par la suite.

II.2.2 Résolution par la méthode Split-Step Fourier de l'équation de Schrödinger

La résolution de l'équation de Schrödinger est souvent réalisée par la méthode de Fourier à pas divisés (SSFM : Split-Step Fourier Method). Cette méthode consiste à discrétiser l'axe de propagation du faisceau. Le calcul de la propagation se fait sur chaque pas discret en deux étapes indépendantes séparant la contribution linéaire de celle non-linéaire

(annexe D). La résolution par la méthode de Fourier à pas divisés symétriques permet de résoudre l'équation de Schrödinger avec une bonne précision et un temps de calcul adapté pour pouvoir simuler la propagation sur des distances de plusieurs mètres. Ainsi, l'équation de Schrödinger est particulièrement bien adaptée pour la propagation dans des guides d'onde. Cependant, contrairement à la résolution des équations de Maxwell par FDTD, la nature vectorielle du champ n'est pas prise en compte. Par conséquent, la simulation des effets de biréfringences dépendant de la polarisation ne peut se faire.

II.2.3 Résolution analytique par discrétisation

Pour la simulation de l'interaction laser sur un matériau non-diélectrique, l'équation de Schrödinger classique (Equation (II-39)) discutée précédemment ne comprend pas tous les termes nécessaires. En effet, lors de l'interaction avec le silicium, le faisceau est focalisé dans celui-ci, il faut donc tenir compte de la dépendance spatiale du faisceau. Pour ce faire des équations de Schrödinger étendues à 3+1Dimensions existent (Equation (II-40)) avec des méthodes de résolutions similaires à la méthode de Fourier à pas divisés. Il faut aussi ajouter à l'équation les termes de déplétion du signal correspondant à l'absorption à 2-photons et à l'absorption par les porteurs de charges. La résolution de l'équation de Schrödinger étendue devient alors plus compliquée et consommatrice en temps de calcul. Ainsi, pour l'interaction laser-silicium avec des puissances laser bien inférieures aux mécanismes d'avalanches et seuil de dommage, des équations analytiques différentielles peuvent être utilisées pour simuler la déplétion du signal et la génération de charges. Ces équations peuvent être résolues par discrétisation du temps et de l'espace sans passage dans l'espace de Fourier ; par conséquent, de nombreux langages de simulation sont utilisables. De plus, l'incorporation de l'effet d'auto-focalisation par effet Kerr et de dé-focalisation par effet plasma peut être envisagée par l'utilisation des matrices de transfert optique. Cette approche sera détaillée dans le paragraphe II.4.3 car un code de simulation basé sur ce principe a été développé.

II.2.4 Conclusion

La deuxième partie de ce chapitre a présenté les méthodes de résolution des équations de propagation et de l'interaction laser/matière. Chacune d'elles présente des domaines d'applicabilité préférables avec des avantages et limitations résumés dans le tableau ci-dessous. Les deux parties suivantes sont portées sur l'utilisation de ces équations et outils de résolution numérique, pour la simulation de la propagation d'impulsions femtoseconde dans une fibre PCF dans un premier temps, et pour l'interaction avec le silicium dans un second temps.

	Equations de Maxwell tenant compte des champs électromagnétiques	Equations différentielles tenant compte de l'enveloppe du champ électrique
Méthodes de résolution	Résolution des modes propres des équations de Maxwell +	Résolution de l'évolution de l'enveloppe du champ électrique (sans le terme d'oscillation) -
Outils de résolution	Résolution par différences finies (FDTD, FEM) Outils gratuits et payants +	Résolution par discrétisation spatio-temporelle (SSFM) Outils gratuits et payants Possibilité de faire son propre outil de résolution ++
Limites spatiales du domaine d'étude	Quelques longueurs d'onde -	Plusieurs ordres de grandeurs (jusqu'à 10^6 fois la longueur d'onde) +
Temps de calcul	Plusieurs heures -	Quelques minutes +
Effets liés à la polarisation	Pris en compte +	Non considéré -

Tableau II-6 : Avantages et limitations des différentes approches pour la résolution des équations de propagation

II.3 Modélisation de la propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes par méthode Split-Step Fourier dans une fibre photonique à cœur creux

Dans le premier chapitre, il a été discuté l'intérêt d'utiliser des fibres photoniques à cœur creux pour transporter des impulsions femtoseconde grâce à la faible non-linéarité de ces fibres (Figure I-41). L'objectif de la troisième partie de ce chapitre est de mettre en application l'équation de Schrödinger et la méthode de résolution de Fourier par pas divisés pour décrire et modéliser la propagation dans ces fibres PCF. La validation de l'outil de modélisation pour ces fibres permet de comprendre les mécanismes en jeu et les prédire afin de maîtriser leur utilisation.

II.3.1 Propriétés d'une fibre microstructurée air-silice à cœur creux

Avant la modélisation, quelques propriétés de ces fibres sont importantes à connaître. Dans le premier chapitre, plusieurs types de fibres photoniques ont été présentés mais l'étude dans le cadre de cette thèse porte plus particulièrement sur les fibres PCF à réseaux de trous d'air avec un cœur central creux. La structure géométrique de ces fibres est la suivante :

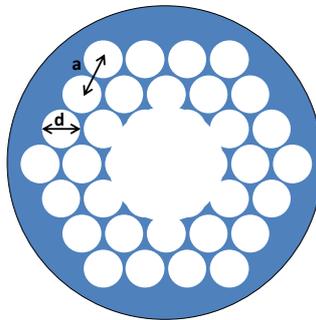


Figure II-3 : Schéma d'une fibre HC-PCF

Elles sont constituées d'un réseau triangulaire de trous d'air de pas a avec des trous de diamètre d . Le cœur est ici composé de l'omission de 7 cellules.

Il existe aussi des fibres avec omission de 19 cellules (Figure II-4) [ROB09].

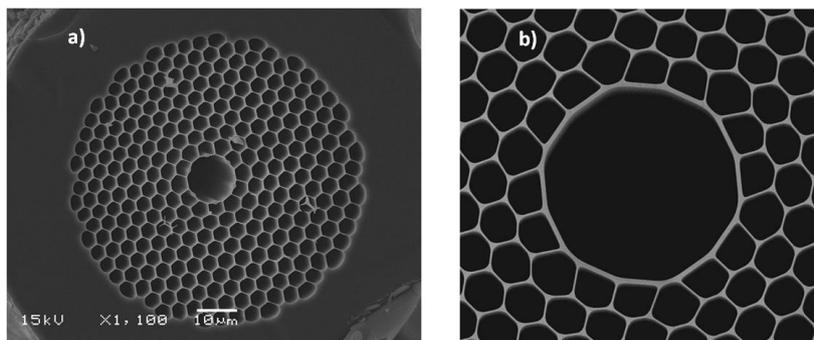


Figure II-4 : Fibre HC-PCF avec cœur de a) 7 cellules et b) 19 cellules [ROB09]

Le mode de guidage se fait par bande interdite photonique et non plus avec réflexion totale par différence d'indice. La première question est donc de savoir sur quelle bande la propagation dans le cœur d'air est possible pour connaître l'atténuation et la dispersion. Pour répondre à cette question, il faut trouver les vecteurs propres et les valeurs propres des équations de Maxwell.

Pour chaque vecteur d'onde k , les valeurs propres $\omega_n(k)$ doivent être connues. La résolution dans le domaine fréquentiel est particulièrement bien adaptée au calcul des bandes de structure photonique ; on peut citer le logiciel libre MPB développé par le MIT [JOHa]. Les modes sont des modes de Bloch exprimant le champ électromagnétique comme une onde plane modulée par une fonction périodique. Pour les fibres PCF, pour obtenir le diagramme de bande il faut résoudre les fréquences pour chaque vecteur d'onde k_z (vecteur dans la direction de propagation). La Figure II-5 montre l'existence d'une bande au dessus de la ligne de l'air ($\omega = ck_z$). Dans cette bande, il y a quatre modes possibles de propagation. La ligne rouge indique le mode dégénéré avec une symétrie correcte pour coupler l'onde. Les lignes au dessus (bleue et verte) correspondent aux trois autres modes avec d'autres symétries ne permettant pas le couplage de l'onde. L'intensité calculée du mode pour le couplage montre que la lumière est confinée dans le cœur d'air de la fibre PCF.

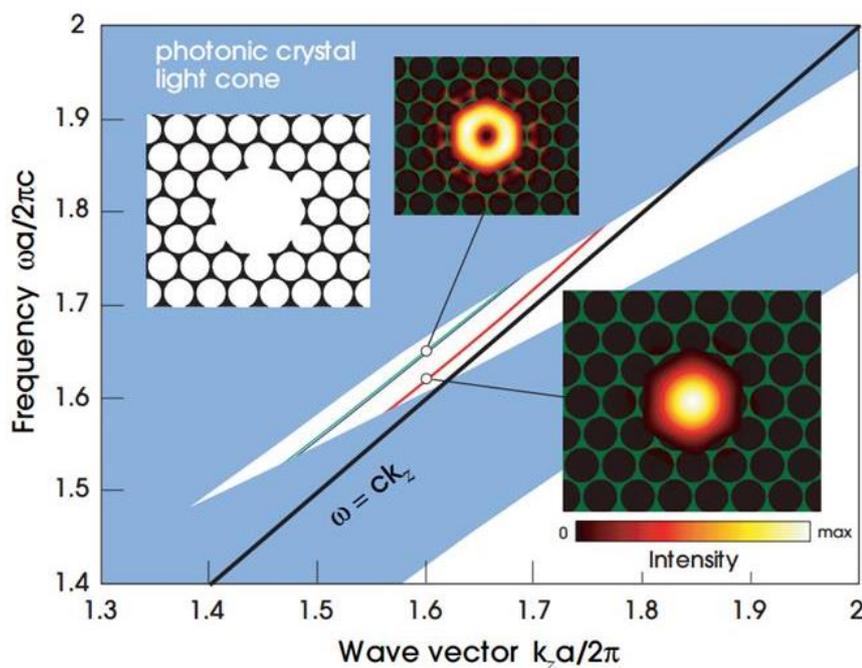


Figure II-5 : Diagramme de bandes et intensité des modes correspondants pour une fibre HC-PCF (rayon du cœur = 1,4a) [JOA07]

En réduisant le rayon du cœur de la fibre PCF, il y a apparition de modes de surface et le mode est moins confiné. Ces modes en surface sont à l'origine des pertes dans les fibres dues à la diffusion Rayleigh. Ainsi, en augmentant la taille du cœur et passant de 7 à 19 cellules, les pertes baissent de 13dB/km[SMI03] à 1,2dB/km [MAN04]. En théorie si 99,8% de la

lumière peut se propager dans l'air, les pertes seraient de 0,2dB/km à 1600nm [ROB05], atténuation inférieure aux fibres conventionnelles. Un effet inverse est cependant à prendre en compte car en augmentant la taille du cœur, la fibre devient plus sensible aux pertes par courbure.

Après la résolution des vecteurs et valeurs propres pour la géométrie étudiée, la dispersion de la fibre peut être évaluée numériquement ainsi que l'aire effective du mode. Des techniques expérimentales permettent de valider et confronter les résultats numériques. En outre, comme plus de 90% de la lumière est confinée dans l'air, on peut supposer que la non-linéarité de la fibre est principalement causée par l'air. La valeur de l'indice non-linéaire de ces fibres est très proche de l'air (Tableau II-3 où $n_2 = 3,02 \times 10^{-23} m^2/W$) et l'effet SRS de l'air (Tableau II-5) est pris en compte pour les simulations qui vont suivre.

II.3.2 Présentation de l'outil Fiberdesk

L'outil Fiberdesk [FIB] a été utilisé pour réaliser les simulations. Cet outil adapté aux simulations des phénomènes ultrarapides dans les fibres optiques est basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger (Equation (II-39)) avec prise en compte des effets Kerr et Raman. La dispersion de la fibre est donnée en rentrant les coefficients de Taylor ou les coefficients de l'équation de Sellmeier (Equation (II-23)).

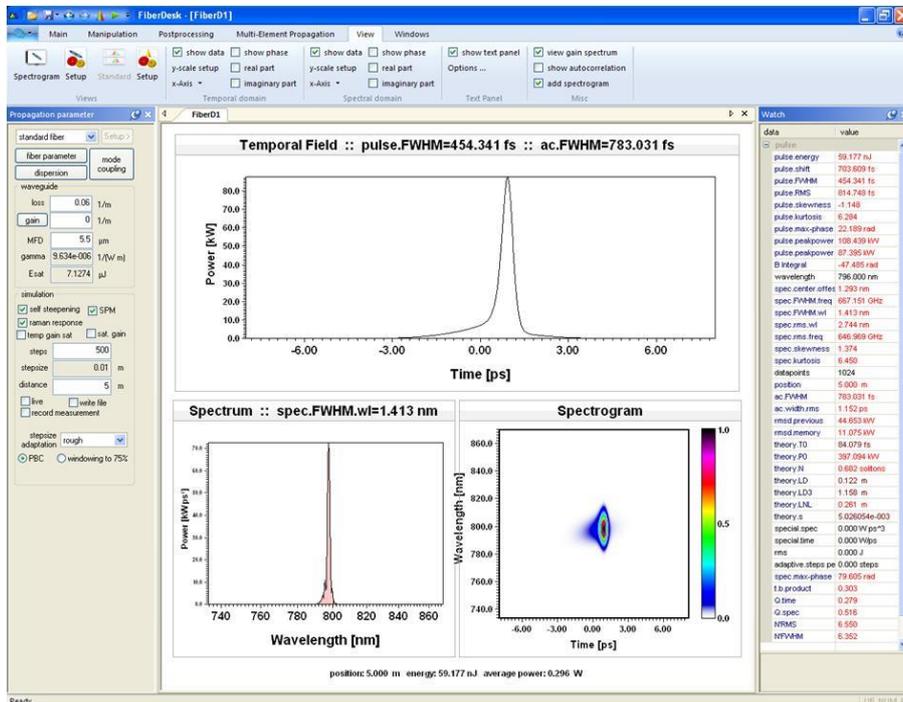


Figure II-6 : Logiciel de simulation Fiberdesk [FIB]

La forme temporelle de l'impulsion et le spectre sont calculés le long de la propagation dans la fibre discrétisée en un certain nombre de pas. La partie suivante présente la simulation effectuée pour une fibre HC-PCF.

II.3.3 Résultats de simulation

L'objectif est de valider l'outil de simulation pour des fibres HC-PCF en validant notamment le choix des coefficients non-linéaires Kerr et Raman. Pour cela, nous allons comparer les résultats fournis par l'outil à des résultats expérimentaux issus de la littérature. La fibre considérée est centrée à 1500nm et a fait l'objet d'une étude par Ouzounov démontrant la génération de solitons mégawatts [OUZ03]. Tout d'abord, à partir des mesures effectuées dans ces travaux, les coefficients de la série de Taylor de la dispersion sont trouvés par ajustement. La Figure II-7 montre la courbe obtenue à partir des points de mesure.

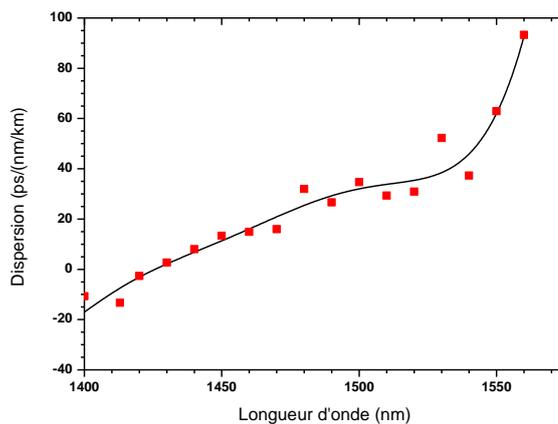


Figure II-7 : Courbe de correspondance de la dispersion d'une fibre HC-PCF mesurée par [OUZ03]

La dispersion passe par zéro vers 1420nm et est anormale au-delà. C'est dans ce régime de dispersion anormale que les solitons peuvent être créés. Ainsi, la longueur d'onde du laser est ajustée à 1470nm pour des impulsions gaussiennes de 110fs. La longueur de la fibre est de 3m et le diamètre du mode de 9 μ m. En utilisant pour la simulation 100 pas soit 30mm par pas, la simulation donne des résultats proches des mesures de [OUZ03] (Figure II-8).

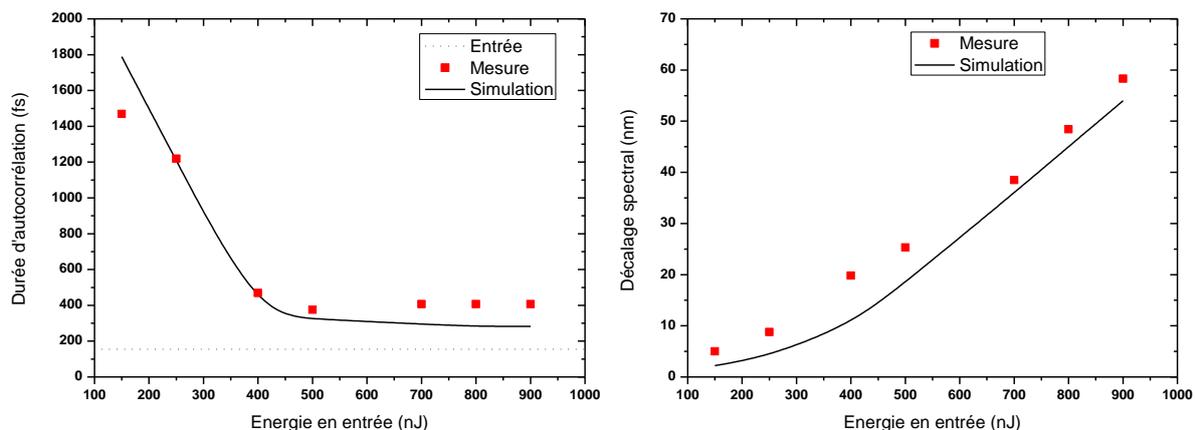


Figure II-8 : Durée d'autocorrélation et décalage spectral simulés et comparés aux mesures de [OUZ03] dans une fibre HC-PCF de 3m à 1470nm

Les simulations montrent l'effet couplé de la SPM et de la dispersion permettant de comprimer temporellement les impulsions jusqu'à l'apparition d'un soliton. D'autre part, la

diffusion Raman de l'air décale le soliton vers des longueurs d'onde plus grandes jusqu'à 55nm pour la simulation et 60nm pour les mesures à 900nJ. La simulation du décalage spectral montre des résultats légèrement en dessous des mesures. Cette tendance peut être expliquée par le fait que l'on utilise la réponse Raman de l'air atmosphérique alors que 100% de la lumière ne se propage pas dans l'air mais interagit avec la silice.

II.3.4 Conclusion

La troisième partie de ce chapitre a montré la validité de l'outil de simulation pour la propagation d'impulsions femtoseconde dans des fibres HC-PCF. Les paramètres du réseau photonique vont influencer la bande de transmission, l'air effective du mode et la dispersion de celle-ci. Le calcul numérique de la dispersion nécessite de résoudre les équations de Maxwell pour connaître la bande de propagation dans l'air. La dispersion peut aussi être mesurée expérimentalement, plusieurs méthodes existent et l'une d'elle a été démontrée dans le cadre de cette thèse pour caractériser une fibre centrée à 1300nm. Connaissant ces paramètres, la forme temporelle et le spectre mesurés en sortie de fibre peuvent être confrontés aux simulations basées sur la résolution de l'équation de Schrödinger.

II.4 Modélisation de l'interaction laser-silicium

Après la modélisation de l'interaction laser avec une fibre optique, le second milieu soumis aux impulsions laser dans notre travail est le circuit intégré à tester. La quatrième partie de ce chapitre aborde donc l'interaction entre des impulsions laser femtoseconde et le silicium constituant nos circuits étudiés. L'objectif est de montrer les mécanismes d'interaction et d'identifier ceux qui prédominent suivant les paramètres en entrée. Deux modélisations différentes seront présentées. La première concerne la résolution des équations de Maxwell par FDTD et la seconde la résolution d'équations analytiques par discrétisation du pas. Mais, il convient tout d'abord de décrire les conditions dans lesquelles sont réalisées les modélisations.

II.4.1 Description des paramètres de l'étude

L'interaction laser-silicium étudiée se place dans le contexte du test non-linéaire de circuits par laser. Par conséquent, le faisceau laser est focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une lentille ou plus communément d'un objectif de microscope. On utilise fréquemment pour son pouvoir de résolution un objectif à fort grossissement (100x) et à forte ouverture numérique (0,7). On considère des tests non-destructifs où l'objectif est de créer localement des porteurs de charges. Par conséquent, les puissances crêtes laser incidentes sont de l'ordre de quelques kilowatts. On considère aussi une analyse par la face arrière du composant où le faisceau se propage dans le substrat en silicium jusqu'aux couches actives. On peut ainsi schématiser notre étude par la Figure II-9 suivante :

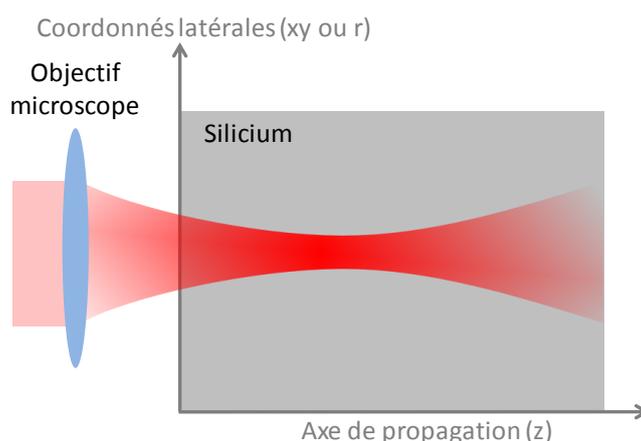


Figure II-9 : Schéma de l'étude de l'interaction laser-silicium

Les couches d'oxydation et de métallisation présentes au-delà de la couche active ne sont pas représentées sur ce schéma de modélisation. L'effet de ces couches n'est pas pris en compte ici dans ces modélisations. On utilise pour le silicium l'indice de réfraction et la dispersion qui ont été présentés dans la première partie de ce chapitre (Tableau II-2 et Figure II-1). Il en

va de même pour l'indice non-linéaire (Tableau II-3), le coefficient d'absorption à 2-photons (valeur de Boyd du Tableau II-4) et la réponse Raman (Tableau II-5).

Les premières modélisations effectuées et réalisées avec l'outil MEEP sont décrites dans le paragraphe suivant.

II.4.2 Simulation par différence finie dans le domaine temporel (FDTD)

II.4.2.1 Présentation de l'outil MEEP

Le logiciel libre MEEP a été utilisé pour résoudre les équations de Maxwell par FDTD. Ce programme fonctionne sous le système d'exploitation libre GNU/Linux. La définition de tous les paramètres de modélisation se fait à l'aide de l'écriture d'un script au format « Scheme » [JOHb]. Le milieu étudié peut être dispersif et anisotrope pour la permittivité $\varepsilon(\omega)$ et la perméabilité $\mu(\omega)$. De plus, les conductivités électrique et magnétique ainsi que les effets non-linéaires instantanés Kerr et Pockels peuvent être inclus. Les conditions aux limites dans l'espace du calcul sont incluses grâce à l'utilisation de couches PML (Perfectly Matched Layer) parfaitement absorbantes pour les ondes électromagnétiques. Pour gagner en temps de calcul, les symétries peuvent être ajoutées. Par contre, le maillage est uniforme ce qui limite le domaine de calcul à quelques longueurs d'onde avec un ordinateur standard. La modélisation repose sur la résolution de l'équation suivante [OSK10] (basée sur les équations (II-6) et (II-13) :

$$D_i - P_i = \varepsilon^{(1)} E_i + \chi_i^{(2)} E_i^2 + \chi_i^{(3)} |E|^2 E_i \quad (\text{II-41})$$

L'équation (II-41) est une équation cubique qui n'est pas résolue exactement dans MEEP. Une approximation de Padé en série de puissance pour le champ électrique est utilisée :

$$E_i = \left[\frac{1 + \left(\frac{\chi^{(2)}}{[\varepsilon^{(1)]^2} \tilde{D}_i} \right) + 2 \left(\frac{\chi^{(3)}}{[\varepsilon^{(1)]^3} \|\tilde{D}\|^2} \right)}{1 + 2 \left(\frac{\chi^{(2)}}{[\varepsilon^{(1)]^2} \tilde{D}_i} \right) + 3 \left(\frac{\chi^{(3)}}{[\varepsilon^{(1)]^3} \|\tilde{D}\|^2} \right)} \right] [\varepsilon^{(1)}]^{-1} \tilde{D}_i \quad (\text{II-42})$$

Ainsi, les effets non-instantanés de type Raman mais surtout la partie imaginaire de $\chi^{(3)}$ liée à l'absorption à 2-photons n'est pas présente dans la résolution. Ceci constitue donc une limitation importante pour la résolution de notre problème puisque la déplétion du signal ainsi que l'effet plasma ne seront pas pris en compte. Cependant, nous présentons ici des résultats de simulations intéressants qui expliquent certains effets de notre problème.

II.4.2.1 Paramètres de simulation

On définit en entrée l'amplitude gaussienne du champ électrique par l'expression suivante :

$$E(r, z, t) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-ikz - ik \frac{r^2}{2R(z)} + i\xi(z)\right) \exp\left(-2\ln 2 \frac{t^2}{t_p^2}\right) \quad (\text{II-43})$$

où $w(z)$ est le rayon du faisceau à $1/e^2$, k le vecteur d'onde défini par $k = n \frac{2\pi}{\lambda}$, $R(z)$ le rayon de courbure, $\xi(z)$ la phase de Gouy et t_p la durée de l'impulsion (largeur à mi-hauteur). Le rayon minimal du faisceau (« waist ») après une lentille de focale f et de diamètre D est :

$$w_0 = 2 \frac{\lambda f}{\pi D} \quad (\text{II-44})$$

Le rayon du faisceau à une distance z du waist est donné par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{\left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right]} \quad (\text{II-45})$$

où z_R est la longueur de Rayleigh dont l'expression est la suivante :

$$z_R = n \frac{\pi w_0^2}{M^2 \lambda} \quad (\text{II-46})$$

Le paramètre M^2 introduit est le facteur de qualité du faisceau. Pour un faisceau parfaitement gaussien (mode TEM₀₀) ce facteur est égal à 1. On considère dans ces simulation que $M^2 = 1$.

Le rayon de courbure est quant à lui donné en fonction de la longueur de Rayleigh z_R :

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad (\text{II-47})$$

La phase de Gouy valant 0 au point focal ($z = 0$) et tendant vers π en s'éloignant est donné par :

$$\xi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (\text{II-48})$$

On peut noter que dans ces expressions, la position du point focal est en $z = 0$. On définit donc en réalité le point focal à une distance z_f en remplaçant z par $z - z_f$.

Le domaine en 3D de simulation est restreint à $8 \times 8 \times 16 \mu\text{m}$ (4h de calcul pour une résolution de 25pixels/ μm). L'ensemble des paramètres est donné dans le tableau suivant :

Laser		Objectif 100x		Silicium		Simulation	
λ	1300nm	NA	0,7	n	Tableau II-2	xy	$8 \times 8 \mu\text{m}$
t_p	200fs	f	2mm	n_2	Tableau II-3	z	$16 \mu\text{m}$
Polarisation	Ex	D	2,8mm			PML	$1 \mu\text{m}$
E	variable	z_f	$7 \mu\text{m}$			Résolution	variable

Tableau II-7 : Paramètres de simulation sous MEEP

II.4.2.2 Résultats de simulation

On réalise dans un premier temps des simulations pour une énergie de 1nJ avec une résolution de 25pixels/ μm . La densité d'énergie du champ électrique ($\vec{E}^* \times \vec{D}/2$) résultante dans les directions x et y et suivant l'axe de propagation z est donnée sur la figure suivante :

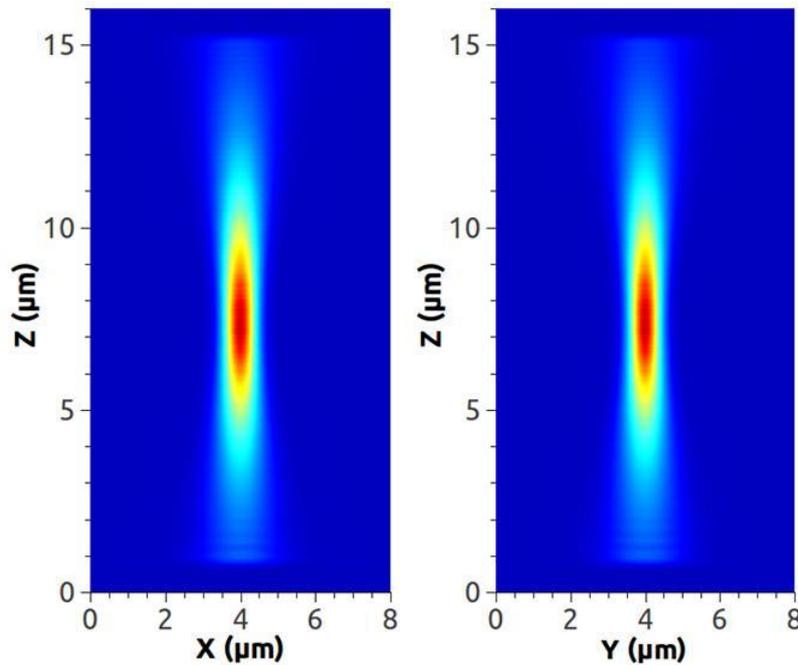


Figure II-10 : Densité d'énergie du champ électrique pour une énergie en entrée de 1nJ

Dans ces conditions, on n'observe aucun effet d'autofocalisation Kerr. En effet, la simulation est aussi réalisée sans effet Kerr ($\chi^{(3)} = 0$) et en calculant le rayon du faisceau suivant l'axe de propagation on n'observe aucune différence avec et sans $\chi^{(3)}$ (Figure II-11) :

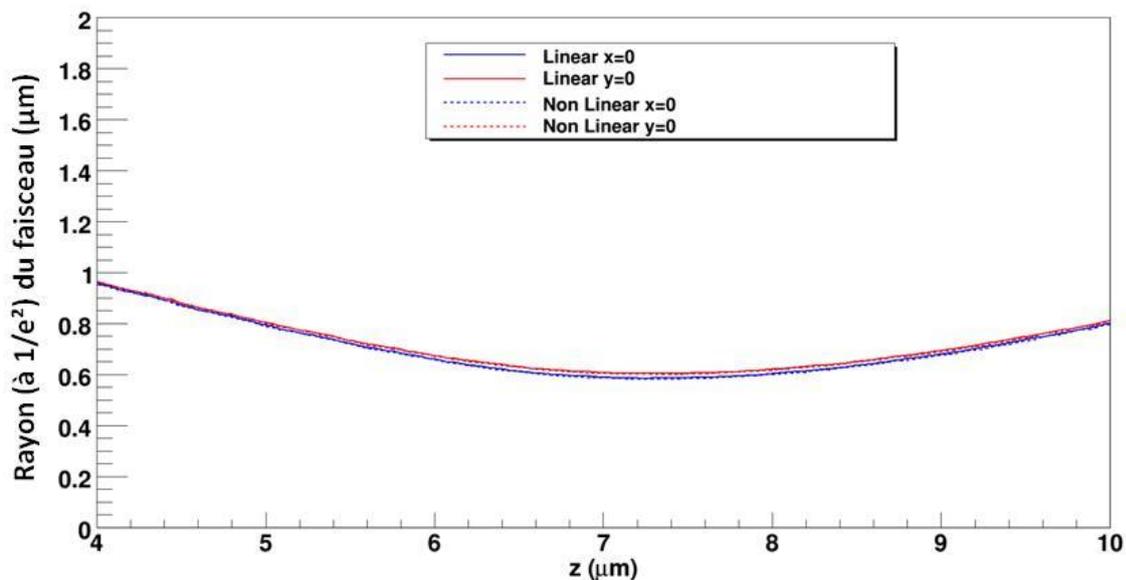


Figure II-11 : Rayon du faisceau avec (traits pleins) et sans (pointillés) effets non-linéaires pour une énergie de 1nJ

On peut noter que le rayon du faisceau au point focal est de 600nm, en accord avec l'équation (II-44). L'observation spatiale est aussi validée par l'évolution du spectre de l'impulsion au cours de la propagation ne présentant pas d'effet SPM visible (Figure II-12) :

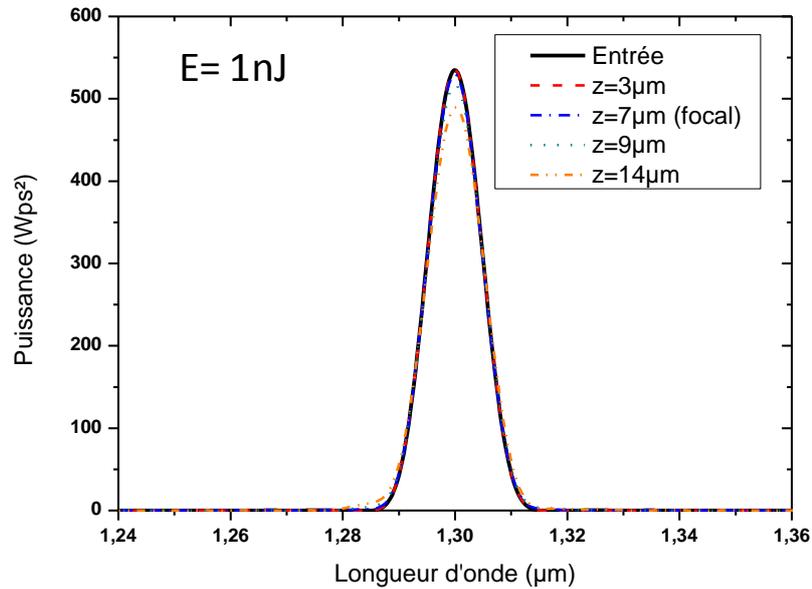


Figure II-12 : Spectre simulé (MEEP) de l'impulsion laser d'énergie 1nJ avec le point focal à 7µm

En augmentant l'énergie à 3nJ, on observe alors l'apparition de l'auto-focalisation. La figure suivante montre que le rayon du faisceau au plus petit passe de 600nm à 450nm avec un léger décalage en profondeur (300nm) du point où le rayon est minimal.

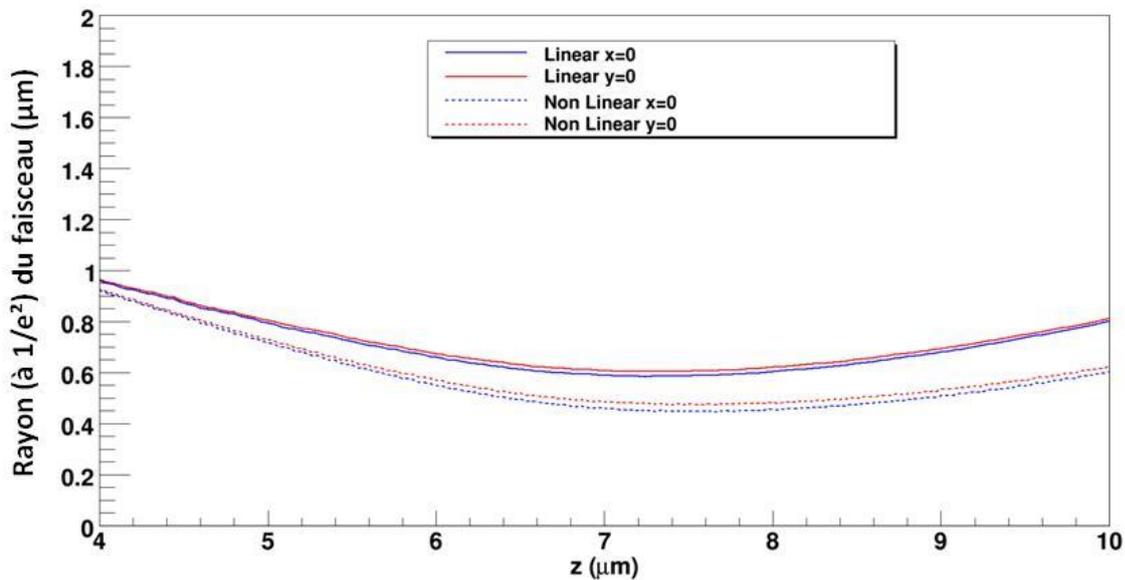


Figure II-13 : Rayon du faisceau avec (traits pleins) et sans (pointillés) effets non-linéaires pour une énergie de 3nJ

On augmente encore l'énergie de l'impulsion laser à 10nJ dans les mêmes conditions que précédemment et on obtient la densité d'énergie représentée sur la Figure II-14.

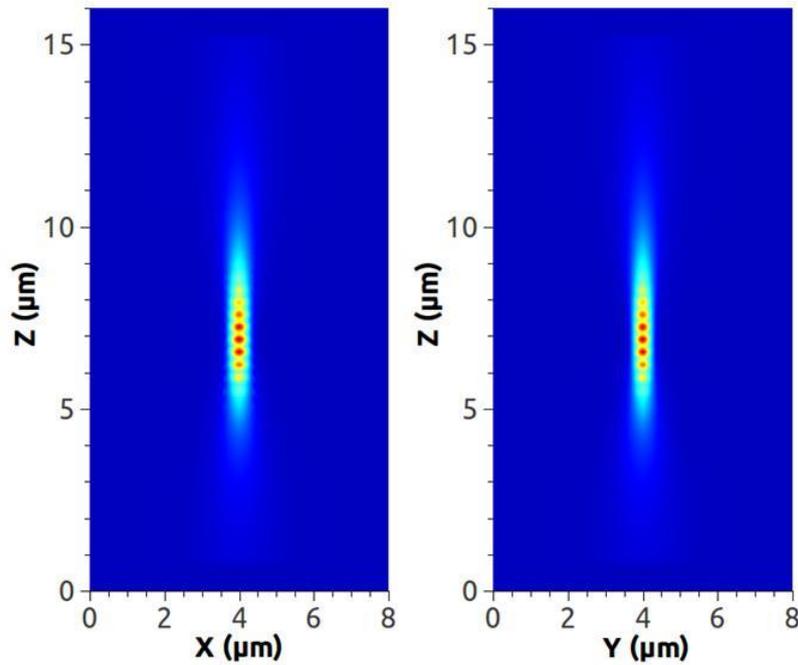


Figure II-14 : Densité d'énergie du champ électrique pour une énergie en entrée de 10nJ avec une résolution de 25pixels/μm

On observe aussi l'apparition d'un rétrécissement latéral caractéristique d'une autofocalisation Kerr. On peut aussi observer que la densité d'énergie longitudinale présente des discontinuités. Ceci est en fait du à l'utilisation d'une résolution qui devient alors insuffisante. En augmentant la résolution à 30pixels/μm on obtient une densité d'énergie continue (Figure II-15) :

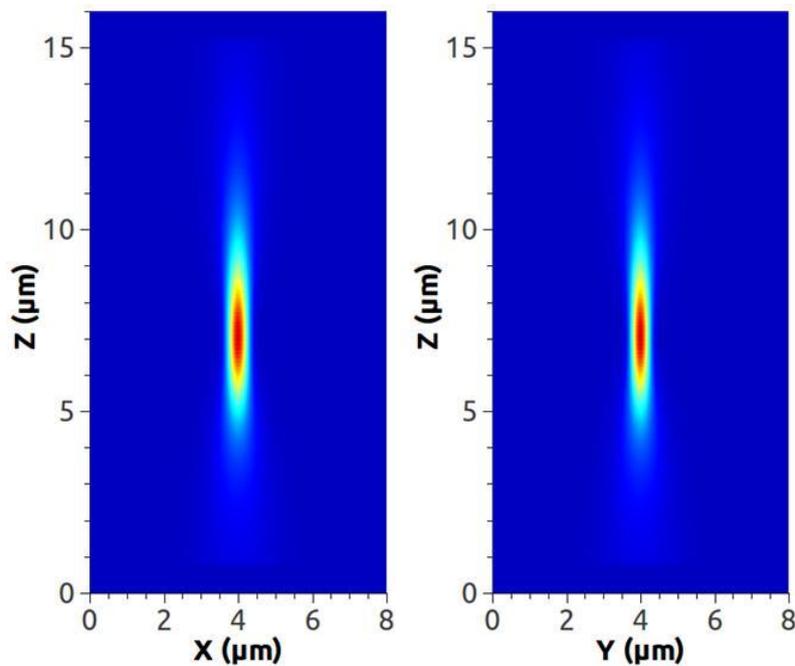


Figure II-15 : Densité d'énergie du champ électrique pour une énergie en entrée de 10nJ avec une résolution de 30pixels/μm

L'autofocalisation engendre une diminution du rayon du faisceau passant alors de 600nm à 350nm soit un gain significatif de 1,7 fois.

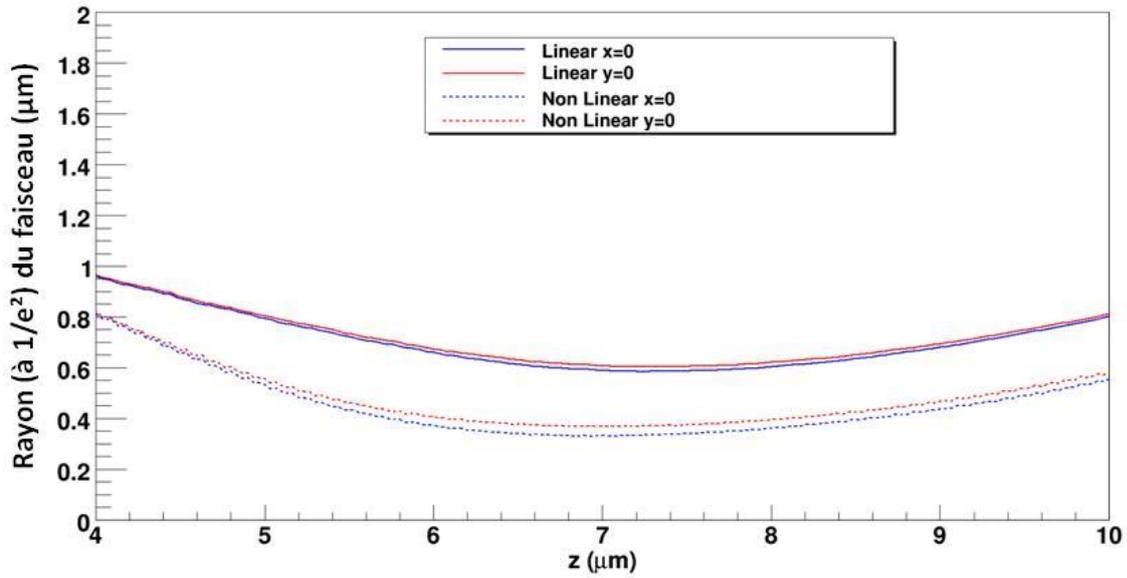


Figure II-16 : Rayon du faisceau avec (traits pleins) et sans (pointillés) effets non-linéaires pour une énergie de 10nJ

Cette observation est corrélée au spectre de l'impulsion au cours de la propagation. La Figure II-17 montre l'apparition de l'effet SPM avec l'élargissement et déformation spectrale de l'impulsion au niveau du point focal et après celui-ci.

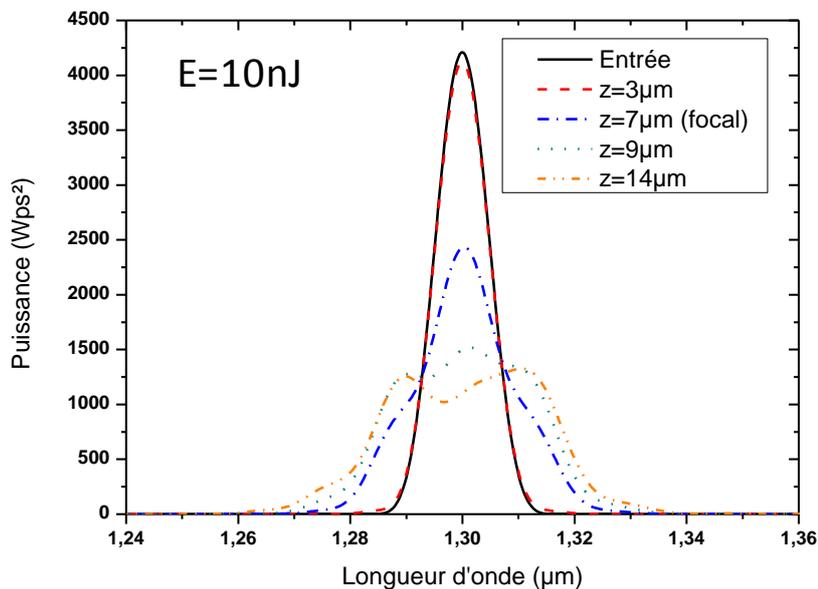


Figure II-17 : Spectre simulé (MEEP) de l'impulsion laser d'énergie 10nJ avec le point focal à 7μm

Cependant, seuls les effets de la dispersion et SPM sont pris en compte dans MEEP. Les effets non instantanés comme l'effet Raman ne sont pas considérés intrinsèquement car ceci nécessiterait de modéliser les populations des états atomiques vibrationnels.

On réalise ainsi une simulation basée sur l'équation de Schrödinger en détournant l'utilisation habituelle de l'outil Fiberdesk. En effet, pour tenir compte de l'évolution spatiale de l'impulsion, on réalise une simulation par multiéléments en découpant l'axe de propagation en guides d'onde de diamètres différents correspondant à la taille du faisceau mesurée sous MEEP (Figure II-18) :

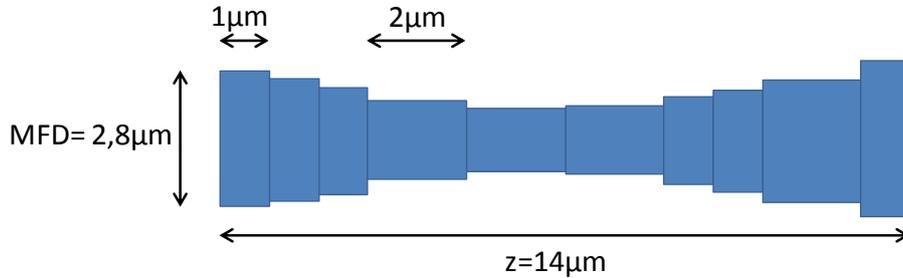


Figure II-18 : Discrétisation de l'axe de propagation pour la simulation sous Fiberdesk

On inclut la dispersion du silicium grâce aux coefficients de Sellmeier comme pour la simulation avec MEEP. Avec une énergie de 10nJ sans ajout des effets Raman, on obtient les spectres de la Figure II-19 en très bon accord avec les spectres obtenus sous MEEP (Figure II-17). La largeur spectrale augmente ainsi de 12,5nm à 45nm pour la propagation d'une impulsion de 10nJ dans 14µm de silicium avec le point focal à 7µm. La durée de l'impulsion reste quant à elle inchangée à 200fs.

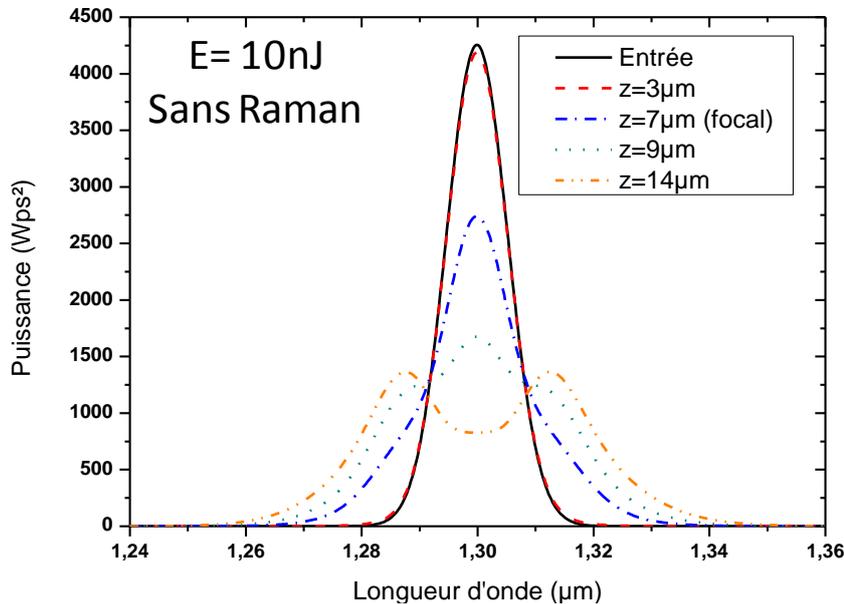


Figure II-19 : Spectre simulé (Fiberdesk) sans Raman de l'impulsion laser d'énergie 10nJ

On ajoute ensuite la réponse Raman du silicium (Tableau II-5) dans la résolution de l'équation de Schrödinger. On obtient les spectres représentés sur la Figure II-20.

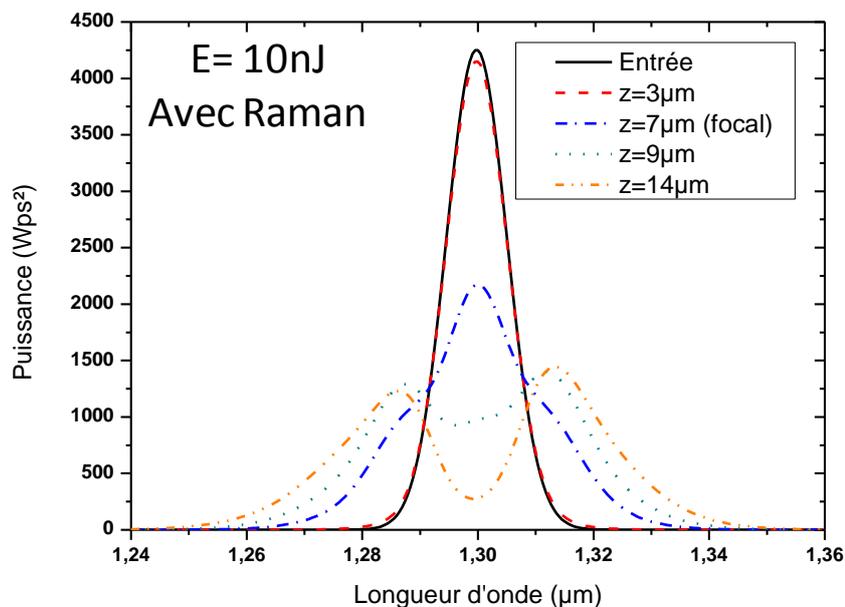


Figure II-20 : Spectre simulé (Fiberdesk) avec Raman de l'impulsion laser d'énergie 10nJ

On observe une légère augmentation de la largeur spectrale de 45nm sans Raman à 50nm avec la réponse Raman. De plus, le spectre n'est plus symétrique avec plus de puissance vers les plus grandes longueurs d'onde.

II.4.2.3 Conclusion

Ces simulations nous ont permis d'identifier l'apparition de l'effet Kerr dans le silicium pour des énergies supérieures à 1nJ avec une focalisation à 8µm de profondeur. Pour une énergie de 10nJ, la largeur spectrale passe de 12,5nm à 50nm et le rayon du faisceau de 600nm à 350nm. Avec une longueur d'onde centrale de 1300nm cet élargissement spectral n'est pas trop important pour s'écarter du régime non-linéaire et approcher les 1150nm. Nous avons montré un très bon accord entre des simulations réalisées sous MEEP et sous Fiberdesk. Ceci montre que l'équation de Schrödinger est intéressante pour ce type de problème et présente des résultats équivalents tout en étant rapide. En effet, les simulations sous MEEP nécessitent un temps de calcul d'au moins 4 heures alors que sous Fiberdesk ce temps est réduit à une minute ! En perspective de ce travail, il faudrait considérer la résolution de l'équation de Schrödinger étendue (Equation (II-40)) pour tenir compte de la diffraction et de l'autofocalisation spatiale.

Les résultats sont synthétisés dans le tableau suivant. En fixant le seuil d'apparition des effets SPM comme dans la partie I.3.2.3 , ce seuil se situe à une énergie de 5nJ.

Energie (nJ)	Puissance crête (kW)	Intensité ³ au point focal sans auto-focalisation (GW/cm ²)	Auto-focalisation Kerr	Effet SPM Kerr	Effet plasma
1	5	911	Négligeable	Négligeable	Non simulé
3	15	2734	$\Delta x / \Delta x_0 = 0,75$	$\Delta \phi_{\max} = 0,2\pi$ ($\Delta \lambda / \Delta \lambda_0 = 1,1$)	
5	25	4557	Non simulé	Seuil $\Delta \phi_{\max} = 0,5\pi$ ($\Delta \lambda / \Delta \lambda_0 = 1,7$)	
10	50	9113	$\Delta x / \Delta x_0 = 0,59$	Oui $\Delta \phi_{\max} = 1,5\pi$ ($\Delta \lambda / \Delta \lambda_0 = 4$)	

Tableau II-8 : Seuils simulés d'apparition de l'effet Kerr pour une propagation dans 14 μ m de silicium et avec l'utilisation d'un objectif idéal 100x

Ces conclusions doivent être prises avec parcimonie puisque seule la propagation sur 14 μ m de silicium est considérée car la résolution FDTD limite notre domaine d'étude. Cependant, même si les effets Kerr sont cumulatifs au cours de la propagation, ils seront dominants près du point de focalisation où la densité de puissance est la plus grande. En outre, la principale limitation réside dans le fait que la déplétion du signal par absorption à 2-photons et par porteurs libres n'est pas prise en compte ainsi que l'effet provoqué par ces porteurs de charges. L'objectif du paragraphe suivant est de simuler ces effets complémentaires à l'aide d'équations analytiques.

³ L'intensité pour une impulsion gaussienne est donnée par $I = 2P/(\pi w^2)$ ou w est le rayon du mode, elle est souvent confondue avec $I = P/(\pi w^2)$ valable pour un profil d'intensité rectangulaire

II.4.3 Simulation par résolution semi-analytique

II.4.3.1 Présentation du modèle et des équations

On utilise dans ces simulations seulement l'enveloppe du champ électrique ainsi que des équations analytiques tirées de la littérature. Les équations différentielles décrivant l'évolution de l'intensité et du nombre de charges sont résolues de façon itérative en divisant la distance de propagation en pas dz . Ce type de méthode de résolution a déjà été développé à l'IMS dans des travaux antérieurs [JAU09]. La contribution de ce travail porte sur la prise en compte des variations dynamiques de l'indice optique grâce à l'utilisation de matrices de passage ABCD décrites dans les équations qui vont suivre. Le code de simulation a tout d'abord été écrit en langage C en utilisant l'outil Root [CER] pour interpréter, résoudre puis représenter les données. Le code a ensuite été transcrit sous Matlab pour créer une interface utilisateur permettant de modifier les paramètres intuitivement et voir l'effet de ceux-ci.

Tout d'abord, l'amplitude gaussienne est définie de manière similaire à l'équation (II-43) par la relation suivante en introduisant le paramètre complexe $q(z)$:

$$E(r, z, t) = \sqrt{\frac{2P_{in}}{\pi w(z)^2}} \exp\left(\frac{-ikr^2}{2q(z)} - 2\ln 2 \frac{t^2}{t_p^2}\right) \quad (\text{II-49})$$

où P_{in} est la puissance crête en entrée, $w(z)$ le rayon du faisceau à $1/e^2$, k le vecteur d'onde défini par $k = n \frac{2\pi}{\lambda}$, t_p la durée de l'impulsion (largeur à mi-hauteur) et $q(z)$ le paramètre complexe défini par :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w(z)^2} \quad (\text{II-50})$$

La propagation des faisceaux peut se faire grâce à l'utilisation de matrices de transfert où chaque élément optique peut être représenté par une matrice ABCD. Un rayon de hauteur h et avec un angle θ par rapport à l'axe de propagation subit une transformation donnée par :

$$\begin{pmatrix} h_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} \quad (\text{II-51})$$

où la matrice ABCD est caractéristique de l'élément optique. Pour une propagation en espace libre sur une distance d , la matrice de transfert est :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II-52})$$

La matrice de passage d'une interface d'un milieu n_1 à un milieu n_2 est donnée par :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \quad (\text{II-53})$$

Il est aussi possible de définir une matrice de passage lorsque l'indice n'est pas uniforme radialement. C'est le cas de l'effet Kerr ou de l'effet plasma où l'indice dépend de l'intensité

du faisceau qui est plus grande au centre de celui-ci. Pour un profil radial d'intensité gaussien, ces matrices sont données par [SIE90] :

$$\text{Si } n(0) > n(r) \text{ pour } r \neq 0 : \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{d}{l}\right) & l \sin\left(\frac{d}{l}\right) \\ -\frac{1}{l} \sin\left(\frac{d}{l}\right) & \cos\left(\frac{d}{l}\right) \end{pmatrix} \quad (\text{II-54})$$

$$\text{Si } n(0) < n(r) \text{ pour } r \neq 0 : \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh\left(\frac{d}{il}\right) & il \sinh\left(\frac{d}{il}\right) \\ -\frac{1}{il} \sinh\left(\frac{d}{il}\right) & \cosh\left(\frac{d}{il}\right) \end{pmatrix} \quad (\text{II-55})$$

où le paramètre l vaut :

$$l = w(z) \sqrt{\frac{n(0)}{2 \times |n(\infty) - n(0)|}} \quad (\text{II-56})$$

Pour le paramètre complexe q la transformation par la matrice ABCD est exprimée par :

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (\text{II-57})$$

L'intensité est calculée à partir de l'équation (II-49) :

$$I(r, z, t) = |E(r, z, t)|^2 \quad (\text{II-58})$$

Cette intensité diminue au cours de la propagation du fait de l'absorption linéaire, l'absorption à 2-photons et l'absorption par les porteurs de charges générés :

$$\frac{dI(r, z, t)}{dz} = -\alpha I(r, z, t) - \beta I^2(r, z, t) - \sigma N(r, z, t) I(r, z, t) \quad (\text{II-59})$$

Les équations de Drude-Lorentz (Equations (II-32) et (II-33)) décrivent quant à elles la variation de l'absorption $\Delta\alpha_{FC}$ et de l'indice Δn_{FC} en fonction de la concentration en électrons et trous. Une dérivation empirique de ces équations pour une longueur d'onde de 1300nm existe dans la littérature [SOR87] [REE05]:

$$\Delta\alpha_{FC} = [6,0 \times 10^{-18} \Delta N_e + 4,0 \times 10^{-18} \Delta N_h] \quad (\text{II-60})$$

$$\Delta n_{FC} = -[6,2 \times 10^{-22} \Delta N_e + 6,0 \times 10^{-18} \Delta N_h^{0,8}] \quad (\text{II-61})$$

où ΔN_e et ΔN_h sont respectivement la densité volumique d'électrons et trous en cm^{-3} .

Il existe d'autres expressions empiriques et l'on peut citer d'après [SIN10] :

$$\Delta n_{FC} = -[8,4 \times 10^{-22} \Delta N_e + 5,6 \times 10^{-22} \Delta N_h] \quad (\text{II-62})$$

Par conséquent, l'effet plasma avec une variation négative sur l'indice, s'oppose à l'effet Kerr. La variation totale de l'indice optique est donc :

$$\Delta n = \Delta n_{Kerr} + \Delta n_{FC} \quad (\text{II-63})$$

De plus, d'après l'équation, (II-60), la section efficace d'absorption est :

$$\sigma = 10 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (\text{II-64})$$

L'absorption est aussi modifiée par l'effet Franz–Keldysh lié à la polarisation du composant mais on néglige cet effet car notre étude porte sur des composants de faible puissance.

En outre, la densité de charges créées est :

$$\frac{dN(r, z, t)}{dt} = \frac{\alpha}{h\nu} I(r, z, t) + \frac{\beta}{2h\nu} I^2(r, z, t) - \frac{N(r, z, t)}{\tau} \quad (\text{II-65})$$

où τ est le temps de recombinaison des charges de l'ordre de 5ns, très long devant la durée de l'impulsion. Par conséquent et dans notre cas d'absorption non-linéaire :

$$\frac{dN(r, z, t)}{dt} = \frac{\beta}{2h\nu} I^2(r, z, t) \quad (\text{II-66})$$

Les équations différentielles (II-59) et (II-66) sont donc résolues en divisant la distance de propagation en pas dz comme le montre la Figure II-21.

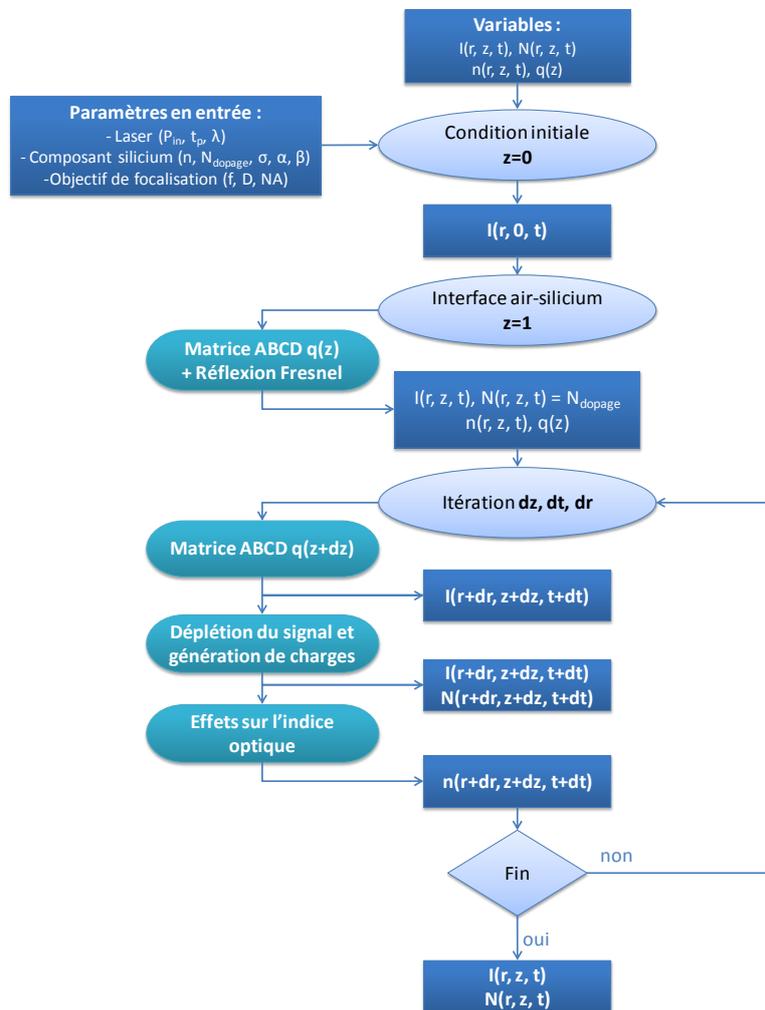


Figure II-21 : Schéma de la méthode de résolution numérique du modèle semi-analytique

L'intensité et le nombre de charges générées sont conservés dans un tableau à 3 dimensions. La condition de départ est de calculer l'intensité à $z = 0$ et d'en déduire le nombre de charges à $z = 0$. En choisissant un pas dz suffisamment petit, les équations (II-59) et (II-66) sont résolues alternativement dans chaque tranche dz . Pour incorporer les effets sur la propagation spatiale du faisceau les matrices ABCD sont utilisées. En entrée, la matrice de passage (II-53)

est appliquée pour l'interface air-silicium. Puis, en fonction du signe de la variation Δn calculée dans la tranche dz , l'une ou l'autre des matrices de transfert (II-54) et (II-55) sont appliquées sur le paramètre complexe q et donc sur le champ $E(r, z, t)$ pour le passage dans la tranche dz suivante.

Le paragraphe suivant présente les résultats obtenus.

II.4.3.2 Résultats de simulation

La simulation est réalisée en focalisant le laser avec un objectif 100x à une profondeur de $50\mu\text{m}$ dans le silicium. Les paramètres typiques de simulation sont donnés dans le Tableau II-9 avec une concentration en dopants utilisée dans les semiconducteurs actuels (Figure I-4).

Laser		Objectif 100x		Silicium		Simulation	
λ	1300nm	NA	0,7	n	3,504	r	$10\mu\text{m}$
t_p	150fs	f	2mm	n_2	$2,7 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$	z	$100\mu\text{m}$
E	0,2 à 5nJ	D	2,5mm	β	$4 \times 10^{-12} \text{ m/W}$	Pas latéral	$0,2\mu\text{m}$
T_{Fresnel}	69%	z_f	$50\mu\text{m}$	N_{dopants}	$1 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$	Pas axial	$1\mu\text{m}$
						Pas temporel	1fs

Tableau II-9 : Paramètres de simulation pour la résolution analytique

Certains de ces paramètres seront variés comme l'énergie, l'indice non-linéaire, le coefficient d'absorption à 2-photons ou la concentration en dopants. On peut noter que l'énergie rentrée dans la simulation est celle en sortie d'objectif et on tient ensuite compte de la réflexion de Fresnel à l'interface air-silicium. Pour un rayon arrivant en incidence normale à l'interface de deux milieux d'indices n_1 et n_2 , la réflexion est la même quelque soit la polarisation ; le taux de transmission est alors défini par :

$$T = \frac{4n_1n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (\text{II-67})$$

La transmission est donc de 69% pour une interface air-silicium.

D'autre part, on utilise les équations (II-60) et (II-62) décrivant la variation de l'absorption et de l'indice optique en fonction de la concentration en porteurs de charges.

Avec les paramètres du Tableau II-9 et pour une énergie de 200pJ en sortie d'objectif, on obtient le premier graphique suivant présentant l'intensité de l'impulsion laser (largeur à mi-hauteur de 150fs) le long de sa propagation dans le silicium.

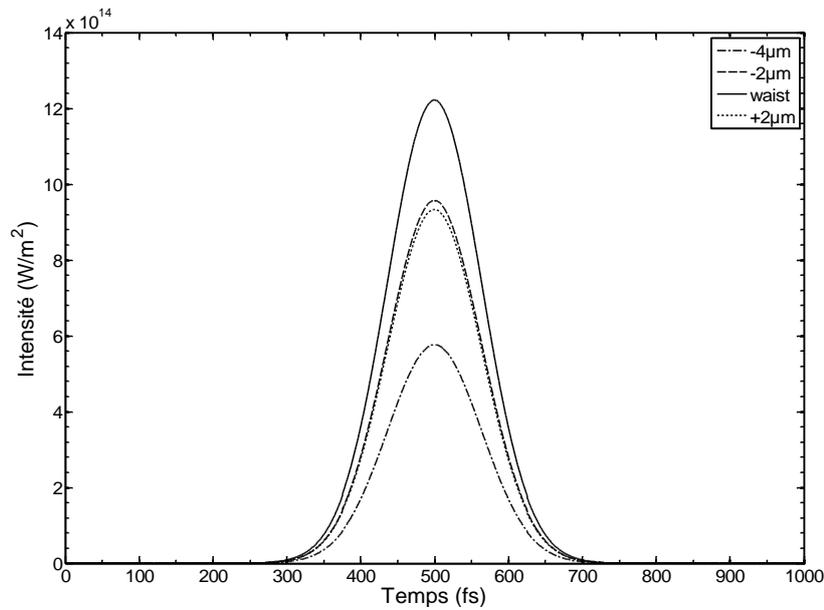


Figure II-22 : Intensité de l'impulsion laser à différentes profondeurs dans le Si pour une énergie de 200pJ
 La position appelée « waist » sur le graphique précédent correspond au point de focalisation où l'intensité est maximale soit à une profondeur de 50µm. On peut noter la légère déplétion du signal au cours de sa propagation puisque l'intensité n'est pas tout à fait symétrique, l'intensité à 48µm étant légèrement supérieure à celle à 52µm. La variation de la densité de charge montre que celle-ci augmente de $10^{24} m^{-3}$ à $3,2 \times 10^{24} m^{-3}$ (Figure II-23).

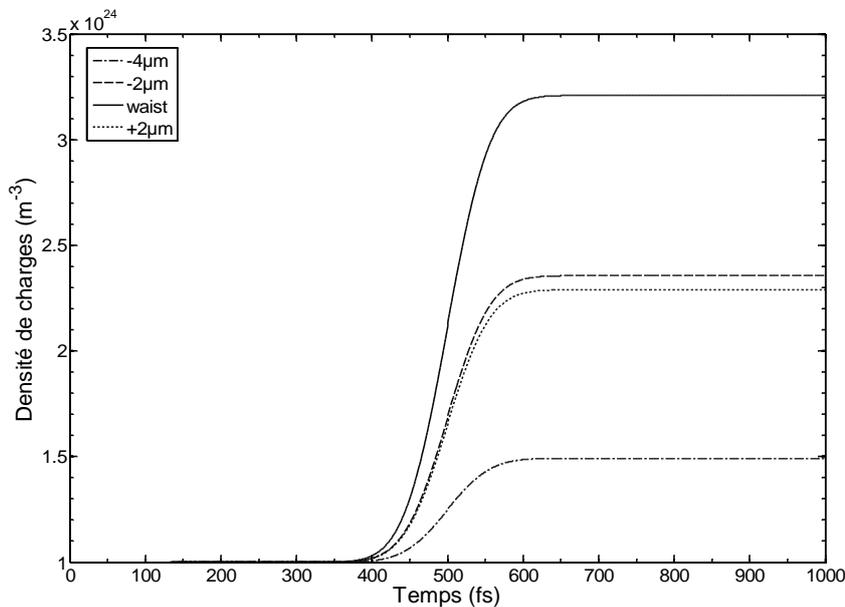


Figure II-23 : Densité de charges en fonction du passage de l'impulsion pour une énergie laser de 200pJ
 L'augmentation du nombre de charges augmente l'absorption et diminue l'indice de réfraction. Dans la simulation, l'indice optique du silicium intrinsèque utilisé est de 3,504 à 1300nm. Cet indice est légèrement modifié par le dopage du silicium avec une valeur de 3,5026 comme le montre la Figure II-24. Puis, avec la propagation de l'impulsion laser, cet indice augmente dans un premier temps du fait de l'effet Kerr et diminue ensuite à cause de la génération de porteurs de charge. Plus l'intensité est grande (plus on se rapproche du point

focal), plus vite l'effet plasma apparaît puisque la diminution de l'indice apparaît plus tôt. L'effet plasma semble donc dominer sur l'effet Kerr à plus forte intensité dans l'hypothèse d'instantanéité des mécanismes. Ce constat se vérifie en augmentant l'énergie de l'impulsion à 1nJ (Figure II-25) puisque à l'instant correspondant au maximum d'intensité (500fs sur le graphique), l'indice est plus faible.

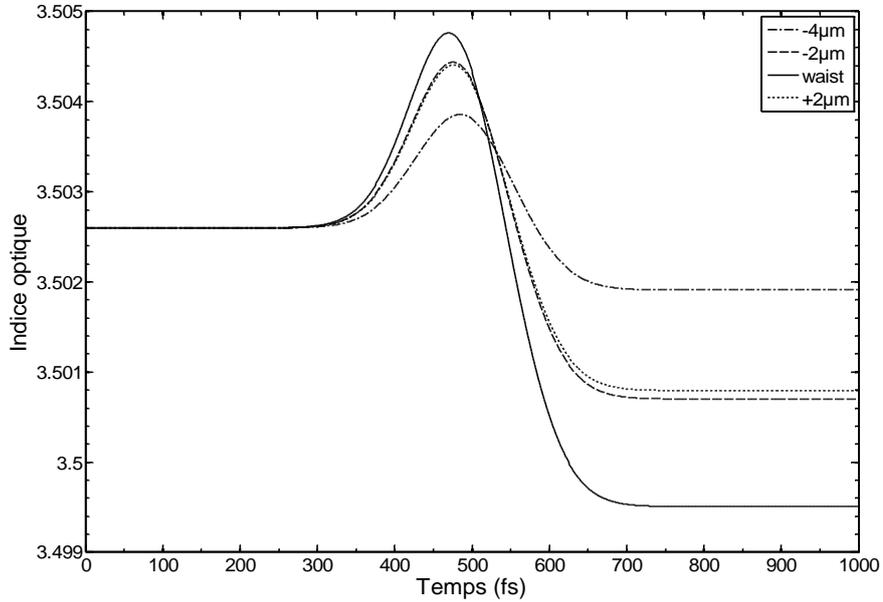


Figure II-24 : Indice optique en fonction du passage de l'impulsion pour une énergie laser de 200pJ

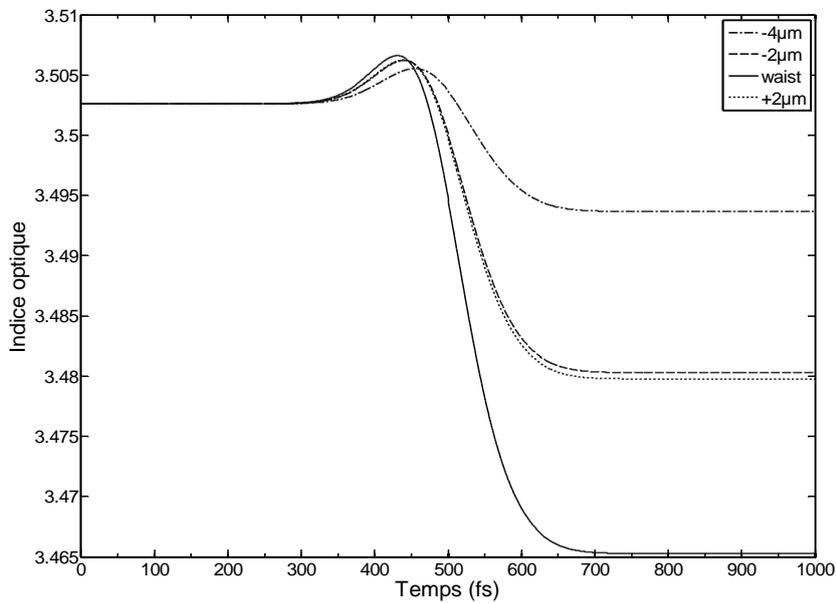


Figure II-25 : Indice optique en fonction du passage de l'impulsion pour une énergie laser de 1nJ

La Figure II-26 représente la densité de charges après le passage de l'impulsion pour trois énergies différentes (200pJ, 1nJ et 3nJ). On constate que le maximum se rapproche de la face d'entrée à cause de l'absorption qui a lieu plus tôt et de l'effet plasma. De plus, on constate une expansion longitudinale et radiale caractéristique de la dé-focalisation par effet plasma.

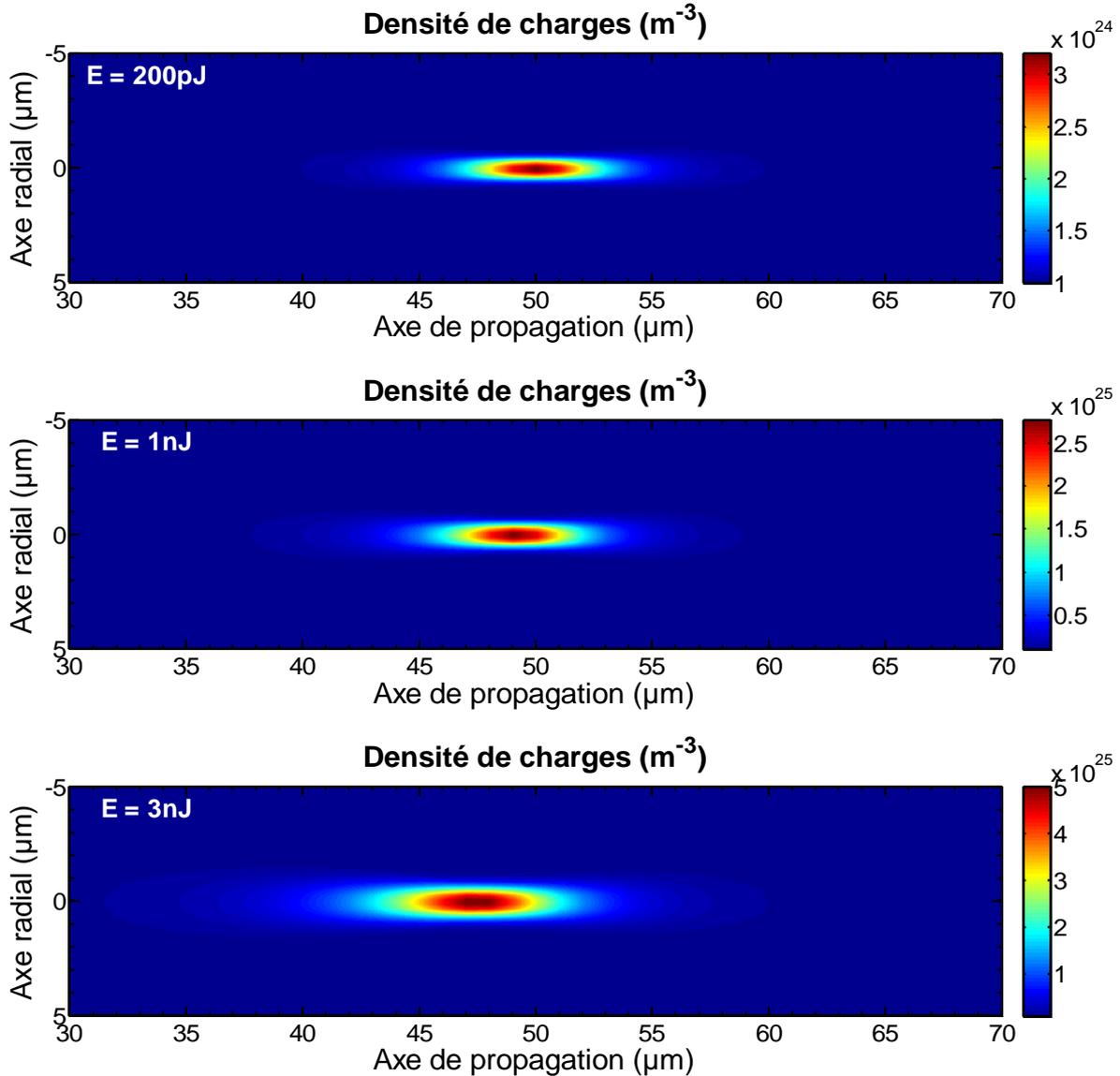


Figure II-26 : Densité de porteurs de charges pour des énergies laser de 200pJ, 1nJ et 3nJ

II.4.3.3 Etude paramétrique

On réalise ensuite une étude paramétrique pour montrer l'effet de certains paramètres et des incertitudes sur leurs valeurs. En effet, nous avons présenté dans le Tableau II-4 plusieurs valeurs obtenues dans différentes études pour le coefficient d'absorption et l'indice non-linéaire. On varie les paramètres indépendamment des uns des autres en utilisant les paramètres du Tableau II-9 pour ceux qui sont invariants et avec une énergie laser de 500pJ. Dans un premier temps, on modifie l'indice non-linéaire n_2 pour étudier l'influence de celui-ci pour des valeurs comprises entre $1 \times 10^{-19} m^2/W$ et $1 \times 10^{-17} m^2/W$. On observe sur la Figure II-27 une légère augmentation de la densité de paires électrons-trous liée à un léger

phénomène d'auto-focalisation Kerr. Pour des valeurs comprises entre $1,7 \times 10^{-18} m^2/W$ et $4,7 \times 10^{-18} m^2/W$, correspondant à celles données dans la littérature, cette densité augmente de $1,16 \times 10^{25} m^{-3}$ à $1,21 \times 10^{25} m^{-3}$ soit seulement 4% (zone grisée sur le graphique).

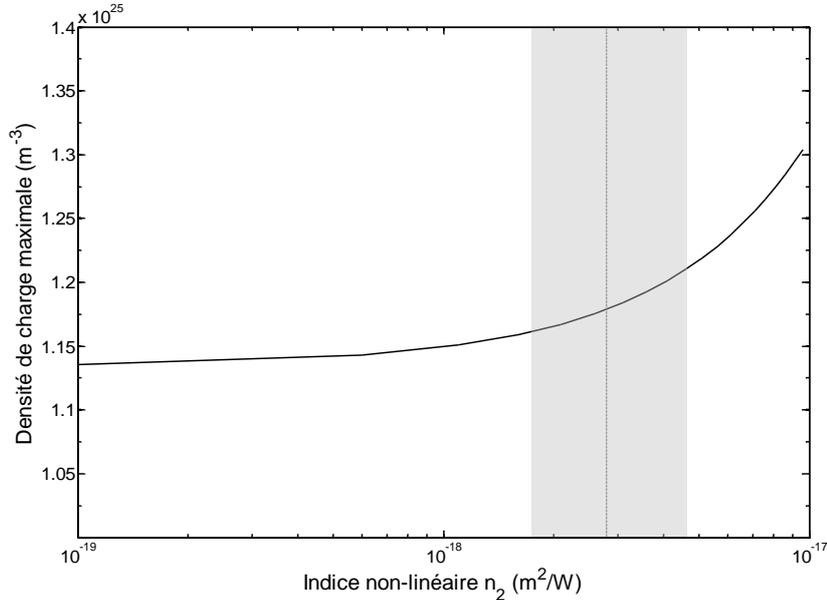


Figure II-27 : Densité de porteurs de charges maximale en fonction de l'indice non-linéaire où la zone grise représente les valeurs du Tableau II-4 et le trait pointillé la valeur typique utilisée (Tableau II-9) pour une énergie laser de 500pJ

Dans un second temps, on fait varier le coefficient d'absorption à 2-photons entre $1 \times 10^{-12} m/W$ et $1 \times 10^{-10} m/W$. La densité en porteurs de charges est alors plus fortement modifiée qu'avec la variation de l'indice non-linéaire. En effet, lorsque ce coefficient passe de $2,5 \times 10^{-12} m/W$ à $1,6 \times 10^{-11} m/W$ la densité augmente de 60% (Figure II-28).

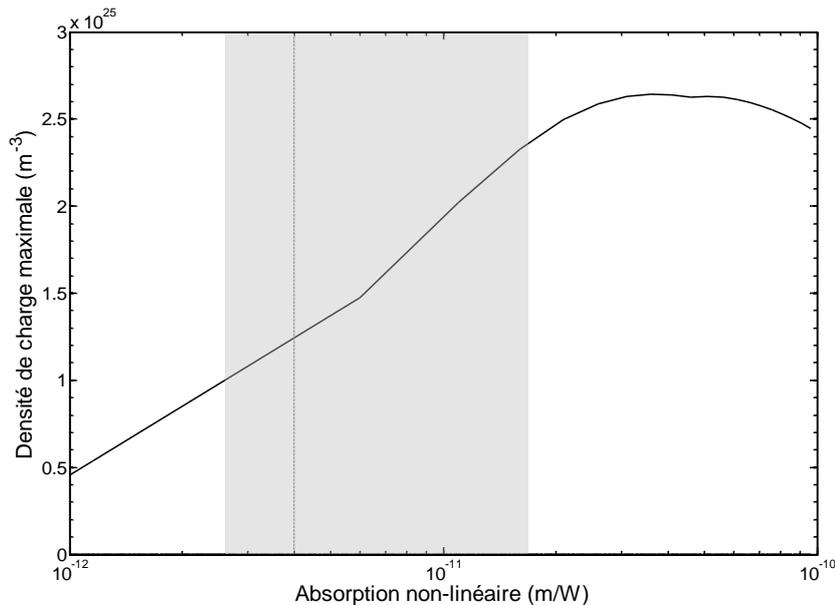


Figure II-28 : Densité de porteurs de charges maximale en fonction du coefficient d'absorption à 2-photons où la zone grise représente les valeurs du Tableau II-4 et le trait pointillé la valeur typique utilisée (Tableau II-9) pour une énergie laser de 500pJ

L'augmentation du nombre de paires électrons-tours générées par le laser avec l'augmentation du coefficient d'absorption est consistante puisque ce coefficient est directement responsable du taux de génération. Cependant, on observe sur la Figure II-28 que la densité décroît ensuite au dessus de $3 \times 10^{-11} m/W$. En désactivant la matrice de passage tenant compte de l'effet plasma, la densité est alors de $4,1 \times 10^{25} m^{-3}$ pour $1 \times 10^{-10} m/W$ alors qu'elle n'est que de $2,4 \times 10^{25} m^{-3}$ sur la Figure II-28 mais on observe toujours une décroissance à partir de $3 \times 10^{-11} m/W$. L'effet plasma se traduit par une augmentation de la taille radiale de l'intensité et par conséquent par une diminution de la densité de charges générées mais n'est pas responsable de la décroissance observée sur la Figure II-28. En fait, l'effet principal est lié au fait que l'absorption a lieu plus tôt alors que l'intensité n'est pas maximale, induisant alors une déplétion du signal laser et une génération qui s'étend axialement ; par conséquent la densité locale est moindre. La Figure II-29 montre l'évolution axiale de la densité de charges en fixant un seuil à deux fois la concentration en dopants soit $2 \times 10^{24} m^{-3}$. On note que la densité de charges est asymétrique avec une plus forte densité en amont (proche de la face d'entrée). L'expansion axiale se fait vers la face d'entrée et ainsi la position du seuil en profondeur dans le substrat (appelé seuil haut sur la figure) ne change plus. De plus, on peut voir que l'endroit où la densité est maximale se déplace vers la face d'entrée de la même façon que lorsqu'on augmente l'énergie pour un coefficient d'absorption constant (Figure II-26). On note que ce déplacement n'est pas régulier à cause de la résolution axiale qui est de $1 \mu m$.

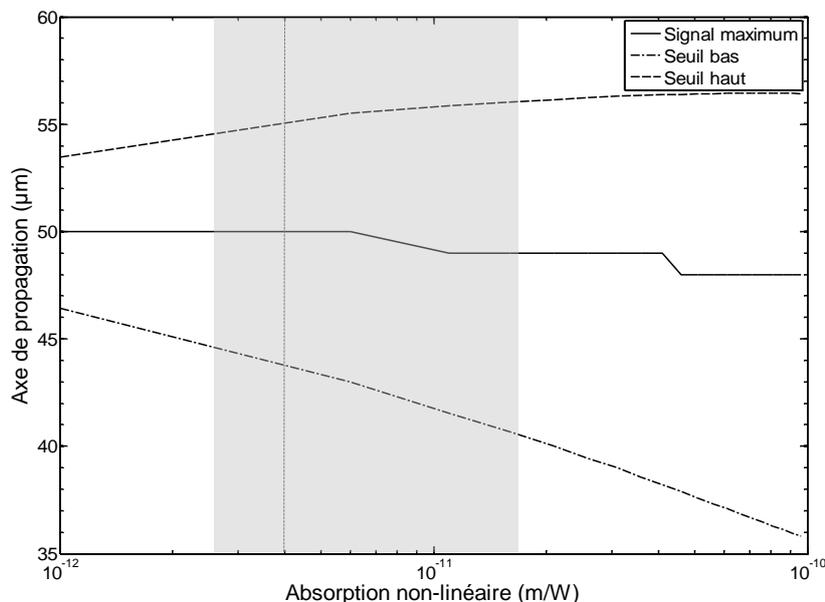


Figure II-29 : Evolution de l'expansion de la densité de charges suivant l'axe de propagation où le seuil est fixé à $2 \cdot 10^{24} m^{-3}$ en fonction du coefficient d'absorption à 2-photons pour une énergie laser de 500pJ (les discontinuités de la courbe du signal maximum sont liées à la résolution axiale de $1 \mu m$)

Enfin, on varie la concentration en dopants entre $10^{23}m^{-3}$ et $10^{25}m^{-3}$. On peut observer sur la Figure II-30 que la densité de charges générées évolue peu entre $10^{23}m^{-3}$ et $10^{24}m^{-3}$ et se situe à $1,17 \times 10^{25}m^{-3}$. Cette densité est en majorité liée aux charges générées par le laser alors que pour une concentration en dopants initiale plus grande celle-ci intervient d'avantage. Cependant, le rapport entre les porteurs de charges initiaux et ceux générés par le laser devient plus faible. Ainsi en fixant un seuil de densité à $1/\sqrt{2}$ la densité maximale (critère de Rayleigh), alors l'expansion axiale passe de $3\mu m$ à $10^{24}m^{-3}$ à $9\mu m$ à $10^{25}m^{-3}$ (Figure II-31).

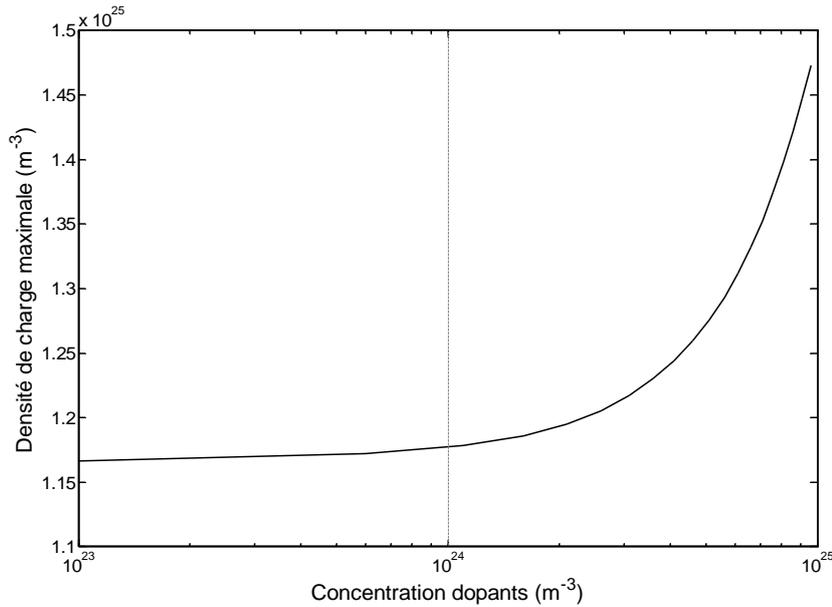


Figure II-30 : Densité de porteurs de charges maximale en fonction de la concentration en dopants où le trait pointillé indique la valeur typique utilisée (Tableau II-9) pour une énergie laser de 500pJ

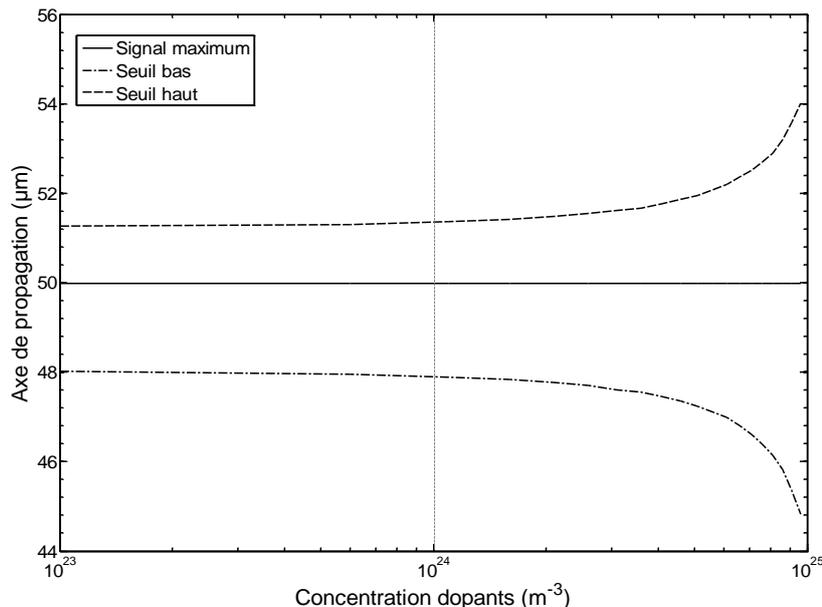


Figure II-31 : Evolution de l'expansion de la densité de charges suivant l'axe de propagation avec un seuil fixé à $1/\sqrt{2}$ la densité maximale en fonction de la concentration en dopants pour une énergie laser de 500pJ

II.4.3.4 Conclusion

La résolution des équations analytiques et empiriques présentées dans la première partie, nous a permis de mettre en évidence les effets combinés Kerr et plasma. L'effet Kerr ne montre pas d'effet significatif sur la propagation du laser et sur le taux de génération d'autant plus qu'à partir d'une énergie de 1nJ l'effet plasma domine. Ce résultat est consistant avec les précédentes simulations qui ont montrées qu'en dessous de 1nJ dans le silicium l'effet Kerr est négligeable (Tableau II-8). De même, l'indice non-linéaire responsable de l'effet Kerr a peu d'influence sur la génération de charges contrairement au coefficient d'absorption qui a une double contribution à la fois en terme de génération et de modification de sa répartition spatiale. La densité de charge après le passage de l'impulsion laser est de l'ordre de $10^{25}m^{-3}$ à 500pJ. Ainsi, si le dopage devient important et de l'ordre de $10^{25}m^{-3}$ il faudra alors augmenter l'énergie laser pour générer des porteurs de charges supplémentaires. Enfin, on peut noter que la résolution est très sensible à l'énergie laser et qu'il faut donc chercher à travailler à l'énergie seuil.

II.5 Conclusion

Ce second chapitre s'est intéressé à la théorie de propagation d'impulsions femtoseconde dans des milieux diélectriques (air et silice) et semiconducteurs (silicium).

A partir de l'équation d'onde, les termes de polarisation du milieu ont été décrits dans un premier temps où la partie réelle et imaginaire des susceptibilités d'ordre un et trois ont été détaillées et répertoriées pour l'air, la silice et le silicium. L'effet plasma a aussi été abordé pour le cas du silicium puisque les paires électrons-trous générées dans le milieu modifient l'absorption et l'indice optique du milieu. A partir de l'équation d'onde, l'équation de Schrödinger décrivant l'évolution de l'enveloppe du champ électrique a été énoncée.

Dans un second temps, les méthodes numériques pour résoudre, d'une part, les équations de Maxwell et, d'autre part, les équations décrivant seulement l'enveloppe du champ ont été présentées avec leurs avantages et limitations.

Cette seconde partie a permis d'introduire les deux derniers paragraphes avec l'application de ces outils pour notre problème. Ainsi, la troisième partie a montré la capacité à simuler la propagation d'impulsions femtoseconde dans des fibres photoniques à cœur creux avec la résolution de l'équation de Schrödinger. La quatrième partie concernait la modélisation de l'interaction laser-silicium avec une résolution des équations de Maxwell et des équations analytiques sur l'enveloppe du champ. Le code itératif développé dans ce travail pour la résolution des équations de l'enveloppe du champ a permis d'introduire les variations d'indice et ses effets sur la propagation du faisceau laser.

Avec nos deux simulations, nous avons identifié que l'effet Kerr est négligeable jusqu'à une énergie de 1nJ (intensité de 1TW/cm²). Au-delà, l'effet plasma domine sur l'effet Kerr d'après les simulations analytiques et l'expansion spatiale de la génération augmente vite lorsque la densité de porteurs de charges devient grande.

II.6 Perspectives

Nous avons montré pour notre problème que la simulation par des équations analytiques et empiriques tenant compte à la fois de l'effet Kerr et de l'effet plasma est plus intéressante. En effet, la simulation par différence finie des équations de Maxwell est limitée au fait que le calcul est très long et que par conséquent, il est limité spatialement à quelques longueurs d'onde. De plus, elle ne tient souvent pas compte de tous les termes de susceptibilité, notamment de la partie imaginaire de la susceptibilité d'ordre trois pour le modèle utilisé. Par conséquent, pour adapter la résolution FDTD à l'étude dans les semiconducteurs, certaines équipes ont travaillé sur l'incorporation de l'absorption à 2-

photons et de l'absorption par les charges libres dans le silicium [SUZ07]. Une autre équipe du laboratoire LP3 a introduit dans la résolution FDTD le taux d'ionisation et un modèle à deux températures pour la simulation de l'interaction d'impulsions femtoseconde avec le silicium [BOG11]. Enfin, une équipe a travaillé sur l'ajout de la structure de bandes des semiconducteurs [HUA06].

En ce qui concerne les résultats obtenus dans ce travail pour le contexte du test de circuits intégrés, on peut noter que seuls le dépôt d'énergie et la génération de charges ont été considérés sur une échelle temporelle directement liée à la durée de l'impulsion femtoseconde. La structure complète de bandes du silicium n'est pas considérée ainsi que l'environnement extérieur comme le champ électrique appliqué sur ces composants actifs et la température. Après la génération « localisée et instantanée » des charges, l'ionisation par impact, la diffusion et recombinaison de ces charges par mécanisme Auger (recombinaison avec l'assistance d'un électron de la bande de conduction) ou émission de photons et enfin la collection de ces charges, sont autant de mécanismes participant à la réponse électrique du circuit et qui doivent être par conséquent calculés pour avoir un modèle complet. L'ensemble des processus d'interaction d'une impulsion laser sur un semiconducteur sont représentés chronologiquement sur la Figure II-32 et sont complexes à considérer dans leur globalité.

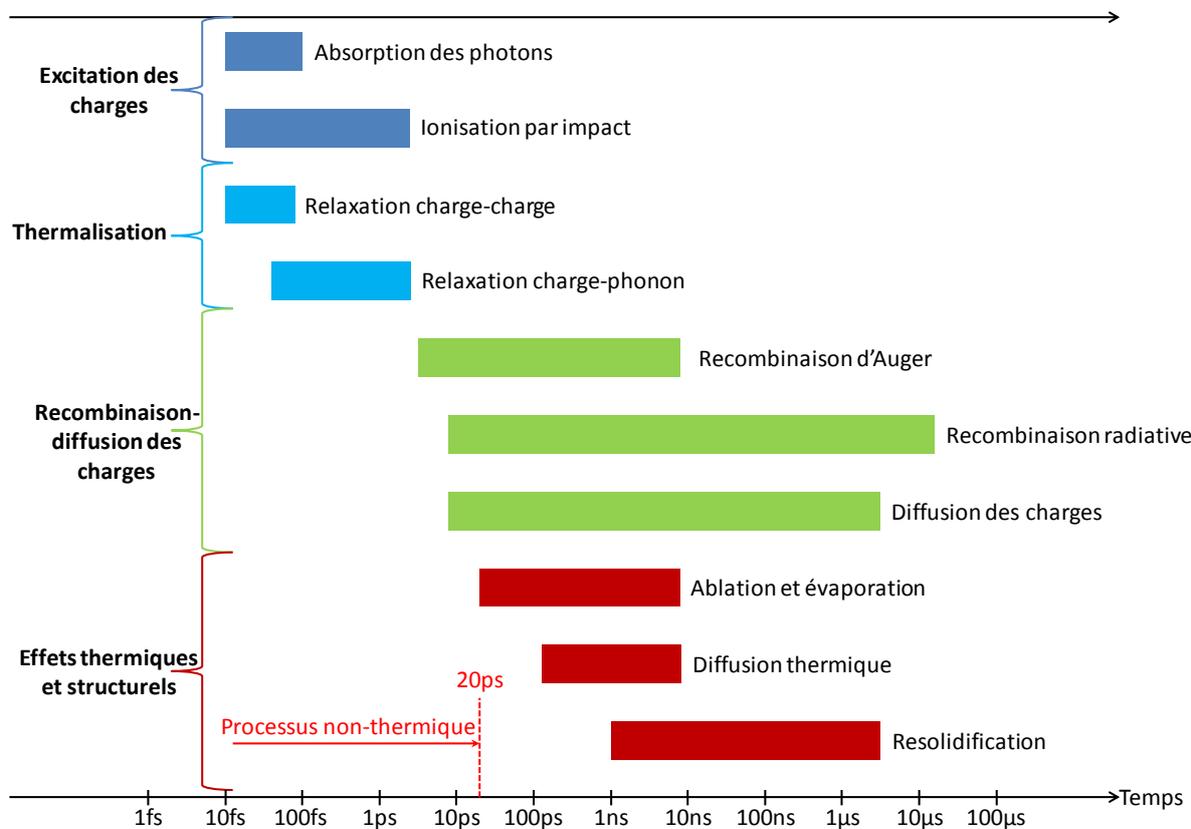


Figure II-32 : Chronologie des processus d'interaction laser/semiconducteur (valable pour une densité de charges comprise entre 10^{17} et 10^{22} cm^{-3}) d'après [SUN02]

Après avoir abordé cette partie théorique, les deux chapitres suivants sont orientés vers des expérimentations réalisées dans une fibre photonique puis sur des circuits intégrés. Ces deux chapitres feront référence aux modèles présentés avec une confrontation entre les expérimentations et les simulations. Le chapitre suivant s'intéresse au transport d'impulsions femtoseconde dans une fibre photonique à cœur creux.

Chapitre III : Transport des impulsions femtoseconde dans une fibre photonique à cœur creux

Ce troisième chapitre concerne l'étude expérimentale du transport d'impulsions femtoseconde dans une fibre photonique à cœur creux. L'originalité de ce travail tient du fait que la fibre étudiée à une bande de transmission autour de 1300nm, longueur d'onde favorable pour le test par TPA de composants silicium. En effet, des travaux ont déjà été menés sur ces fibres mais à des longueurs d'onde de 800nm [LUA04][GÉR07], 1064nm [SHE04a] et 1550 [OUZ03]. Les sources laser et applications à ces longueurs d'onde sont plus usuelles et ainsi ces fibres en qualité « industrielle » sont désormais disponibles commercialement [NKT]. Une fibre a été identifiée à 1300nm chez le fabricant de fibres optiques Corning [COR]. Cette fibre n'est pas qualifiée commercialement mais un approvisionnement de 6 mètres de cette fibre a pu être possible. L'objectif de cette étude est d'étudier cette fibre optique avant son intégration dans la chaîne de test des circuits électroniques. Plusieurs caractéristiques de cette fibre seront d'abord mesurées telles que sa géométrie et l'atténuation. La dispersion sera ensuite mesurée expérimentalement grâce à la mise en place d'un banc de test adapté pour cette fibre. Enfin, des expérimentations de propagation à différentes longueurs d'onde et énergies montreront les différents effets influant sur la propagation. Ces expérimentations seront confrontées à des simulations dont le modèle a été présenté dans le chapitre précédent.

III.1 Mesure des caractéristiques de la fibre optique étudiée

La première partie de ce chapitre présente les propriétés clés de cette fibre. Le laser utilisé pour les expérimentations et la structure géométrique de la fibre optique seront tout d'abord décrits. Ensuite, la mesure du couplage et de l'atténuation de la fibre permettra de connaître le bilan d'efficacité en puissance. Puis, la polarisation et le mode spatial du faisceau en sortie seront étudiés avant de conclure sur la tenue au flux de la fibre.

III.1.1 Présentation du laser et de la fibre optique

Les mesures présentées dans ce chapitre ont été effectuées sur la plateforme ATLAS en utilisant un laser femtoseconde accordable décrit ci-après.

III.1.1.1 Source laser femtoseconde « LIBRA » Ti:Sa amplifiée et accordable

La source laser femtoseconde utilisée est un laser Ti:Sa (Coherent). Le blocage des modes dans la cavité de l'oscillateur se fait à l'aide d'un absorbant saturable. Les impulsions en sortie de l'oscillateur sont ensuite étirées, amplifiées par un laser de pompe à 527nm, puis re-comprimées. En sortie de cet ensemble (appelé « LIBRA »), un amplificateur paramétrique optique (appelé « OPerA ») permet l'accordabilité de la source entre 1140 et 1600nm (Figure III-1). Les données du constructeur indiquent une énergie des impulsions de 100μJ pour une durée d'impulsion de 130fs à une cadence de 1kHz. Un générateur d'harmoniques permet ensuite une conversion de fréquence si besoin.

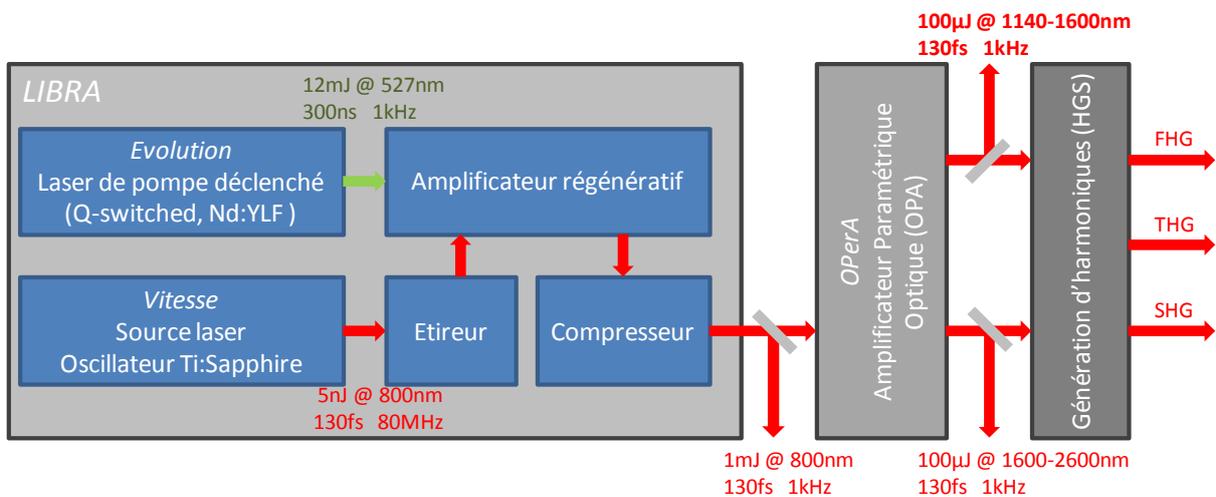


Figure III-1 : Schéma des éléments du laser femtoseconde accordable

Pour les expérimentations réalisées dans le cadre de cette thèse, la sortie utilisée est celle dont la longueur d'onde peut être variée entre 1140nm et 1600nm.

III.1.1.2 Présentation de la structure photonique de la fibre optique

Une photographie de la face de la fibre étudiée a été réalisée à l'aide d'un MEB (Figure III-2). Cette fibre est constituée d'un réseau triangulaire de trous d'air (en noir sur l'image). Le pas du réseau est de 4,7μm (à comparer à 4,5μm d'après la donnée nominale du fournisseur) et le diamètre d'un trou d'air est de 4,36μm ($r=0,46a$). Le cœur a quant à lui une dimension de 12x12,6μm avec un diamètre du mode fondamental donné à 11,2μm d'après la donnée du fournisseur.

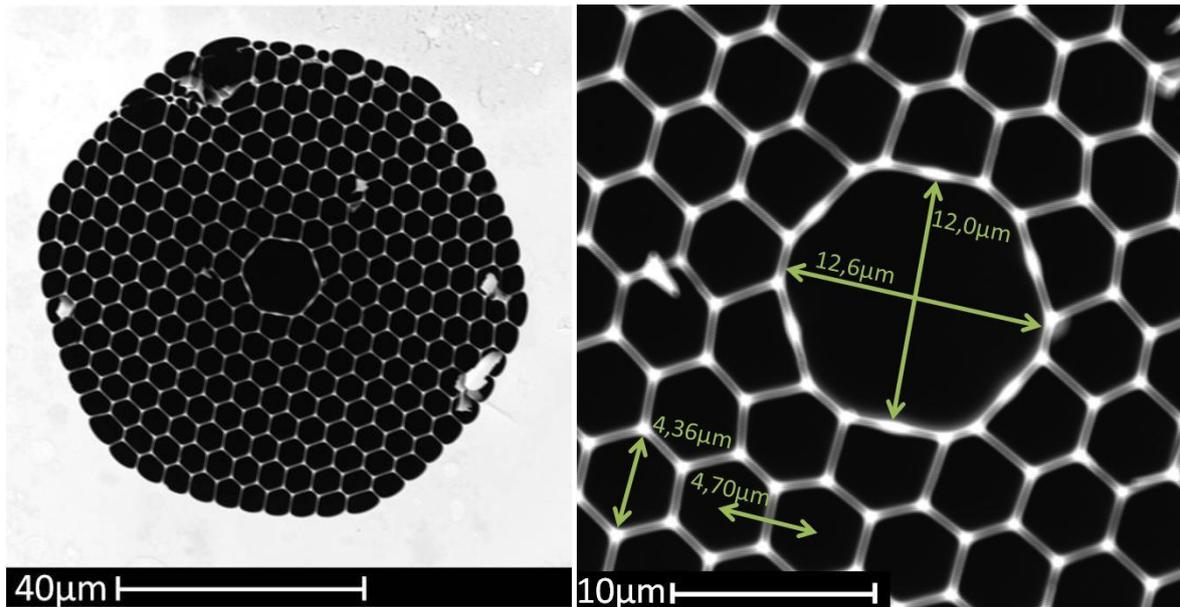


Figure III-2 : Images MEB de la fibre HC-PCF-1300

La dispersion de cette fibre aurait pu être simulée à partir de ces données géométriques mais une mesure expérimentale a été préférée et sera détaillée dans la deuxième partie de ce chapitre.

III.1.2 Mesure du couplage et des pertes

L'ouverture numérique de cette fibre n'est pas connue. Par conséquent, plusieurs lentilles ont été testées pour le couplage du laser dans cette fibre. Les mesures sont présentées dans le Tableau III-1 ; elles ont été réalisées à 1250nm dans une très faible longueur de fibre (2cm). La lentille la mieux adaptée a une distance focale de 11mm et une ouverture numérique de 0,25 avec une injection de 66,7% de la puissance.

Focale	Ouverture numérique	Transmission des lentilles	Efficacité de couplage	Efficacité totale
13,86mm	0,18	80,8% (B-coating)	54,8%	44,2%
11mm	0,25	97,3%	68,5%	66,7%
7,5mm	0,3	97,7%	58,8%	57,5%
10mm (objectif 20x)	0,4	76,3%	56,8%	43,4%

Tableau III-1 : Efficacités de couplage dans la fibre HC-PCF-1300 à 1250nm

L'atténuation dans 6 mètres de fibre a ensuite été mesurée entre 1250 et 1310nm (Tableau III-2). Ces résultats sont en accord avec les données du fournisseur indiquant une atténuation inférieure à 0,1dB/m sauf pour la mesure à 1267nm où la perte est légèrement supérieure.

Longueur d'onde (nm)	Puissance en entrée (μW)	Puissance en sortie (μW)	Transmission totale (%)	Pertes de la fibre (dB/m)
1250	100	68	68	<0,02
1255	97	62	64	0,03
1258	69	45	65	0,02
1267	53	30	57	0,11
1302	52	30	58	0,10
1307	73	46	63	0,04

Tableau III-2 : Atténuation de la fibre HC-PCF-1300

En outre, la fibre est peu sensible à la courbure puisque une courbure d'un rayon de 3mm est possible sans augmentation notable des pertes.

III.1.3 Evaluation de la polarisation

La fibre étudiée ici n'est pas à maintien de polarisation. La polarisation exacte en sortie de fibre n'a pas été mesurée à l'aide d'un mesureur de polarisation. Pour avoir un faisceau polarisé linéairement en sortie, une mesure avec une lame demi-onde suivie d'un cube polariseur en sortie de la fibre montre que l'extinction n'est que de 50% (Figure III-3). L'utilisation d'un cube polariseur en sortie de fibre réduit alors notre puissance de 50%.

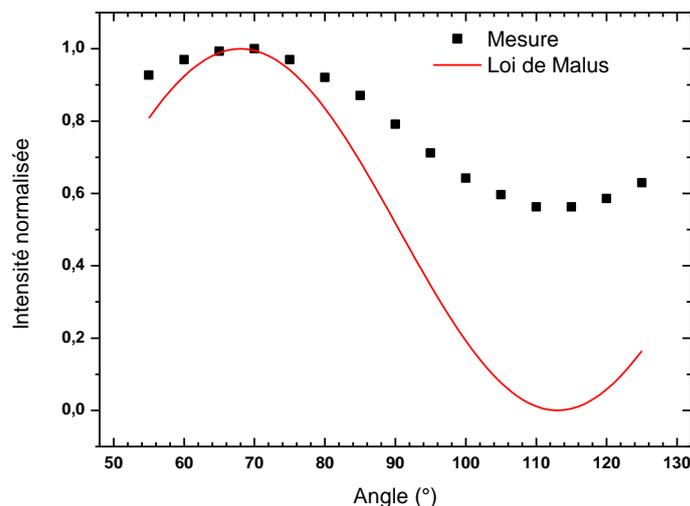


Figure III-3 : Etude de la polarisation de la fibre HC-PCF-1300 avec mesure de l'intensité en sortie d'un cube séparateur de polarisation en fonction de l'angle de la lame demi-onde le précédent (longueur d'onde du laser à 1230nm avec 5,5m de fibre).

Malgré les pertes induites par notre polariseur, les tests sur les composants électroniques ont été réalisés avec l'injection dans le microscope d'une polarisation horizontale (identique à la sortie de la source laser).

III.1.4 Mode spatial

La qualité spatiale du faisceau en sortie de fibre est importante pour notre application afin de ne pas dégrader la focalisation sur le composant. Avec l'aide d'une caméra analyseur de faisceau, le mode en sortie de 5,5 mètres de fibre à 1230nm est enregistré (Figure III-4).

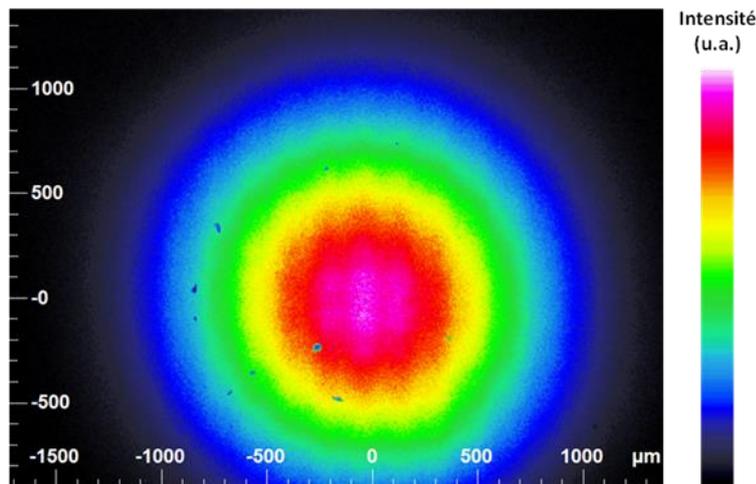


Figure III-4 : Mode en champ proche en sortie de 5,5m de fibre à 1230nm

Ce mode fondamental est gaussien et peut être qualifié de mode HE_{11} [AGH09] comparable au mode fondamental LP_{01} d'une fibre monomode conventionnelle. On mesure aussi le profil suivant une direction après collimation et agrandissement du faisceau (avant focalisation par l'objectif du microscope) montrant un très bon accord avec le profil gaussien théorique (Figure III-5).

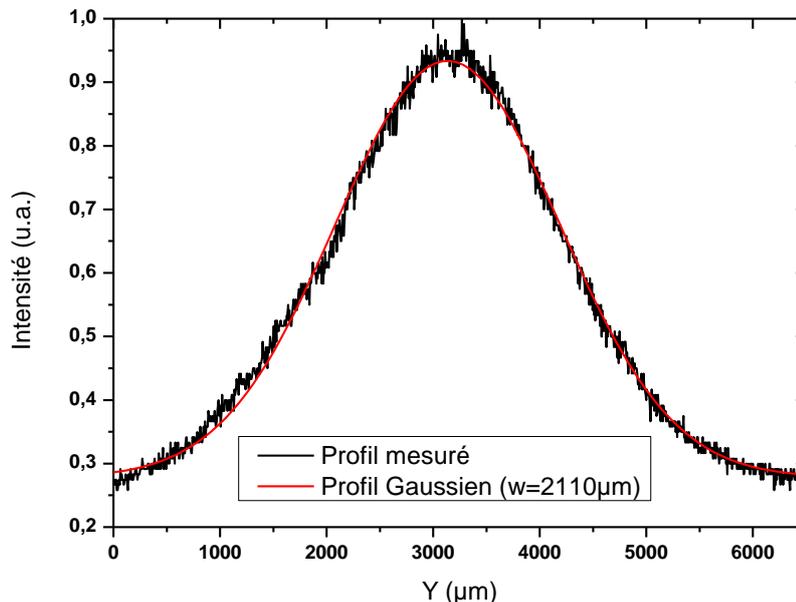


Figure III-5 : Profil du faisceau avant objectif du microscope à 1205nm

III.1.5 Tenue aux flux

Nos mesures ont montré l'apparition d'un dommage de la face d'entrée de la fibre avec une énergie de 400nJ dans celle-ci et une durée d'impulsion de 200fs en sortie. Ceci correspond à une puissance de 2MW et une intensité de $4 \times 10^{12} \text{W/cm}^2$. Au regard de la littérature, ce seuil de dommage ne constitue pas une nouvelle référence mais se situe dans les ordres de grandeur. En effet, pour une fibre à 1550nm, le dommage a été observé à partir de 900nJ pour des impulsions de 375fs soit une puissance de 2,4MW ($7,5 \times 10^{12} \text{W/cm}^2$) [OUZ03]. Des études plus approfondies de tenue au flux [HEN08] [ISH09], ont montré qu'avec une efficacité de couplage de 98% après filtrage spatial du faisceau à 800nm, il est possible de transmettre jusqu'à 1μJ avec des impulsions de 40fs en entrée de fibre (25MW correspondant $2,5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$). Le dommage à ce niveau de puissance serait alors assimilé à l'ionisation de l'air. Avec l'utilisation d'une enceinte à vide dans laquelle se trouve la fibre, l'énergie est augmentée jusqu'à 1,8μJ ($3,3 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$). Notre mesure du seuil de dommage à 2MW a été réalisée sans précaution particulière notamment sur la propreté de la fibre. Pour l'application visée, il n'est pas nécessaire de transporter plusieurs MW, seuls quelques kW suffisent...

III.1.6 Conclusion

La fibre HC-PCF-1300 étudiée est à réseau triangulaire avec un cœur constitué de 7 cellules élémentaires. Nous avons montré un taux de couplage de 67% avec des pertes inférieures à 0,1dB/m entre 1250nm et 1310nm. Le mode de propagation est monomode (mode gaussien HE_{11}) et la fibre est peu sensible à la courbure. Mis à part le fait qu'elle ne soit pas à maintien de polarisation, ses propriétés sont positives pour la poursuite de notre étude.

III.2 Mesure expérimentale de la dispersion

Cette deuxième partie concerne la mesure de la dispersion de la fibre. Plusieurs méthodes expérimentales existent pour mesurer la dispersion. On peut citer les méthodes mesurant le délai induit par la variation de vitesse de groupe dans la fibre [COH77] et les méthodes interférométriques [TAT81] dont l'interférométrie à faible cohérence [WEL09] notamment utilisée pour les fibres HC-PCF. Pour mesurer des dispersions relativement faibles, certaines de ces techniques comme la mesure du délai, requièrent l'utilisation de plusieurs kilomètres de fibres. L'interférométrie à faible cohérence nécessite quant à elle l'utilisation d'une source super-continuum. Une évolution de la technique basée sur la méthode de mesure de délai a été proposée en utilisant une source femtoseconde et une photodiode sensible à l'absorption à 2-photons [OUZ01]. Cette méthode permet de mesurer des dispersions relativement faibles avec une faible longueur de fibre (quelques dizaines de cm). Cette technique nous a paru particulièrement bien adaptée à notre fibre et au matériel dont nous disposons. Un banc expérimental a donc été mis en place sur la plateforme ATLAS pour expérimenter cette mesure sur notre fibre centrée à 1300nm.

III.2.1 Principe et dispositif expérimental

III.2.1.1 Principe de la mesure

La technique de mesure de dispersion est basée sur un montage de type interféromètre de Mach-Zender (Figure III-6). La sortie de la source femtoseconde accordable en longueur d'onde est séparée en deux faisceaux de puissance équivalente passant dans deux bras distincts. L'un des bras de longueur fixe contient la fibre à mesurer tandis que l'autre à une longueur ajustable à l'aide de miroirs montés sur une platine motorisée. Les deux faisceaux sont ensuite recombinaés sur une photodiode délivrant un courant proportionnel au carré de l'intensité.

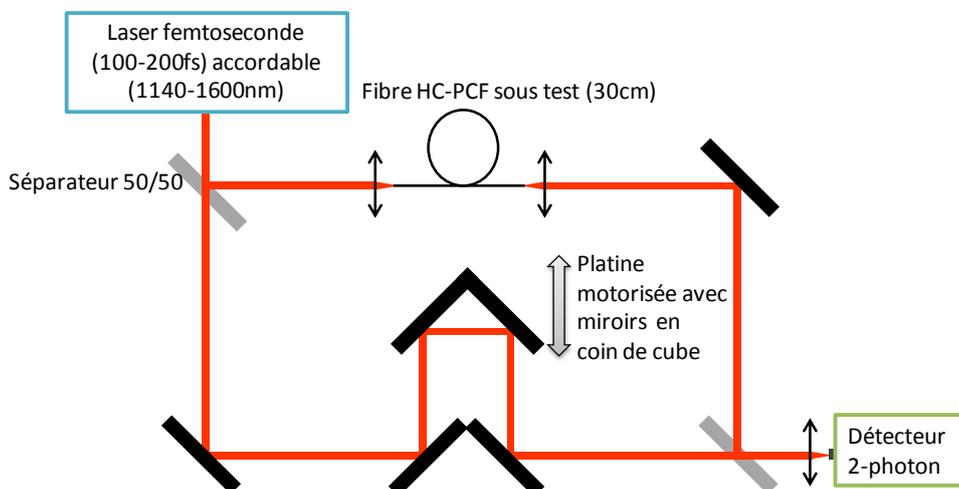


Figure III-6 : Schéma du montage expérimental pour la mesure de dispersion

La longueur du bras variable est ajustée de manière à avoir une cohérence temporelle entre les deux faisceaux. Du fait de l'utilisation d'un laser femtoseconde, cette technique est précise puisque l'absorption à 2-photons est maximale seulement lorsque les deux faisceaux sont cohérents temporellement et spatialement. Pour chaque longueur d'onde, un déplacement de la platine est nécessaire pour obtenir la cohérence. La dispersion à une longueur d'onde λ_2 est exprimée en fonction de la variation de la longueur du bras ΔL lorsque la longueur d'onde passe de λ_1 à λ_2 :

$$D(\lambda_2) = \frac{\Delta L}{cL(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (\text{III-1})$$

où L est la longueur de la fibre sous test.

Pour notre fibre à 1300nm, on utilise donc la source femtoseconde accordable entre 1140 et 1600nm de la plateforme ATLAS. L'énergie en sortie du laser est ajustée avec une lame demi-onde et un cube polariseur afin de maintenir une énergie faible de l'ordre de quelques nanojoules dans la fibre pour limiter les effets non-linéaires. La longueur de la fibre sous test est de 31,2cm. La longueur du bras ajustable est modifiée en utilisant une platine de 500nm de résolution et de 1,5 μ m de répétabilité (Newport ILS250PP). Les deux faisceaux sont ensuite recombinaés et focalisés sur la photodiode pour créer un photocourant par absorption non-linéaire. On utilise pour le détecteur 2-photons une photodiode silicium (modèle Centronic OSD15-5T) dont la sortie est connectée à un oscilloscope. La platine et l'oscilloscope sont connectés à un ordinateur sur lequel un programme enregistre le signal issu de la photodiode pour chaque position de la platine. La procédure d'acquisition utilisée pour la mesure est décrite dans la partie suivante.

III.2.1.2 Acquisition automatisée et traitement des données

Le déplacement de la platine et l'acquisition du signal en sortie de la photodiode ont été automatisés. Un programme développé en langage C sous Labwindows enregistre l'amplitude et l'aire du signal issu de la photodiode pour chaque position de la platine (Figure III-7). Une première acquisition de chaque bras indépendamment permet, à l'aide d'un signal de déclenchement fixe issu du laser, d'avoir une idée de la position de la platine de façon à ce que le délai soit identique avec le signal passant dans la fibre optique. En prenant soin d'avoir égalisée la puissance dans chacun des bras, on enregistre ensuite le signal total provenant des deux bras. La puissance est réglée dans chacun des bras avec une lame demi-onde et un cube séparateur ; ainsi le bras de référence et le bras de mesure traversent les mêmes éléments optiques.

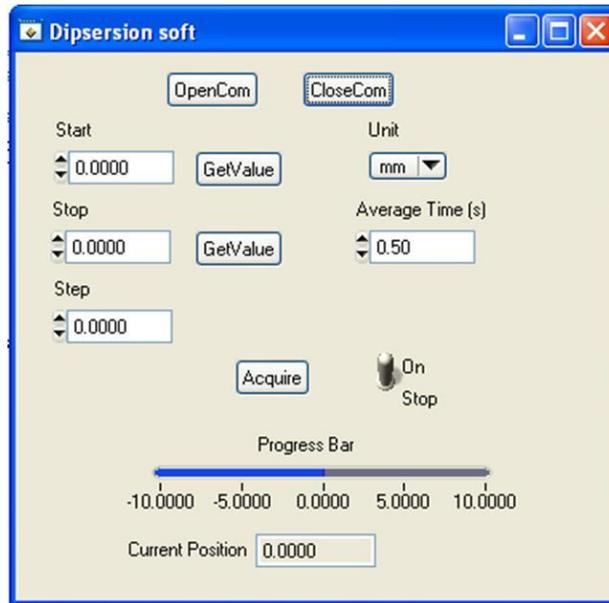


Figure III-7 : Programme d'acquisition pour la mesure de la dispersion

Les points acquis sont ensuite tracés puis traités en appliquant une courbe d'ajustement par une gaussienne pour obtenir précisément la position du maximum d'intensité. La Figure III-8 montre l'acquisition à une longueur d'onde de 1237nm avec la recherche du point optimal par l'ajustement gaussien. La faible amplitude du signal mesuré et les variations de la puissance du laser peuvent expliquer le bruit visible sur cette figure.

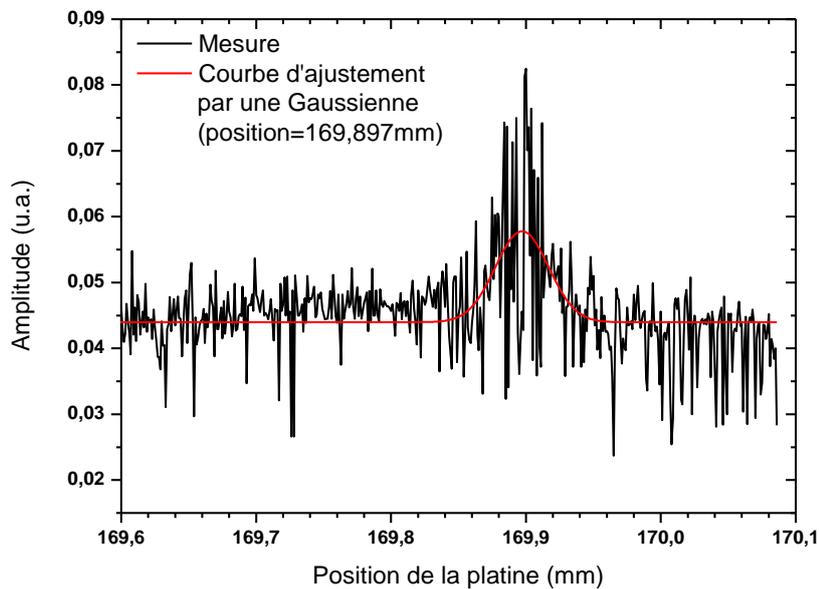


Figure III-8 : Amplitude du signal en fonction du déplacement de la platine à 1237nm

Cette mesure peut être assimilée à un autocorrélateur du second ordre en intensité. En effet, la charge collectée par le détecteur est proportionnelle à $I^2 \propto |E^2|^2$. On peut donc écrire la charge collectée par le détecteur comme l'autocorrélation de deux champs électriques E_1 et E_2 où l'un des deux a un délai temporel de τ par rapport à l'autre. Si $E_1 = E_2$, on a d'après l'équation (III-2) :

$$\begin{aligned}
 Q(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} |[E_1(t) + E_1(t - \tau)]|^2 dt \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} |E_1^2(t) + 2E_1(t)E_1(t - \tau) + E_1^2(t - \tau)|^2 dt \\
 &= 2 \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt + 4 \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau) dt \\
 &\quad + 4 \int_{-\infty}^{+\infty} [I(t) + I(t - \tau)] \text{Re}[E_1(t) \times E_1^*(t - \tau)] dt \\
 &\quad + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re}[E_1^2(t) \times E_1^{*2}(t - \tau)] dt
 \end{aligned} \tag{III-2}$$

où $2 \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt$ est la constante lorsque les faisceaux ne sont pas cohérents temporellement et/ou spatialement.

Si $\tau = 0$ et que les champs incidents sur la photodiode ne sont pas orthogonaux (polarisés dans la même direction) :

$$I(\tau) = 6 \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt + 8 \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt = 16 \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt \tag{III-3}$$

On a par conséquent dans ce cas un ratio de 8:1 sur le signal envoyé par la photodiode. Mais s'ils sont orthogonaux, l'équation (III-2) s'écrit alors :

$$I(\tau) = 6 \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt \tag{III-4}$$

Dans ce cas le ratio n'est plus que de 3:1.

Dans notre cas, les champs électriques sont aléatoires entre eux puisque la polarisation n'est pas conservée dans la fibre. On observe ainsi sur la Figure III-8 des franges montrant qu'ils ne sont pas complètement orthogonaux. Cependant, l'amplitude du signal mesuré est multiplié par presque un facteur deux (facteur 1,8 dans cette mesure) à la position de la platine correspondant à un temps de propagation équivalent des deux faisceaux ce qui est inférieur au ratio minimal de 3:1 théorique. Ceci peut être du au fait qu'ils ne soient pas entièrement combinés spatialement et que l'intensité des faisceaux n'est pas exactement égalée dans les deux bras. Cependant, le ratio reste suffisant pour avoir un signal sur bruit nous permettant de faire la mesure du point optimal.

L'acquisition du signal est ainsi réalisée pour plusieurs longueurs d'onde entre 1210nm et 1310nm avec un pas de 10nm. La longueur d'onde du laser est modifiée avec l'OPA du laser et mesurée à l'aide d'un spectromètre. La Figure III-9 montre une courbe obtenue à une longueur d'onde de 1260nm. On mesure ici avec traitement une position optimale de la platine de 169,886mm à comparer avec la position centrale de 169,897mm à 1237nm soit un écart de 11 μ m ($\Delta L=22\mu$ m).

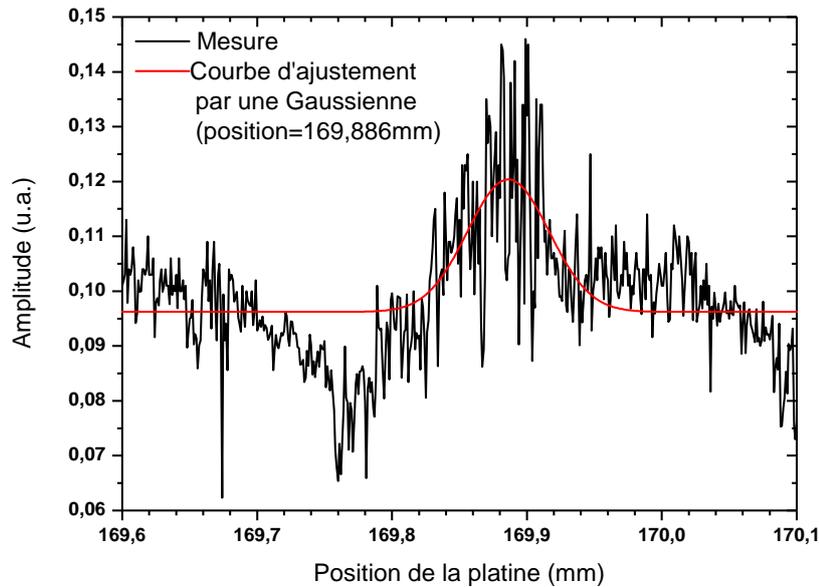


Figure III-9 : Amplitude du signal en fonction du déplacement de la platine à 1260nm

On répète ainsi cette mesure pour l'ensemble des longueurs d'onde entre 1210nm et 1310nm. On constate qu'au delà de 1310nm, les mesures obtenues sont très difficiles à traiter avec un pic d'intensité indissociable du bruit. Ceci peut être dû à la dispersion qui devient trop importante ce qui a pour conséquence d'élargir et déformer fortement l'impulsion passant dans la fibre optique. On peut penser aussi à un léger décalage du pointé du laser ne permettant plus une bonne cohérence spatiale.

III.2.2 Résultats

III.2.2.1 Courbe de dispersion de vitesse de groupe

A partir de l'équation (III-1) on calcule la dispersion et on associe à chaque mesure l'erreur associée. Cette erreur δD est exprimée par l'équation (III-5) [OUZ01] :

$$\frac{|\delta D(\lambda_2)|}{|D(\lambda_2)|} = \sqrt{\left[\frac{\delta(\Delta L)}{\Delta L}\right]^2 + \left[\frac{\delta(L)}{L}\right]^2 + \left[\frac{\delta(\lambda_2 - \lambda_1)}{(\lambda_2 - \lambda_1)}\right]^2} \quad (\text{III-5})$$

où $\delta(\Delta L)$ est l'erreur de mesure de variation du bras liée à la résolution de la platine, $\delta(L)$ est l'erreur de la mesure de la longueur de la fibre sous test, $\delta(\lambda_2 - \lambda_1)$ est liée à la résolution du spectromètre.

La dispersion mesurée avec les barres d'erreur associées est représentée sur la Figure III-10.

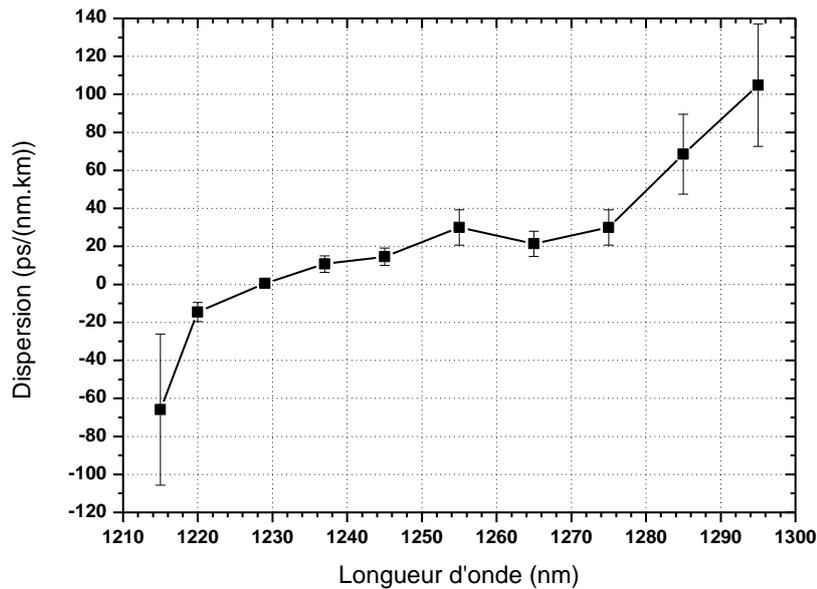


Figure III-10 : Courbe de dispersion expérimentale obtenue pour la fibre HC-PCF-1300

On peut constater grâce à cette mesure que le zéro de dispersion est proche de 1230nm ce qui est en accord avec la donnée du constructeur issue des simulations qui donne une valeur à 1220nm. L'allure générale de cette courbe est aussi en accord avec la dispersion d'autres fibres HC-PCF centrées à d'autres longueurs d'onde [OUZ03][LUA04]. On constate que la dispersion est normale entre 1215 et 1230nm et anormale pour les longueurs d'onde supérieures. Ainsi, malgré le fait que la fibre soit donnée à une longueur d'onde centrale de 1300nm où elle présente une faible atténuation, la dispersion à cette longueur d'onde est supérieure à 100ps/(nm.km).

III.2.2.2 Série de Taylor de la dispersion

A partir de la courbe obtenue en Figure III-10, on peut exprimer la dispersion en une série de Taylor (Equation (I-12)). Un ajustement, nous permet d'obtenir les coefficients de Taylor donnés dans le Tableau III-3 :

ω_0 (Hz)	β_2 (ps ² /m)	β_3 (ps ³ /m)	β_4 (ps ⁴ /m)	β_5 (ps ⁵ /m)	β_6 (ps ⁶ /m)	β_7 (ps ⁷ /m)	β_8 (ps ⁸ /m)
$1,5184 \times 10^{15}$	$9,44 \times 10^{-3}$	$2,08 \times 10^{-4}$	$-4,13 \times 10^{-5}$	$4,18 \times 10^{-6}$	$9,77 \times 10^{-7}$	$2,24 \times 10^{-8}$	$-3,76 \times 10^{-9}$

Tableau III-3 : Coefficients de la série de Taylor de la fibre HC-PCF-1300

A partir de ces coefficients on peut exprimer la dispersion D pour chaque longueur d'onde grâce à l'équation (I-15). La dispersion issue du développement de Taylor est représentée avec les mesures sur la Figure III-11.

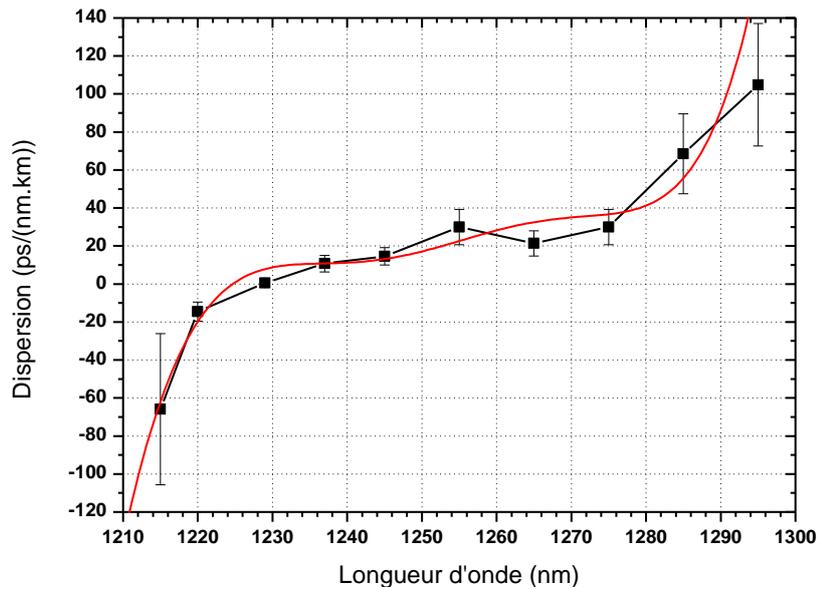


Figure III-11 : Courbe de dispersion expérimentale avec son développement de Taylor (courbe rouge) pour la fibre HC-PCF-1300

L'obtention de ces coefficients nous permet ainsi de pouvoir simuler la propagation des impulsions dans la fibre optique en ajoutant la dispersion de notre fibre à l'équation de Schrödinger.

III.2.3 Conclusion

Nous avons dans cette seconde partie montré la mise en œuvre expérimentale d'une mesure de dispersion sur la fibre HC-PCF-1300. Un montage dédié à cette mesure a été mis en place sur la plateforme ATLAS. Le traitement des données nous a permis d'obtenir une courbe en adéquation avec les quelques informations dont nous disposons pour cette fibre et les précédentes mesures sur d'autres fibres. Nous avons montré que la dispersion est nulle à une longueur d'onde de 1230nm et quelle est positive au-delà pour atteindre environ 100ps/(nm.km) à 1295nm. Cette mesure nous permet de comprendre et simuler les mesures de propagation des impulsions qui vont suivre.

III.3 Caractérisation des effets de dispersion et non-linéaires pour la propagation des impulsions dans la fibre

Cette troisième partie présente les résultats de propagation des impulsions dans la fibre optique HC-PCF-1300. Ainsi pour différentes longueurs d'onde et énergies des impulsions dans la fibre optique, le spectre et la durée d'impulsion sont mesurés afin d'évaluer la dispersion et les effets non-linéaires sur la propagation de nos impulsions. La longueur de la fibre optique employée pour ces expérimentations est de 5,5m, longueur suffisante pour transporter des impulsions entre une source et un microscope. Après une présentation du dispositif expérimental, les résultats ainsi obtenus seront présentés et comparés aux simulations. Deux cas d'étude seront présentés, le premier avec des impulsions limitées par la transformée de Fourier et le second avec des impulsions à dérive de fréquence (« chirp » en anglais).

III.3.1 Description du dispositif expérimental

L'énergie des impulsions dans la fibre optique est ajustée à l'aide d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur de polarisation en sortie de la source femtoseconde accordable. Un puissance-mètre en sortie de fibre permet en tenant compte de l'atténuation dans la fibre et de la transmission de la lentille en sortie, de connaître l'énergie des impulsions dans la fibre. Le spectre et la durée des impulsions en entrée et sortie de fibre sont mesurés respectivement à l'aide d'un analyseur de spectre optique et d'un autocorrélateur en intensité.

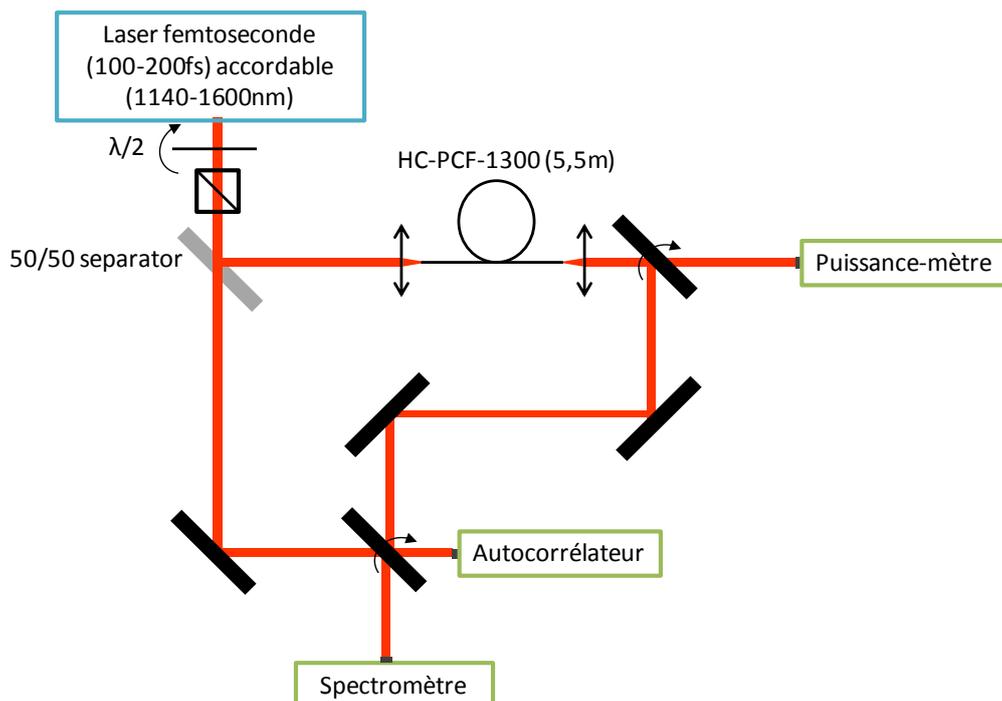


Figure III-12 : Schéma de l'expérimentation de propagation dans la fibre HC-PCF-1300

Une photographie de cette expérimentation réalisée sur la plateforme ATLAS est présentée sur la Figure III-13 avec les différents éléments mentionnés précédemment.

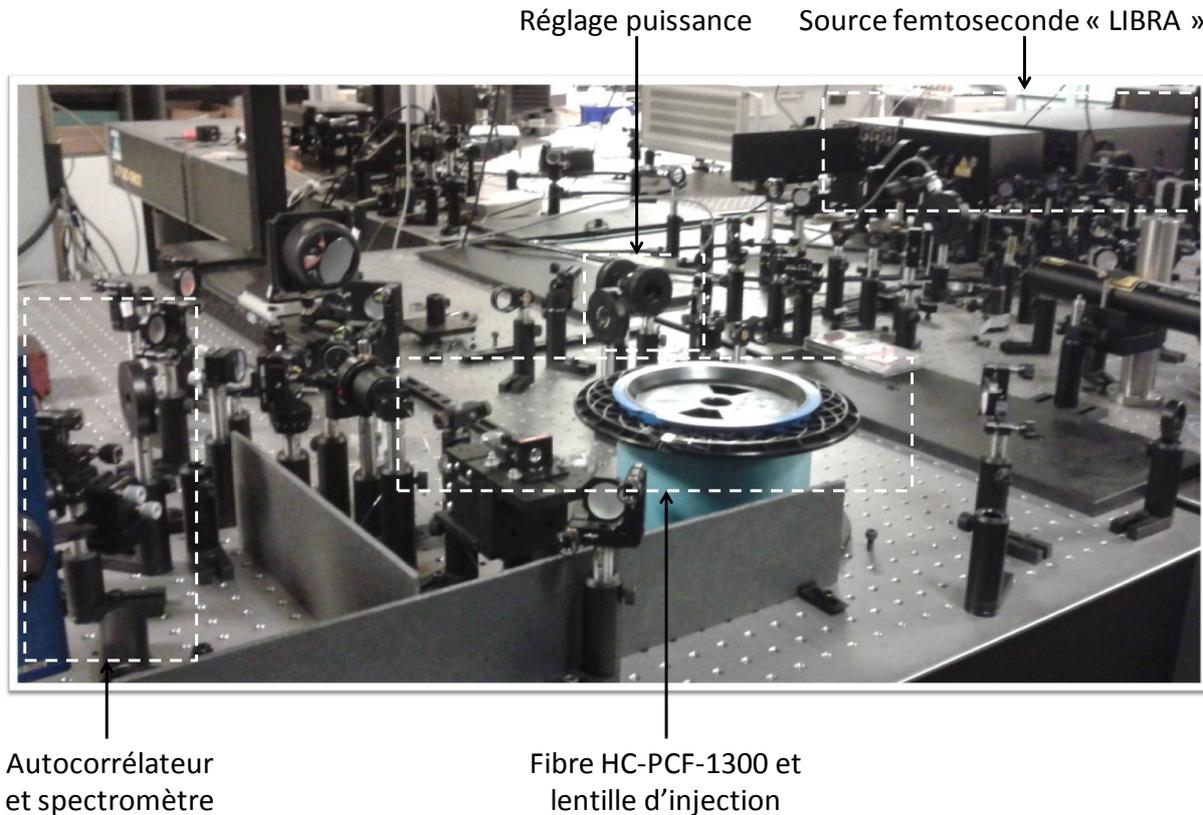


Figure III-13 : Photographie de l'expérimentation de propagation dans la fibre HC-PCF-1300

Les outils de caractérisation temporelle et spectrale pour notre expérimentation sont présentés dans la partie suivante.

III.3.1.1 Caractérisation temporelle et spectrale des impulsions

L'autocorrélation en optique permet la mesure d'impulsions ultracourtes. En effet, les méthodes de mesure directe n'ont pas une réponse suffisamment rapide pour des impulsions femtoseconde. Il existe plusieurs types de méthodes de mesure par autocorrélation suivant la durée de l'impulsion à mesurer et l'information requise. L'autocorrélateur utilisé ici est un autocorrélateur en intensité permettant de mesurer des impulsions entre 50fs et 12ps (Autocorrélateur Pulse Check, APE). Le principe de mesure (décrit en annexe E) est analogue au montage de mesure de dispersion réalisé précédemment. A partir de la largeur à mi-hauteur de l'autocorrélation τ_{ac} on peut en déduire la largeur à mi-hauteur de l'impulsion τ_p (annexe E). Toutefois, cette mesure ne donne aucune information sur la phase temporelle de l'impulsion. Ces mesures sont donc aussi confrontées à la mesure du spectre en puissance nous donnant alors une information supplémentaire et nous permettant de dire si l'impulsion est limitée par la transformée de Fourier (Tableau I-3). Le spectromètre consiste à séparer les composantes spectrales à l'aide d'un élément tel qu'un réseau de diffraction. Mais tout

comme l'autocorrélateur en intensité, le spectromètre mesure le spectre en puissance et celui-ci ne contient pas d'information sur la phase spectrale qui nous permettrait alors de remonter à la forme de l'enveloppe temporelle de l'impulsion. Ces deux mesures sont donc nécessaires et complémentaires pour caractériser les impulsions en sortie de la fibre optique.

Les résultats obtenus sont présentés dans le paragraphe suivant.

III.3.2 Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations

Nous présentons ici deux expérimentations différentes. La première avec la source femtoseconde LIBRA dont les impulsions en sortie sont limitées par la transformée de Fourier. La durée de l'impulsion sécante hyperbolique mesurée est de 102fs à mi-hauteur ce qui correspond à un spectre de 17nm de largeur à 1250nm. La deuxième réalisée après une maintenance sur le laser LIBRA où dans ce cas les impulsions en sortie ont été modifiées probablement à cause d'une modification sur le compresseur et dans l'OPerA. Ainsi, la durée des impulsions sech est de 120fs mais avec un spectre de 34nm de largeur. Un spectre de 34nm correspond à une impulsion limitée par la transformée de Fourier de 50fs pour des impulsions sech ou 70fs pour des impulsions gaussiennes. La phase résultante liée à la dispersion de vitesse de groupe (chirp) peut être calculée à l'aide de la relation suivante [CHA98] :

$$\beta_2 (fs^2) = \pm \sqrt{\left(\frac{\tau_f^2}{\tau_i^2} - 1\right) \frac{\tau_i^4}{4(2\ln(2))^2}} \quad (\text{III-6})$$

où τ_i dans cette expression correspond à la durée d'impulsion non chirpée. Ainsi, pour des impulsions sech, le chirp est de $\pm 2000fs^2$ ou de $\pm 2370fs^2$ si nos impulsions sont gaussiennes. Cependant, cette formule ainsi que les mesures à l'autocorrélateur et à l'analyseur de spectre ne nous permettent pas de conclure sur le signe du chirp. Nous verrons par la suite que celui-ci est positif car, avec la simulation de propagation dans la fibre optique nous obtenons une très bonne correspondance avec les expérimentations en considérant ce chirp positif. Mais, dans un premier temps, nous présentons des résultats intéressants obtenus avec les impulsions non-chirpées.

III.3.2.1 Laser en entrée limité par la transformée de Fourier

L'énergie dans la fibre optique est variée entre quelques nJ et 260nJ pour différentes longueurs d'onde : 1225, 1255, 1275 et 1295nm. La Figure III-14 montre les mesures de durées d'impulsion obtenues.

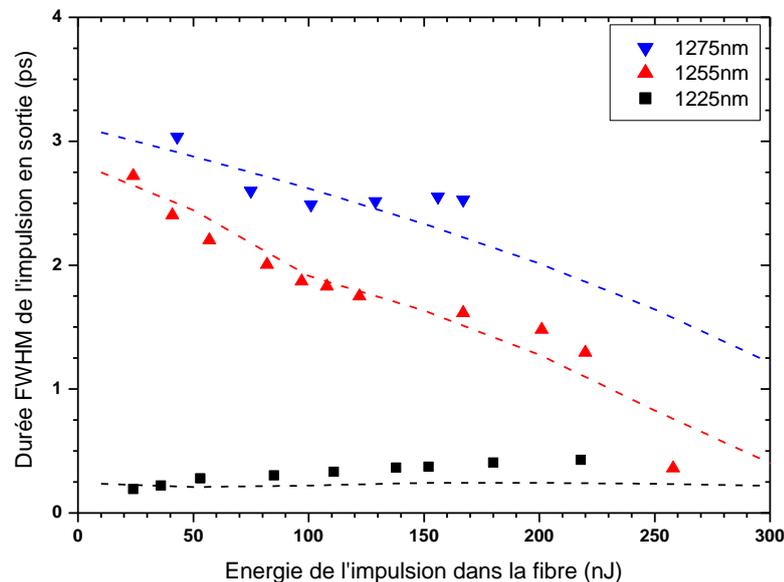


Figure III-14 : Mesures (marqueurs) et simulations (pointillés) de la durée d'impulsion en fonction de l'énergie pour des impulsions sech à différentes longueurs d'onde se propageant dans 5,5m de fibre HC-PCF-1300

Les mesures à 1295nm ne sont pas présentées car le détecteur de l'autocorrélateur n'était pas suffisamment sensible à l'infrarouge au cours de ces expérimentations pour avoir un rapport signal sur bruit suffisant. Les simulations nous laissent penser que la durée d'impulsion est de 10ps typiquement à faible énergie pour cette longueur d'onde. On constate sur ces mesures que la durée de l'impulsion est quasiment inchangée à 1225nm ce qui coïncide avec la mesure du zéro de dispersion. Dans le régime de dispersion anormale, on observe l'élargissement des impulsions à faible énergie jusqu'à environ 3ps à 1255nm et 1275nm. On observe ensuite à 1255nm une compression des impulsions lorsque l'énergie augmente dans la fibre due à la compensation de la dispersion de vitesse de groupe par la SPM. A une énergie de 260nJ, l'impulsion est fortement re-comprimée et on peut penser alors à la formation d'un soliton optique. Ceci est en accord avec la mesure du spectre (Figure III-15) montrant un décalage de la longueur d'onde centrale de l'impulsion vers le rouge et une diminution de la largeur spectrale caractéristique de la formation d'un soliton optique. En outre les simulations et expérimentations montrent un bon accord sur la Figure III-14. Les simulations ont été réalisées en considérant un MFD de 11,2 μ m d'après la donnée fournisseur et en utilisant les valeurs de réponse Raman, d'indice non-linéaire et de dispersion présentées dans le précédent chapitre et dans celui-ci.

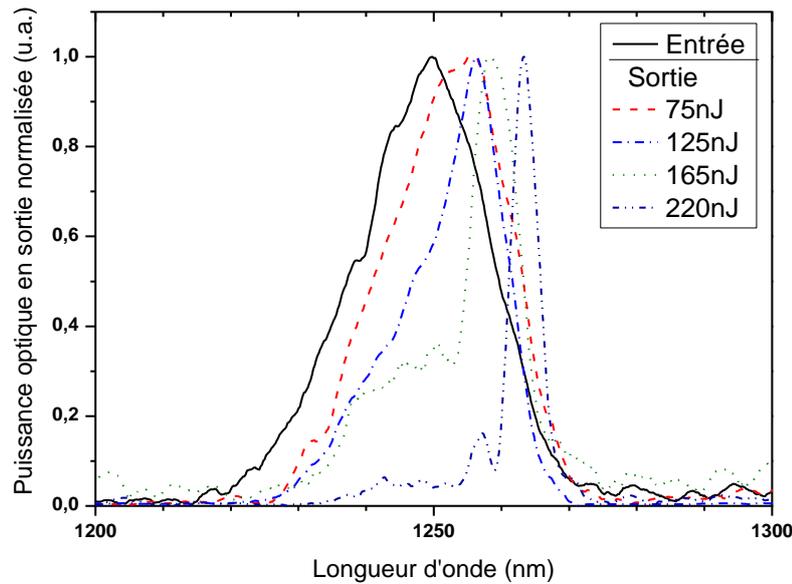


Figure III-15 : Spectre optique en sortie de 5,5m de fibre HC-PCF-1300 pour des impulsions en entrée à 1250nm

Après avoir étudié par l'expérience et les simulations, l'évolution temporelle des impulsions, on s'intéresse plus particulièrement à l'évolution spectrale. La Figure III-15 montre à 1250nm comme discuté précédemment le décalage du spectre et le rétrécissement de la largeur spectrale. On compare donc ces mesures avec la simulation sur la Figure III-16 et la Figure III-17. La Figure III-16 montre qu'expérimentalement les impulsions ont un spectre dont la largeur atteint 20% de la largeur spectrale initiale pour une énergie de 200nJ. La largeur spectrale à mi-hauteur passe ainsi de près de 20nm à 4,5nm. Les simulations montrent quant à elles une diminution de la largeur spectrale légèrement moindre que les expérimentations. Il y a tout de même un bon accord avec les mesures avec une tendance similaire.

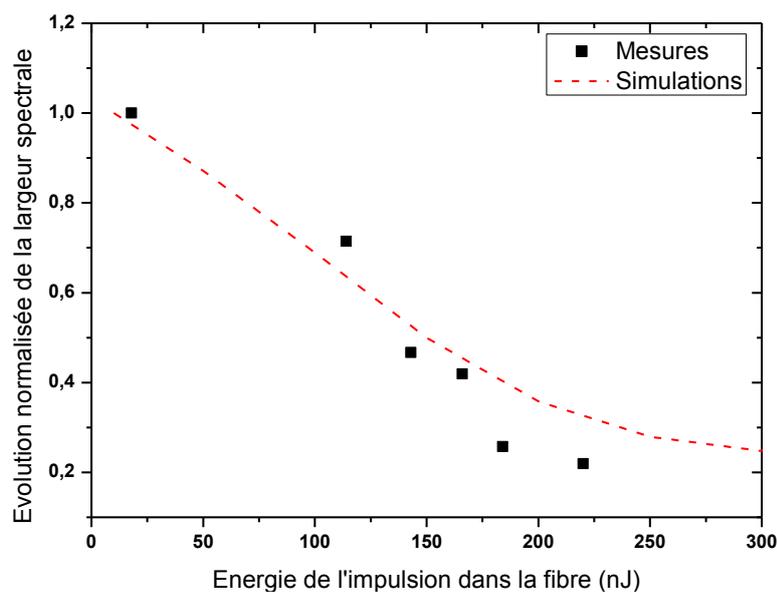


Figure III-16 : Evolution normalisée de la largeur spectrale en fonction de l'énergie des impulsions en sortie de 5,5m de fibre HC-PCF-1300 pour des impulsions en entrée à 1250nm

La Figure III-17 présente le décalage de la longueur d'onde centrale en fonction de l'énergie. Pour l'expérimentation, l'impulsion est décalée vers le rouge de 12nm à 220nJ comme le montre aussi la Figure III-15. Avec la simulation, ce décalage n'est que de 2nm pour la même énergie. Nous rappelons que la réponse Raman de l'air a été prise en compte pour ces fibres à cœur creux. Dans le second chapitre, nous avons validé le modèle sur ces fibres en comparant avec des résultats précédents mais nous avons aussi mis en évidence une sous-estimation des simulations pour le décalage spectral (Figure II-8) probablement expliquée par une imprécision de la réponse Raman.

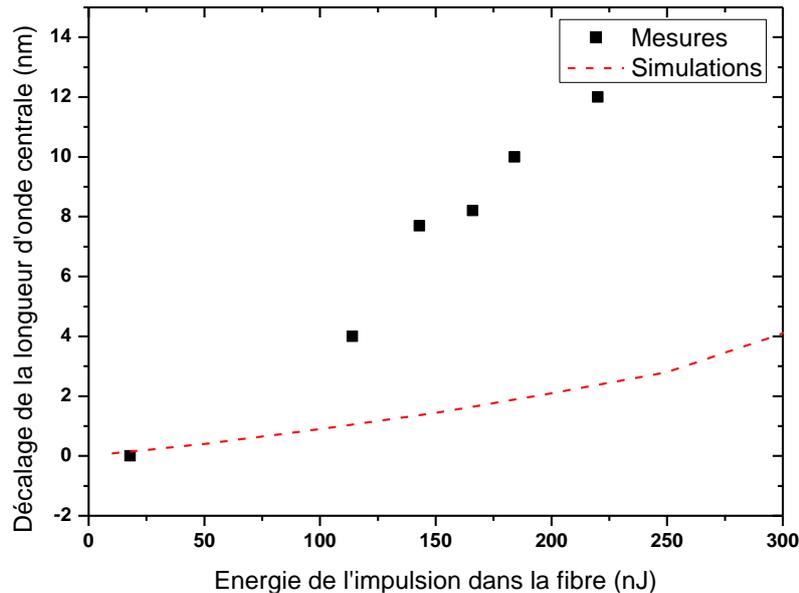


Figure III-17 : Décalage de la longueur d'onde centrale en fonction de l'énergie des impulsions en sortie de 5,5m de fibre HC-PCF-1300 pour des impulsions en entrée à 1250nm

Nous avons ainsi au cours de ces expérimentations montré une faible dispersion à 1225nm et l'apparition d'un soliton optique en régime de dispersion anormale pour des impulsions en entrée limitées par la transformée de Fourier. Nous avons réalisé d'autres mesures après une maintenance sur le laser et avons constaté des résultats différents. Après une mesure de la durée d'impulsion et du spectre en sortie du laser, nous avons constaté que les impulsions avaient déjà subi un déphasage avant l'entrée dans la fibre. Nous présentons ici les résultats de propagation de ces impulsions dans la fibre HC-PCF-1300.

III.3.2.2 Laser en entrée avec chirp

De la même façon que pour la précédente expérimentation, nous avons propagé les impulsions dans 5,5m de fibre à différentes longueurs d'onde et énergies. L'énergie des impulsions dans la fibre a été variée entre 30nJ et 330nJ pour quatre longueurs d'onde : 1215, 1230, 1258 et 1265nm. Les impulsions en sortie du laser ont une largeur spectrale de 34nm pour une durée d'impulsion de 120fs soit un déphasage de $\pm 2000\text{fs}^2$ pour des impulsions sécantes hyperboliques. La Figure III-18 montre la durée des impulsions à mi-hauteur mesurée en sortie de fibre avec l'autocorrélateur.

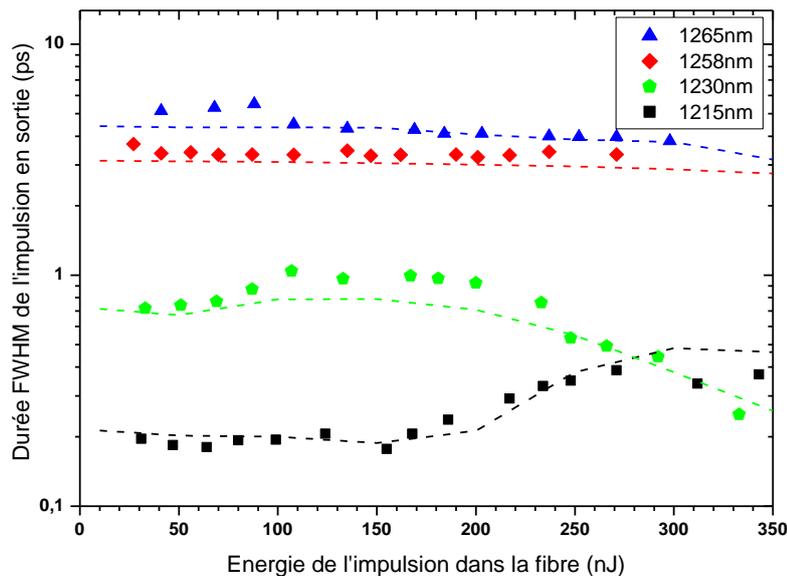


Figure III-18 : Mesures (marqueurs) et simulations (pointillés) de la durée d'impulsion en fonction de l'énergie pour des impulsions chirpées sech à différentes longueurs d'onde se propageant dans 5,5m de fibre HC-PCF-1300

On constate sur cette figure que légèrement en dessous du zéro de dispersion, à 1215nm, il n'y a pas d'élargissement significatif des impulsions jusqu'à 200nJ. A plus forte énergie, la SPM élargit les impulsions jusqu'à 400fs. Par contre, pour une longueur d'onde de 1230nm et à faible énergie en dessous de 250nJ, la durée des impulsions augmente jusqu'à 10 fois par rapport à la durée de l'impulsion en entrée. Les impulsions sont ensuite comprimées jusqu'à 260fs à 330nJ. La formation d'un soliton précédemment montrée à 1255nm n'est pas visible ici à 1258nm puisque la durée de l'impulsion reste constante à une valeur de 3ps jusqu'à 300nJ. On note qu'il y a un très bon accord avec la simulation en incorporant dans la simulation une impulsion en entrée avec un chirp positif de 2000fs^2 .

Cette expérimentation nous montre que le déphasage initial de l'impulsion a un rôle significatif sur la propagation de nos impulsions dans ces fibres. En effet, la pente de la dispersion évoluant rapidement avec la longueur d'onde, ce paramètre est important.

III.3.3 Conclusion

L'étude expérimentale de la fibre HC-PCF-1300 pour la propagation d'impulsions femtoseconde nous a montré un élargissement des impulsions jusqu'à quelques picosecondes entre 1240 et 1300nm dans 5,5 mètres de cette fibre. Nous avons pu observer la compression des impulsions à plus forte énergie ($>200\text{nJ}$) jusqu'à la formation d'un soliton optique (Figure III-19). Pour des longueurs d'onde proches du zéro de dispersion de la fibre (1225nm) les impulsions peuvent être propagées sans modification significative même à faible énergie. Nous avons aussi montré l'importance d'un déphasage initial sur toute étude de propagation des impulsions dans ces fibres.

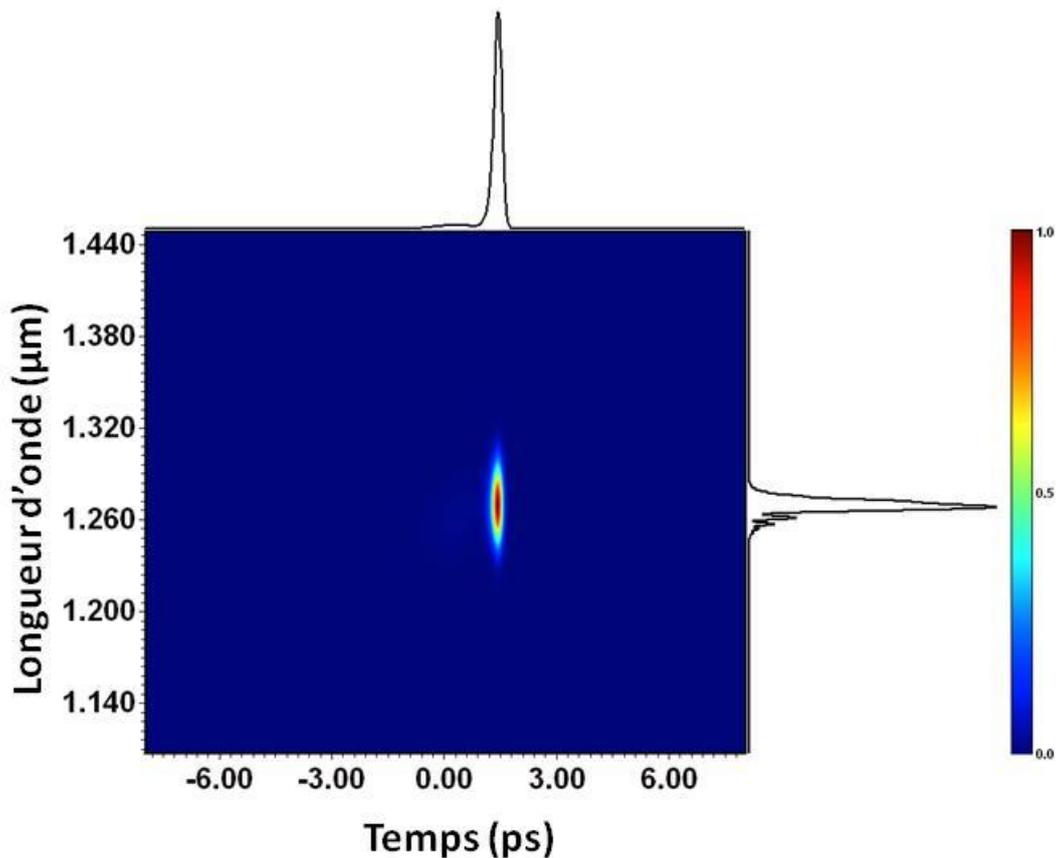


Figure III-19 : Spectrogramme simulé en sortie de 5,5m de fibre HC-PCF-1300 pour des impulsions en entrée à 1255nm de 140fs non-chirpées avec une énergie de 450nJ

III.4 Conclusion

Ce troisième chapitre a démontré le transport d'impulsions femtoseconde proches de 1300nm dans une fibre photonique à cœur creux. Ses caractéristiques géométriques ont d'abord été présentées en montrant notamment une propagation monomode nécessaire à notre application. Ne connaissant pas la dispersion de cette fibre optique, nous avons mis en place une expérimentation sur la plateforme ATLAS afin de la déterminer. Avec des réglages rigoureux, nous avons pu extraire une courbe de dispersion montrant un zéro de dispersion vers 1230nm. Enfin, ce chapitre a présenté des résultats de propagation des impulsions dans la fibre avec des caractérisations temporelles et spectrales. La dispersion de la fibre évoluant rapidement, en s'écartant de quelques dizaines de nanomètre du zéro de dispersion, les impulsions sont élargies jusqu'à quelques picosecondes. Ainsi, pour la propagation d'impulsions à 1300nm, la durée des impulsions serait de l'ordre de 10ps en sortie de 5,5mètres de fibre. Des nouvelles structures de fibres photoniques ont été développées plus récemment, avec un pas plus grand ($\sim 12\mu\text{m}$) et un réseau non plus triangulaire mais de type Kagomé [COU06]. La Figure III-20 présente la face d'une fibre Kagomé ayant une bande de transmission (atténuation de 0,04dB/m) comprise entre 1200 et 1600nm. La bande de transmission est ainsi largement supérieure aux fibres HC-PCF à réseau triangulaire et la dispersion est faible sur une plus large bande spectrale. Ces nouvelles générations de fibres photoniques présentent donc un intérêt croissant. Cependant, ces fibres demandent encore à gagner en maturité pour l'émergence d'applications industrielles.

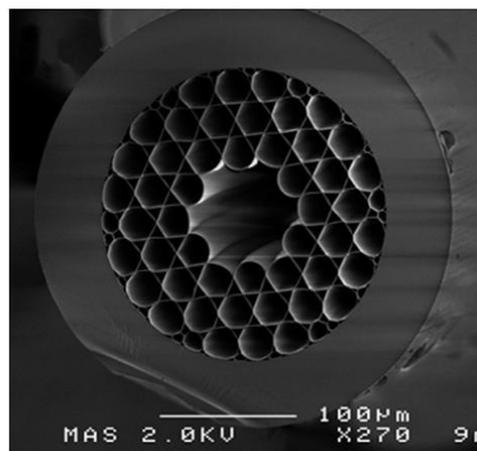


Figure III-20 : Fibre Kagomé 7-cellules avec pas de $23\mu\text{m}$ et cœur de $66\text{-}79\mu\text{m}$ de diamètre [WAN12]

Le chapitre suivant présente des résultats expérimentaux du test à 2-photons sur des composants en silicium avec notamment l'utilisation de la fibre présentée dans ce troisième chapitre.

Chapitre IV : Applications sur composants silicium

Ce chapitre est consacré à l'utilisation du test laser sur des circuits intégrés à base de silicium. La majeure partie des tests présentés visent à étudier la sensibilité de ces circuits aux radiations par test laser à 2-photons. Pour réaliser ces expérimentations, deux plateformes distinctes ont été utilisées, la première nommée ATLAS qui a été développée par le laboratoire IMS et la seconde nommée ATLAS-i qui est une plateforme moins versatile mais plus intégrée qui a été développée à Alphanov en collaboration avec l'IMS. Ces deux dispositifs expérimentaux et leur mise en œuvre seront donc tout d'abord présentés. Puis, nous présenterons des résultats de stimulations laser à 2-photons menées sur la plateforme ATLAS et sur plusieurs composants électroniques. Ces résultats seront confrontés aux simulations qui ont été présentées dans le second chapitre. Enfin, nous montrerons des résultats obtenus sur composants après l'intégration à la plateforme ATLAS de la fibre optique étudiée dans le précédent chapitre.

IV.1 Techniques et dispositifs expérimentaux

Cette première partie concerne la description de l'environnement expérimental pour le test de circuits intégrés par laser impulsif. Nous présenterons tout d'abord les deux plateformes ATLAS et ATLAS-i en commençant par la plateforme ATLAS-i car, bien que développée plus récemment, elle permet le test laser en régime linéaire alors qu'ATLAS comprend plusieurs sources laser dont une pour le test à 2-photons. Enfin nous présenterons les méthodologies permettant de réaliser les tests par faisceau laser.

IV.1.1 Description des plateformes de tests

IV.1.1.1 Plateforme ATLAS-i

Cette plateforme permet de réaliser des tests laser semi-dynamiques et dynamiques de sensibilité aux radiations. Le montage de cette plateforme a été initié peu avant cette thèse à partir des travaux précédemment menés par le laboratoire IMS. ATLAS-i intègre des fonctionnalités de la plateforme ATLAS mais ici l'objectif est d'avoir une plateforme compacte, fiable, rapide et automatisée. Cette plateforme est donc constituée d'un oscillateur femtoseconde à 1030nm dont les impulsions laser sont injectées dans un microscope commercial à l'aide d'une fibre optique. La focalisation du laser permet la stimulation optique par absorption de photons dans le composant sous test. Le schéma de principe avec les différents constituants est présenté sur la Figure IV-1.

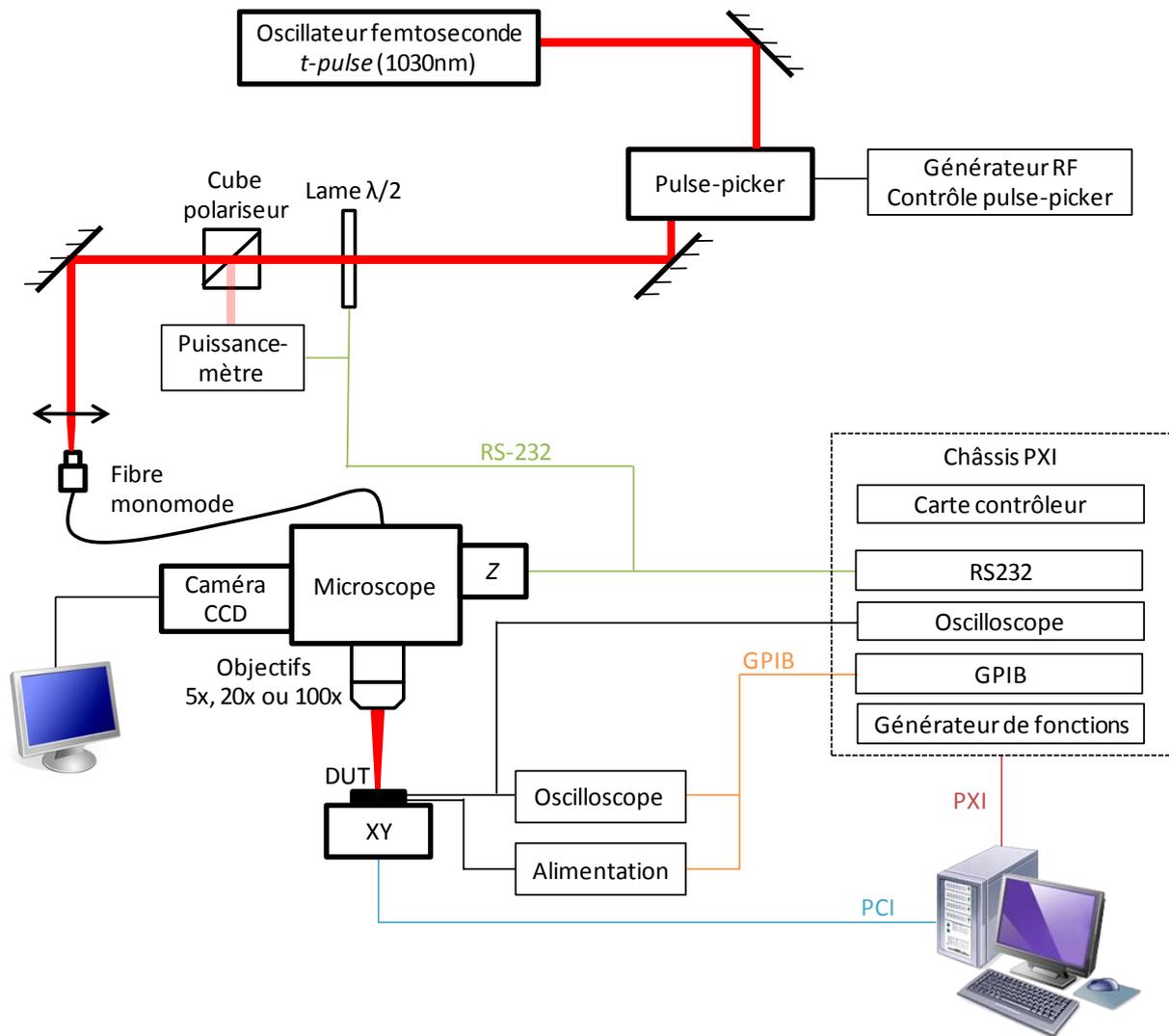


Figure IV-1 : Schéma de la plateforme Atlas-i

L'oscillateur (de la société Amplitude Systèmes) permet de délivrer des impulsions d'environ 300fs à une cadence de 50MHz pour une longueur d'onde de 1030nm. La puissance moyenne est de 1W soit 20nJ par impulsion. La cadence de l'oscillateur est trop importante et pourrait créer des effets d'accumulation de charges car le courant de diffusion après une impulsions laser peut subsister jusqu'à plusieurs centaines de nanosecondes [POU00]. L'oscillateur est donc suivi d'un sélectionneur d'impulsions (pulse-picker) constitué d'un modulateur acousto-optique (MAO) afin de diminuer la cadence des impulsions (description en annexe E). Son taux d'extinction mesuré est supérieur à 30dB, assurant ainsi l'élimination des effets d'accumulation de charges. Le réglage de l'intensité du faisceau laser se fait à l'aide d'une lame à retard de type $\frac{\lambda}{2}$ suivie d'un cube séparateur de polarisation. Le faisceau est ensuite injecté dans le microscope à l'aide d'une fibre optique monomode de diamètre de cœur 6 μ m. Le microscope possède trois objectifs à grossissements différents : x5, x20, x100. Ces objectifs ont la particularité d'être traités pour le proche infrarouge et d'avoir une grande distance de travail. Ainsi, l'objectif x100 possède une distance de travail de 1cm avec une

ouverture numérique de 0,7. Le circuit à tester (DUT : Device Under Test), est placé sur une platine motorisée contrôlée par un ordinateur. Pour des évènements testés de type SEE, à chaque impulsion laser et en chaque point spatial du composant, l'oscilloscope reçoit la réponse transitoire du circuit à cette stimulation. Cette réponse est ensuite envoyée à l'ordinateur pour traitement par bus GPIB (General Purpose Interface Bus ou IEEE-488) ou PXI (PCI eXtensions for Instrumentation) qui est une évolution du bus PCI (Peripheral Component Interconnect) utilisé pour des cartes d'extension reliées à la carte mère d'un ordinateur. Nous avons pu mesurer le gain en vitesse apporté par une communication PXI plutôt que GPIB. On peut constater sur la Figure IV-2 qu'avec l'oscilloscope NI5254 sur bus PXI on obtient un gain en vitesse d'environ 1,5 fois comparé à l'oscilloscope Tektronix sur bus GPIB. Ainsi le temps de réalisation d'une cartographie de 100 points par 100 points passe de 13 à 9 minutes avec l'oscilloscope du châssis PXI National Instrument.

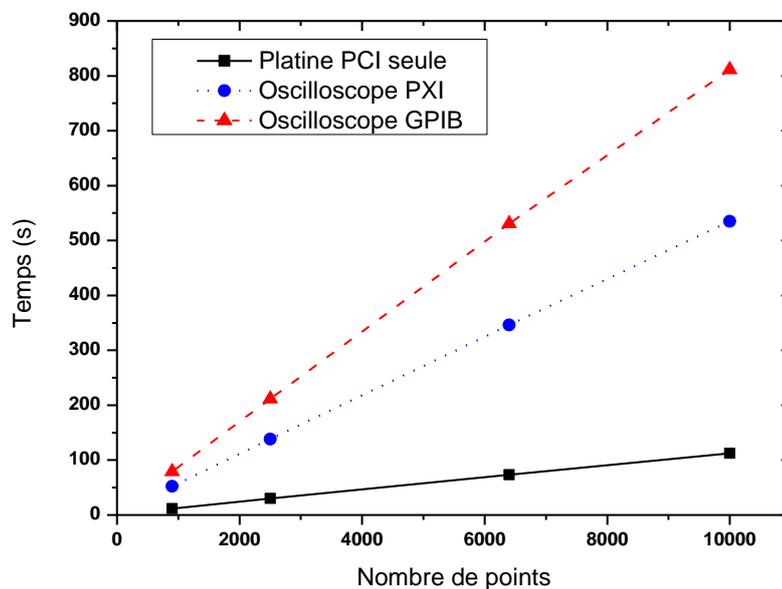


Figure IV-2 : Temps d'acquisition d'une cartographie en fonction du nombre de points et du bus de communication de l'oscilloscope (2500 échantillons/acquisition, pas de déplacement = 2 μ m)

IV.1.1.1.1 Performances optiques

La première caractéristique technique d'une plateforme compacte telle que celle décrite est sa transmission déterminant la source à utiliser afin d'avoir une énergie laser suffisante sur le circuit sous test. La transmission totale de cette plateforme (rapport entre l'énergie sous objectif et l'énergie en sortie du laser) est de seulement 5% ce qui implique une énergie maximale de 1nJ sur composant. Cependant, nous avons montré que pour des composants testés par la face arrière, cette énergie est suffisante pour traverser 300 μ m de silicium après amincissement.

En effet, la Figure IV-3 montre l'amplitude de la réponse transitoire d'un amplificateur opérationnel LM324 stimulé par des impulsions de 800pJ.

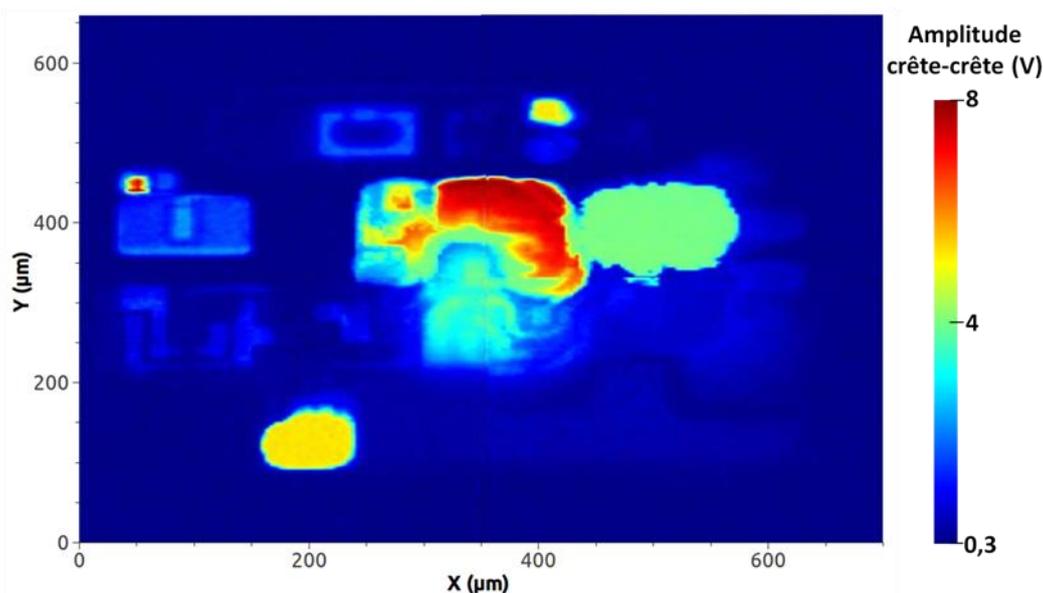


Figure IV-3 : Cartographie de la sortie d'un amplificateur LM324 en montage non-inverseur (gain de 2) stimulé par des impulsions de 800pJ à 1kHz (polarisation = $\pm 5V$, entrée=0V, pas = 4 μm)

Une autre caractéristique importante est la résolution optique atteignable. Nous avons donc mesuré la taille du faisceau laser sous l'objectif à fort grossissement à l'aide de la méthode de la lame de rasoir (appelée « knife-edge ») [ARN71]. Cette technique consiste à translater une lame de rasoir sur le trajet du faisceau et à enregistrer la puissance transmise en fonction du déplacement de la lame de rasoir. La puissance transmise est une fonction erreur dont la dérivée est une fonction gaussienne représentant l'intensité du faisceau (Annexe G). A l'aide d'un programme automatisant cette mesure, on obtient au point focal la courbe à gauche de la Figure IV-4. En réalisant un ajustement par une fonction erreur [BIL85] on peut ainsi obtenir le rayon w à $1/e^2$ qui est de 1 μm dans notre cas. La courbe de droite est la dérivée de la mesure montrant un profil quasi-gaussien.

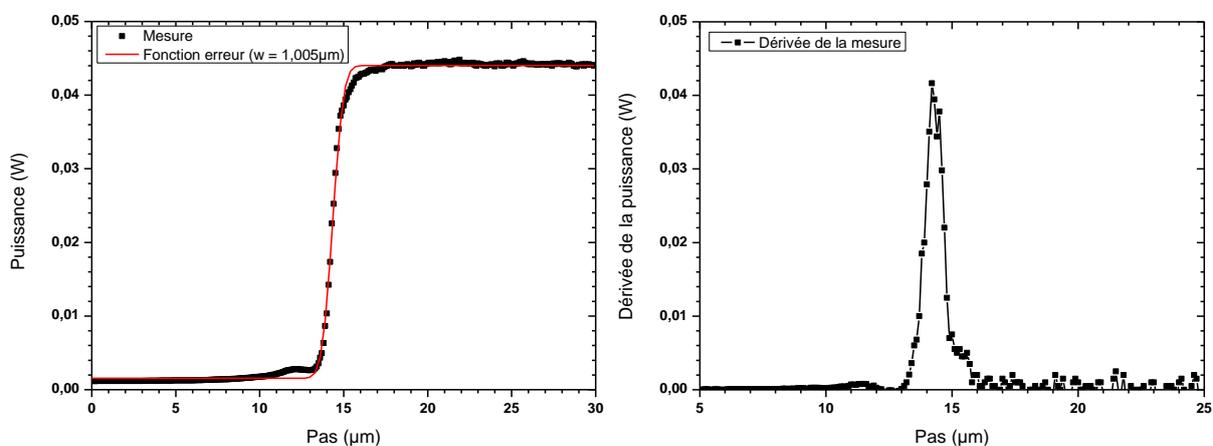


Figure IV-4 : Mesure de la taille du faisceau sur ATLAS-i sous l'objectif 100x par méthode « knife-edge »

Le diamètre minimal du faisceau mesuré est ainsi de $2\mu\text{m}$ alors qu'en théorie, si le faisceau était parfaitement gaussien avec un objectif sans aberration, le diamètre serait de $1\mu\text{m}$. Cet écart à la théorie peut s'expliquer par une différence entre la taille théorique et la taille réelle mais aussi par une limitation dans la méthode de mesure par la lame de rasoir. En effet, on peut noter que la technique « knife-edge » requiert des précautions particulières pour des mesures de l'ordre de la longueur d'onde avec des objectifs à forte ouverture numérique. Il faut ainsi que le système soit dépourvu de vibrations, que la lame de rasoir soit parfaitement lisse sur une échelle inférieure au micromètre et que le déplacement soit précis. Mais il faut aussi que l'angle d'acceptance du détecteur placé sous la lame soit suffisant pour collecter l'ensemble du signal qui peut être diffracté. Pour notre objectif d'ouverture numérique 0,7 et avec un détecteur de 1cm de diamètre, il faut que la distance entre la lame et le détecteur ne dépasse pas 5mm. Ainsi, d'après [FIR77], si le détecteur ne collecte pas la totalité du faisceau non occulté, la largeur à mi-hauteur pour un faisceau gaussien est surestimée de 15%. Cependant, une étude expérimentale comparant plusieurs techniques de mesure de faisceaux submicrométriques, a montré que la méthode « knife-edge » surestime de 35% la mesure du rayon du faisceau par rapport à une technique de mesure par déplacement d'une particule fluorescente [SCH81]. Les incertitudes de cette mesure nous permettent simplement de conclure sur le fait que la résolution transverse de la plateforme est inférieure à $2\mu\text{m}$.

Enfin pour conclure sur les performances optiques de cette plateforme, il faut noter que le passage de l'impulsion femtoseconde dans la fibre monomode induit un élargissement temporel de celle-ci mesuré par autocorrélation. La durée d'impulsion sur le composant sous test est alors comprise entre 2 et 4,5ps suivant l'énergie en entrée de fibre (Figure IV-5).

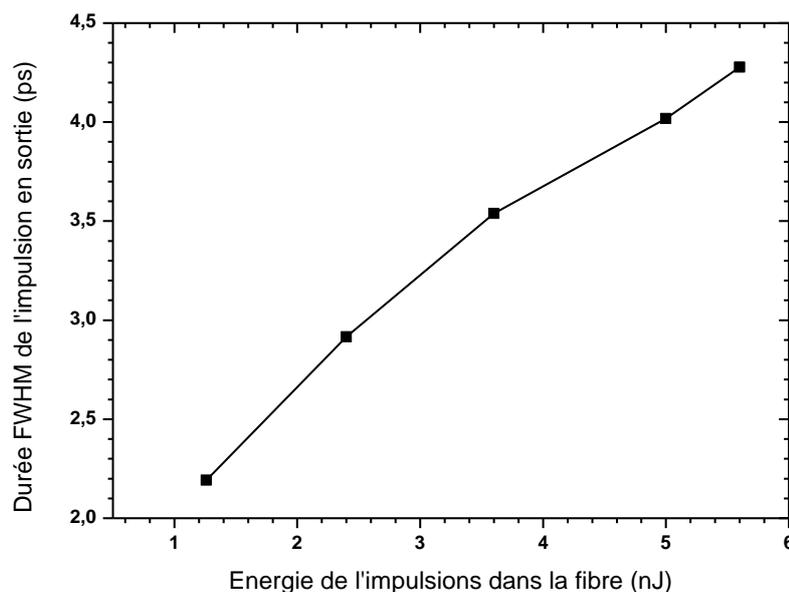


Figure IV-5 : Durée des impulsions en sortie de la fibre monomode de 1,5m à 1030nm

IV.1.1.2 Plateforme ATLAS

La plateforme ATLAS du laboratoire IMS est très polyvalente et permet de réaliser des tests laser semi-dynamiques et dynamiques de sensibilité aux radiations ou de fiabilité de composants. Nous présentons ici (Figure IV-6) seulement le montage utilisé pour réaliser les expérimentations qui vont suivre. Celui-ci est constitué d'un laser femtoseconde Ti:Sa accordable entre 1100 et 1300nm (présenté dans la partie III.1.1.1). Après réglage de l'énergie du faisceau, celui-ci est injecté dans les objectifs de microscope de même type que ceux de la plateforme ATLAS-i. La platine de déplacement XY motorisée est aussi identique à celle de la plateforme ATLAS-i.

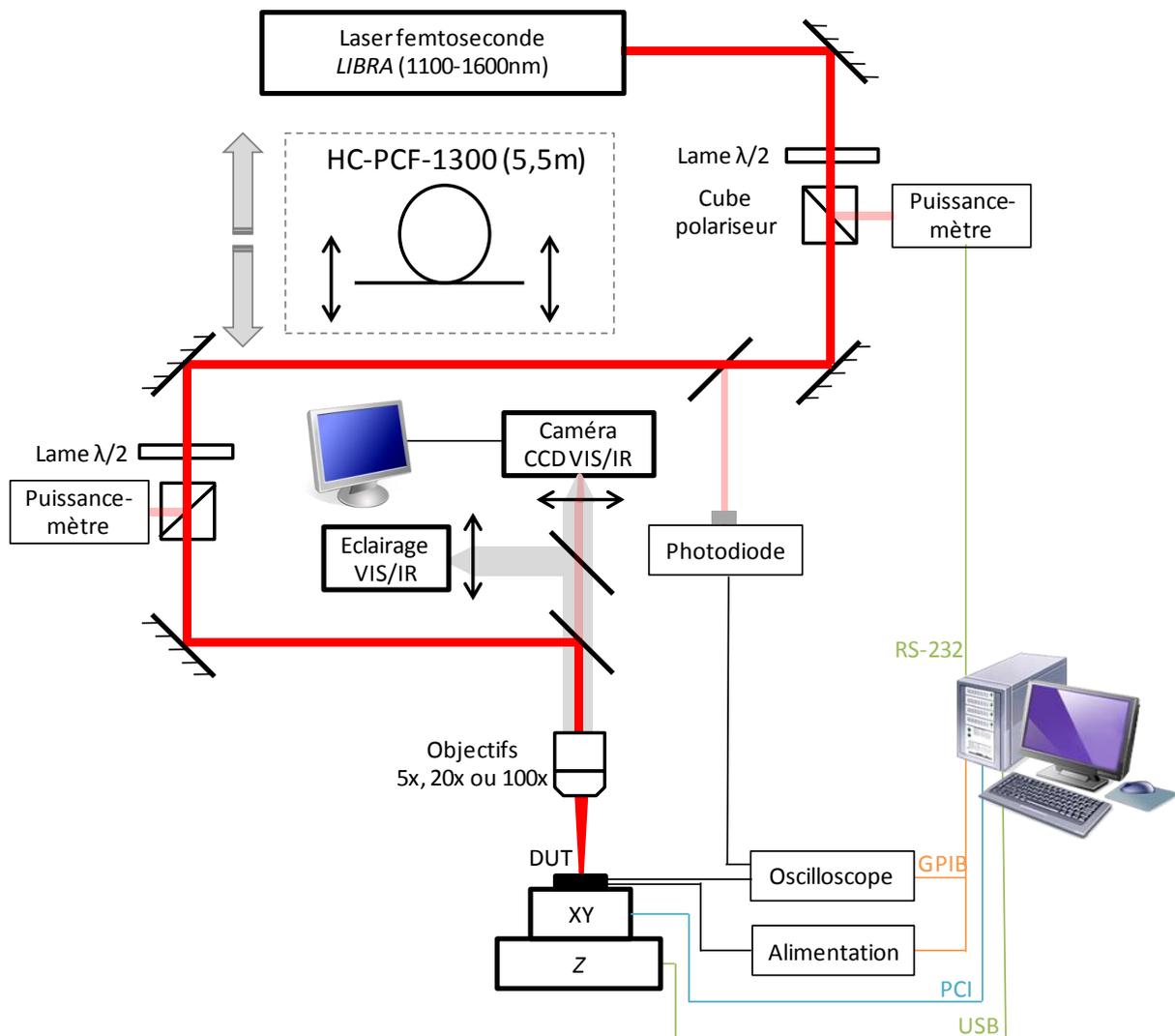


Figure IV-6 : Schéma du banc photoélectrique de la plateforme ATLAS

Nous avons intégré à cette plateforme la possibilité de propager le laser dans la fibre photonique à cœur creux avant l'injection dans le microscope. Cette plateforme de test intègre aussi un éclairage infrarouge et une caméra InGaAs dont la sensibilité est comprise en 900nm et 1700nm ce qui permet de traverser le substrat en silicium par la face arrière pour avoir une image jusqu'aux zones actives et métallisations.

IV.1.1.2.1 Performances optiques

Nous avons caractérisé la taille du faisceau de la même façon que précédemment en utilisant la méthode classique « knife-edge » avec une lame de rasoir et un détecteur optique non plus en silicium mais InGaAs sensible à 1300nm. Cette mesure a été réalisée pour différentes distances entre la lame de rasoir et l'objectif 100x afin d'obtenir le profil en z représenté sur la Figure IV-7. En cherchant la courbe de correspondance (en rouge sur le graphique), le rayon w minimal à $1/e^2$ est de $1,36\mu\text{m}$ avec un facteur de qualité du faisceau M^2 égal à 1,86.

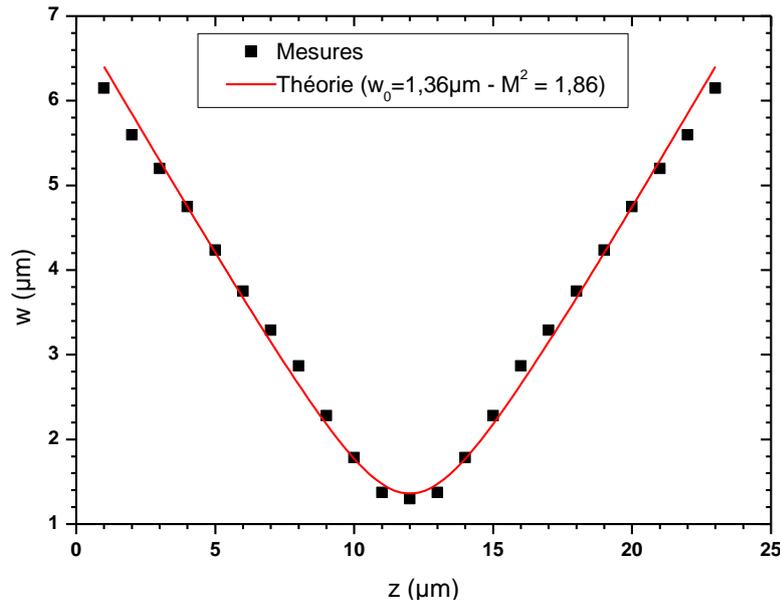


Figure IV-7 : Profil du faisceau à 1300nm sous l'objectif 100x mesuré par méthode « knife-edge »

On réalise la même mesure avec le passage de l'impulsion dans 5,5mètres de fibre HC-PCF.

On obtient cette fois un rayon w minimal à $1/e^2$ de $1,41\mu\text{m}$ avec un M^2 de 1,48 (Figure IV-8).

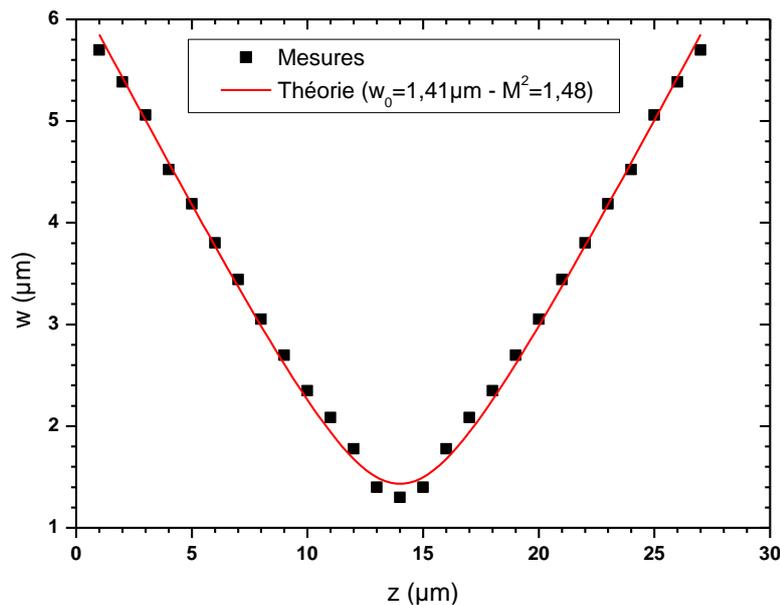


Figure IV-8 : Profil du faisceau à 1300nm sous l'objectif 100x après propagation dans 5,5m de fibre HC-PCF (mesuré par méthode « knife-edge »)

Dans les deux configurations, avec et sans fibre, le rayon minimal est peu changé avec par contre un meilleur facteur de qualité pour la configuration avec fibre optique. Nous avons précédemment montré dans le chapitre III (partie III.1.4) que le mode spatial en sortie était le mode fondamental HE_{11} à comparer avec le mode en sortie du laser représenté sur la Figure IV-9. La propagation dans les 5,5 mètres de fibre filtre spatialement le faisceau ce qui permet d'obtenir en sortie un bon facteur de qualité.

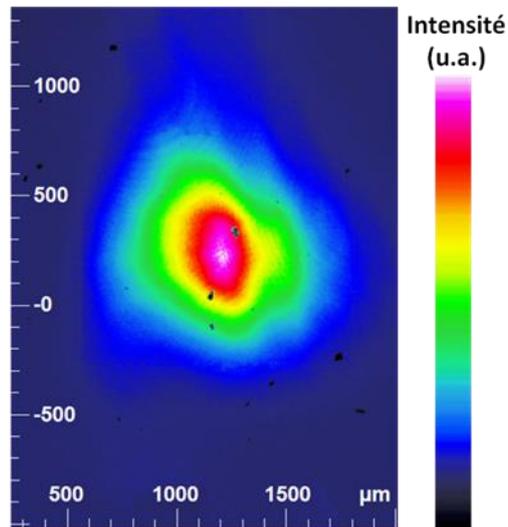


Figure IV-9 : Mode spatial du laser LIBRA à 1300nm

Nous avons précédemment montré les limites de la méthode « knife-edge ». Ainsi pour s'affranchir des effets de diffraction et de distance entre la lame et le détecteur, un système de mesure intégré en technologie CMOS a été conçu en 2005 par l'équipe du laboratoire IMS [DOU05]. Le détecteur consiste en une photodiode silicium formée par la jonction du puits N et du substrat P avec une métallisation aluminium l'entourant et jouant le rôle de la lame (Figure IV-10).

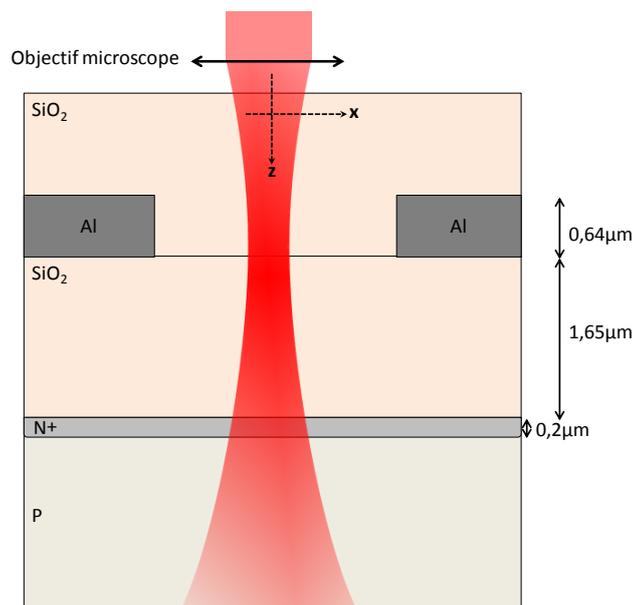


Figure IV-10 : Structure KEOPS du véhicule de test ISLAND pour la mesure « knife-edge » [DOU05]

Ce composant a été utilisé par un doctorant de l'équipe pour caractériser le faisceau à 1300nm avec cette méthode où ici le signal détecté est lié à l'absorption de deux photons [SHA11]. La Figure IV-11 présente le profil de l'intensité au carré selon l'axe Z pour différentes énergies (le faisceau est centré sur le détecteur) et selon l'axe transverse X pour une énergie de 2nJ. La largeur à mi-hauteur est de 1,6 μ m selon X et de 8 μ m selon Z. L'extension axiale augmente avec l'énergie alors que l'extension latérale varie peu. On peut noter que la largeur à mi-hauteur latérale atteint un minimum non pas lorsque le signal est maximisé mais pour une position en amont de 2,3 μ m correspondant à la distance entre la jonction et le dessus de la lame aluminium.

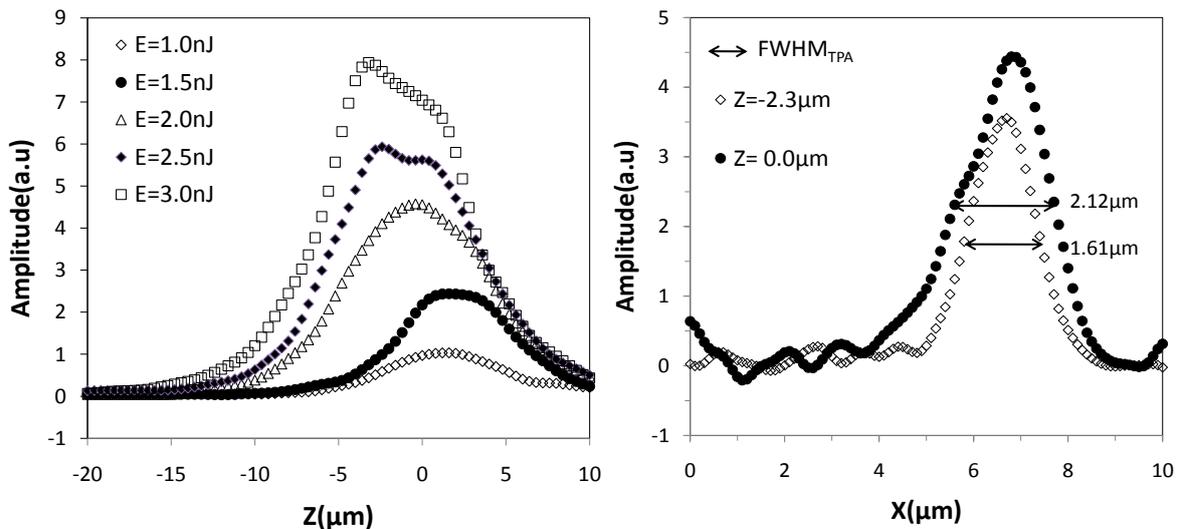


Figure IV-11 : Profil TPA du faisceau laser selon Z pour différentes énergies (à gauche) et selon X pour deux profondeurs différentes (à droite) [SHA11]

On peut comparer cette mesure de taille latérale à celle que nous avons obtenue et présentée sur la Figure IV-7 par méthode « knife-edge » classique. Nous avons montré que $w = 1,36\mu\text{m}$ soit une largeur à mi-hauteur de 1,60 μm correspondant à 1,13 μm ($= 1,60/\sqrt{2}$) pour un profil au carré. La largeur à mi-hauteur de la Figure IV-11 de 1,61 μm correspondrait alors à la mesure de la Figure IV-7 sans correction du profil carré. Il faut noter que ces deux mesures n'ont pas été effectuées sur la même plateforme dont l'objectif de focalisation est certes de même grossissement mais avec une ouverture numérique différente, ce qui peut expliquer la différence entre ces mesures.

Après cette description et caractérisation des plateformes de test, nous présentons dans la partie suivante la méthodologie utilisée pour l'étude des circuits intégrés.

IV.1.2 Techniques d'analyse et automatisation

La méthodologie de test utilisée dans le cadre de cette étude permet de tester semi-dynamiquement des circuits. En effet, dans les expérimentations qui ont été menées le circuit

n'est pas émulé dynamiquement (mis-à-part le cas de l'injection de fautes dans un registre à décalage qui sera présenté par la suite et où seulement la comparaison avec les simulations a été réalisée). La synoptique de cette méthodologie est représentée sur la Figure IV-12. Chaque composant testé doit tout d'abord être préparé. Le boîtier (plastique ou céramique) est ouvert par voie chimique, mécanique ou laser. Dans le cas d'un test par la face arrière, le substrat peut aussi être aminci. Après vérification de la fonctionnalité du composant, on peut ensuite préparer le montage électrique et calibrer la plateforme. En effet, il est nécessaire de connaître l'énergie des impulsions sous les objectifs et de veiller à ce que le composant soit plan. Le test consiste à balayer le faisceau laser en chaque point du composant sous test. Pour ce faire, des paramètres sont définis tels que la taille de la zone à scanner (elle peut être bidimensionnelle), le pas en chaque point de test, l'énergie des impulsions laser, la profondeur de focalisation du laser et les paramètres électriques du composant. Le test peut ensuite être démarré avec l'enregistrement de la réponse électrique ou de l'état du composant pour chaque point spatial.

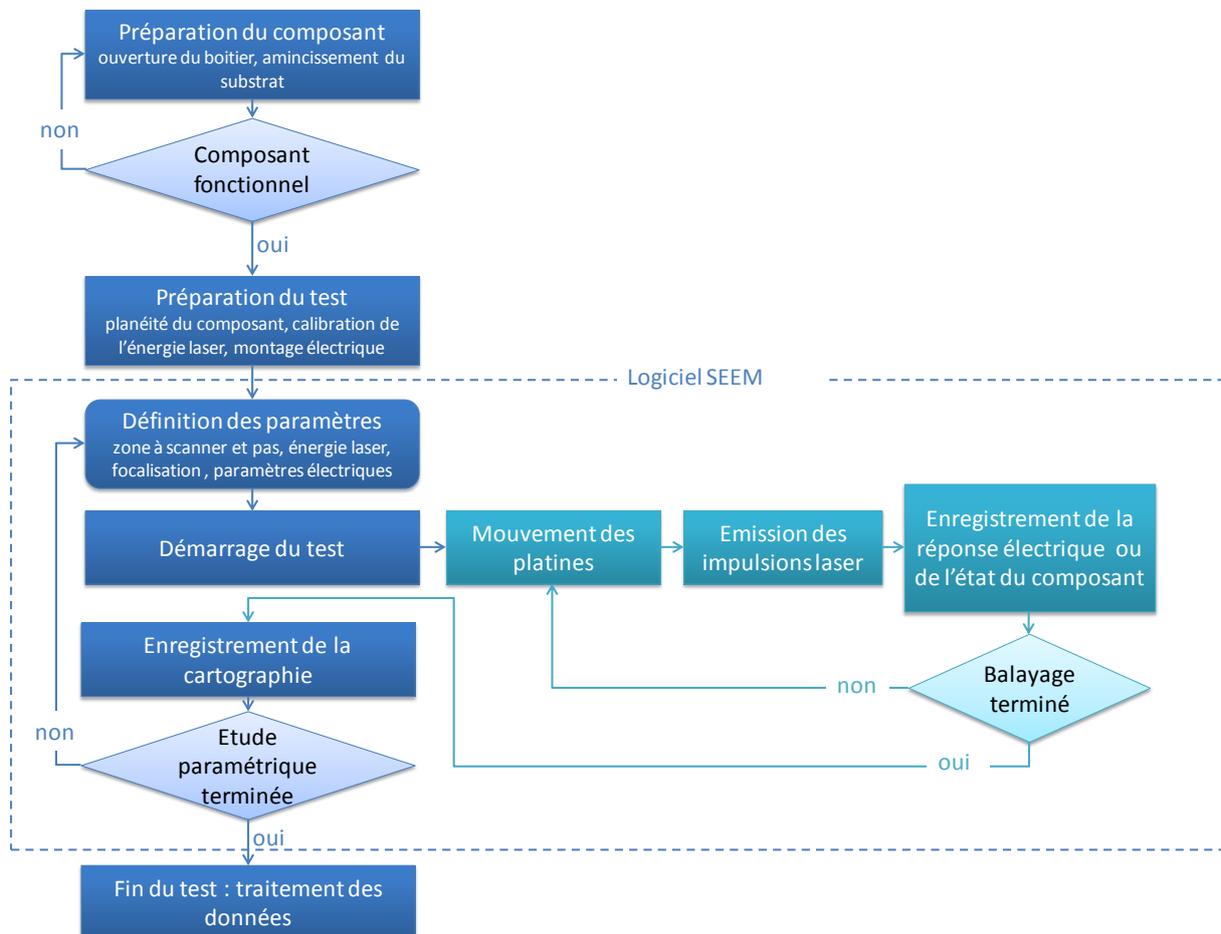


Figure IV-12 : Synoptique du test de sensibilité de circuits intégrés par laser

L'automatisation du test consistant à enregistrer la cartographie de réponse du composant, est réalisée à l'aide du logiciel SEEM (Figure IV-13) développé au laboratoire IMS. La zone à scanner et le pas de déplacement peuvent être définis puis pour chaque endroit sur la puce, le logiciel importe la réponse provenant de l'instrument qui peut être un oscilloscope (pour des

tests de sensibilité aux SET) ou une alimentation (pour des tests de sensibilité aux SEL). Dans le cas d'un test de sensibilité aux SEL, l'alimentation du composant est réglée de façon à limiter le courant car lors de la création d'un évènement latch-up, le courant augmente brutalement jusqu'à cette limitation imposée pour ne pas endommager le composant. Le courant est enregistré pour chaque point de test. Lors d'un latch-up, l'alimentation est éteinte puis rallumée par le logiciel avant de passer au point de test suivant.

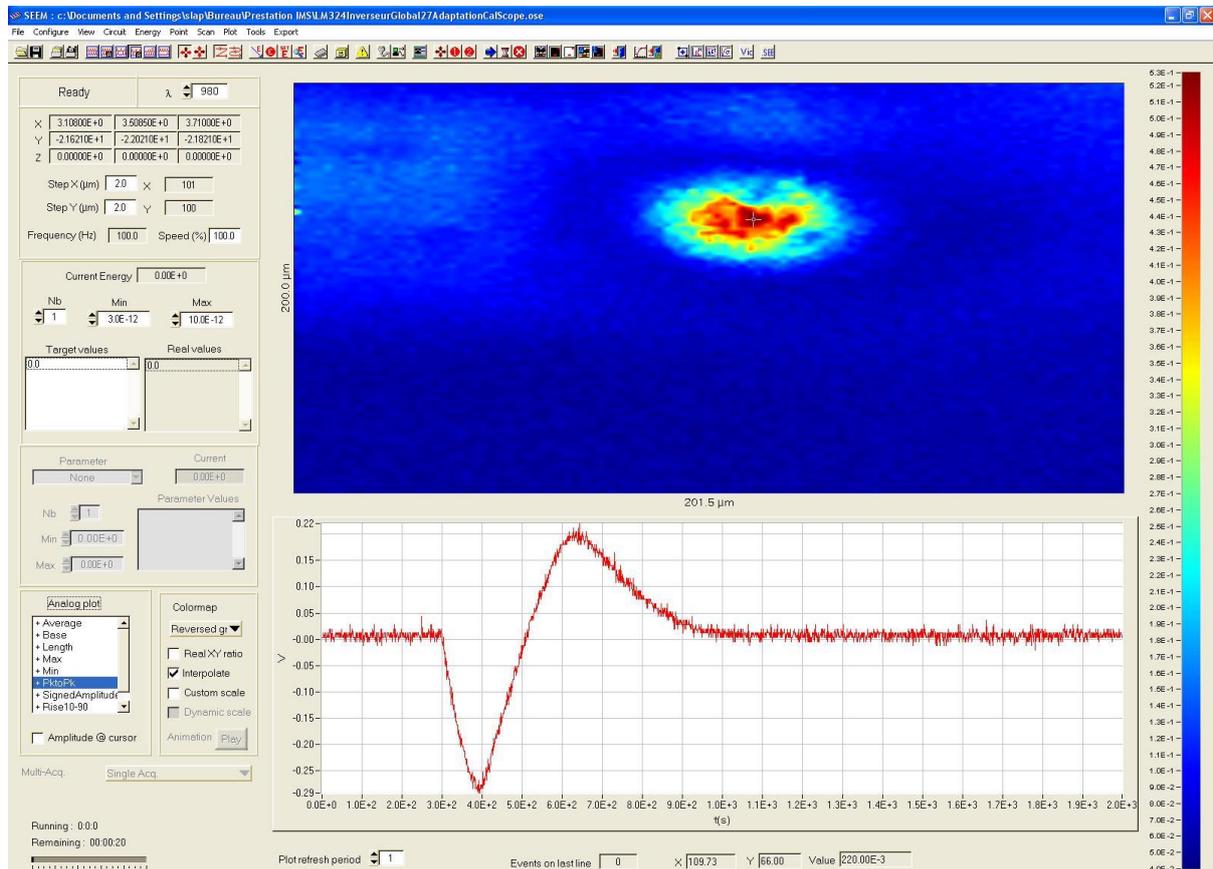


Figure IV-13 : Logiciel de cartographie SEEM

IV.1.3 Conclusion

Les deux plateformes de test de circuits intégrés ATLAS et ATLAS-i ont été présentées dans cette première partie avec leurs caractéristiques techniques notamment concernant la résolution optique. Le rayon minimal mesuré est de $1\mu\text{m}$ sur la plateforme ATLAS-i avec un laser à 1030nm et de $1,36\mu\text{m}$ sur la plateforme ATLAS avec le laser à 1300nm soit dans les deux cas de l'ordre de la longueur d'onde. L'intégration de la fibre HC-PCF n'induit pas de changement significatif puisque le rayon mesuré est de $1,41\mu\text{m}$ mais on constate une légère amélioration du facteur de qualité du faisceau.

Enfin, la méthodologie de test utilisée a été explicitée avant d'évoquer les études de cas présentées dans les parties suivantes.

IV.2 Etude de la sensibilité de composants par laser en régime d'absorption à 2-photons

Cette seconde partie présente plusieurs cas d'étude réalisés sur la plateforme ATLAS. Certaines de ces expérimentations ont été menées par d'autres doctorants de l'équipe dans le cadre de leur travail de thèse. L'objectif est ici de confronter les résultats expérimentaux aux simulations réalisées dans le second chapitre de cette thèse.

IV.2.1 Injection de fautes dans un registre à décalage CMOS

IV.2.1.1 Principe expérimental

Le premier composant étudié est un registre à décalage de 8 bits constitué d'un ensemble de bascules synchrones (Figure IV-14) dans lequel l'information est transmise à chaque coup d'horloge.

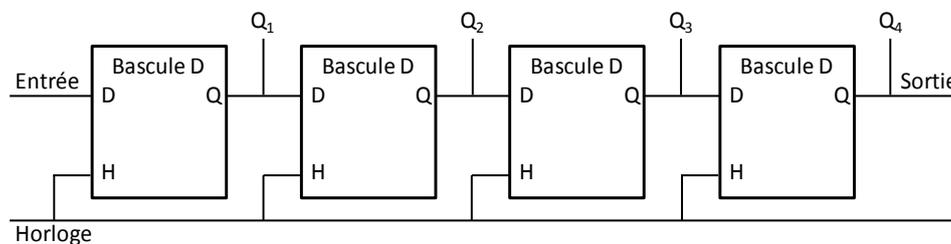


Figure IV-14 : Architecture d'un registre à décalage de 4 bits

Des fautes ont été induites dans ce composant à l'aide de la technique dynamique TRLS (voir partie I.1.1.2.2) par stimulation TPA. Ces tests ont été réalisés sur la plateforme ATLAS dans le cadre des thèses de Kai Shao [SHA12] et Emeric Faraud [FAR12] et dont une partie de ces résultats a fait l'objet d'une publication dans une revue [SHA11]. Le registre à décalage CMOS a été au préalable aminci et poli jusqu'à 200 μm pour le test par la face arrière. L'impulsion électrique en sortie est enregistrée en fonction de la position du laser et comparée à celle en entrée pour identifier l'apparition d'une faute ou non. La cartographie obtenue est ensuite superposée à une image infrarouge du composant réalisée à l'aide d'un laser continu à 1300nm.

IV.2.1.2 Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations

La Figure IV-15 présente trois cartographies obtenues en fonction de la position du point focal laser et de l'énergie des impulsions. Les zones rouges montrent des régions où l'impulsion en sortie passe de 14ns à 24ns caractéristique de l'introduction d'une erreur perturbant le fonctionnement du composant. La comparaison entre la cartographie de gauche et celle du milieu montre qu'en reculant l'objectif de 2 μm par rapport à la position optimale (soit environ 7 μm dans le silicium), une des fautes en bas de la cartographie disparaît car les charges générées ainsi éloignées de la zone active ne sont plus collectées. En augmentant

alors l'énergie de 10% et par conséquent la densité de charges, cette zone réapparaît. Ceci montre que le test TPA est sensible à la fois à la profondeur de focalisation et à l'énergie des impulsions laser.

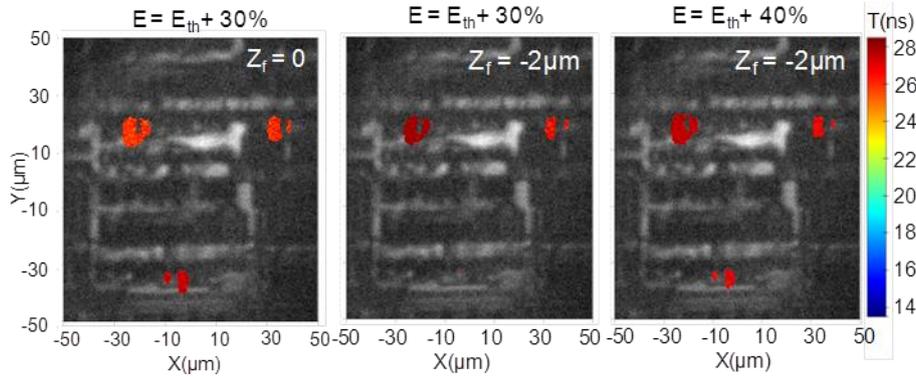


Figure IV-15 : Cartographies TPA dans le cas d'une focalisation optimale (gauche) et dans le cas d'un recul de l'objectif de $2\mu m$ pour la même énergie laser (milieu) puis augmentée de 10% (droite) [SHA11]
 Une étude plus approfondie de la profondeur de sensibilité en fonction de l'énergie des impulsions laser a été réalisée sur ce composant. La Figure IV-16 montre les seuils de sensibilité en fonction de l'énergie ainsi que la profondeur où la sensibilité est maximale.

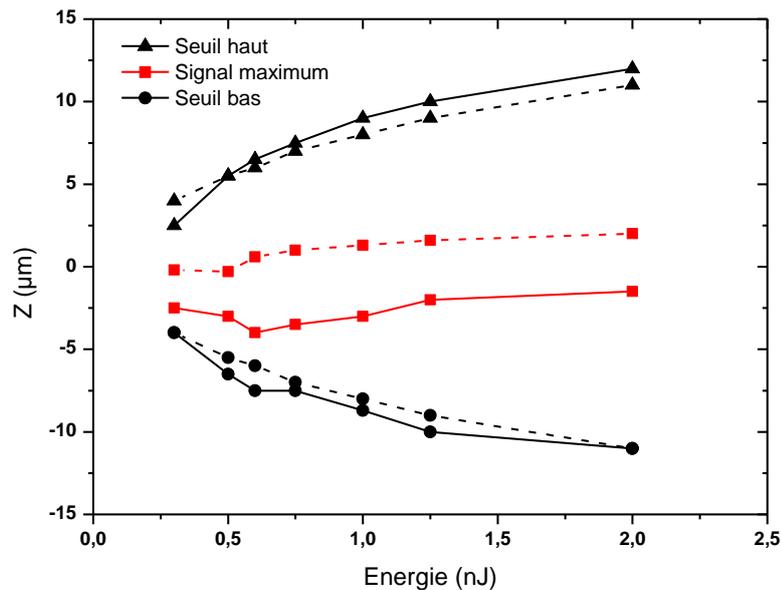


Figure IV-16 : Mesures (traits) et simulations (pointillés) de l'extension axiale du volume de sensibilité en fonction de l'énergie laser [SHA11]

L'orientation de l'axe Z sur la Figure IV-16 correspond au déplacement du microscope, par conséquent lorsque Z augmente, le point focal laser va être avancé dans le composant (en partant du substrat vers les zones actives). Ces mesures sont comparées aux simulations représentées en pointillés sur le graphique. Les mesures montrent tout d'abord l'augmentation de la profondeur de sensibilité avec l'énergie car elle passe de $7\mu m$ pour 300pJ à $23\mu m$ pour 2nJ. Ces mesures montrent aussi, avec la courbe rouge correspondant à la profondeur où la sensibilité est maximale, qu'il y a deux tendances de variation en fonction de l'énergie. Ainsi, pour des énergies entre 300 et 750pJ, il faut reculer l'objectif alors qu'en augmentant

l'énergie au delà de 750pJ il est nécessaire d'avancer l'objectif ce qui est caractéristique du recul du maximum d'absorption par effet plasma et déplétion du signal. Les simulations sont réalisées avec les paramètres typiques (Tableau II-9) où le seuil de sensibilité est calculé en considérant une densité critique de charges ($N_{th} = 2 \times 10^{24} m^{-3}$ pour $N_{dopants} = 1 \times 10^{24} m^{-3}$). Les simulations montrent une évolution semblable de la profondeur de sensibilité avec l'énergie mais la position du maximum est centrée entre les deux seuils ce qui n'est pas le cas avec les mesures. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que les mécanismes de collection ainsi que la structure du composant (couches de métallisation par exemple) ne sont pas pris en compte. En outre, avec les simulations, on peut voir la seconde tendance d'évolution du maximum où à partir de 500pJ le maximum recule comme nous l'avions montré dans le chapitre II (Figure II-26) mais on ne voit pas la première tendance qui pourrait être assimilée à l'effet Kerr, celui-ci serait alors sous-estimé comparativement à ces mesures.

Pour compléter sur ce composant l'étude de variation de la profondeur de sensibilité avec l'énergie, on représente l'extension axiale totale en fonction de l'énergie, avec, les mesures de la Figure IV-16, et des points de simulations supplémentaires entre 130pJ (énergie seuil avec les simulations) et 3,5nJ. A partir de ces données, une courbe de correspondance associée à cette évolution est recherchée et représentée sur la Figure IV-17. On obtient une évolution quasiment en racine de l'énergie. Après avoir introduit dans la formulation l'énergie seuil, on obtient une équation de la forme :

$$Z = Z_{2E_{th}} \times \left(\frac{E - E_{th}}{E_{th}} \right)^{0,42} \quad (IV-1)$$

et qui vaut dans notre cas :

$$Z = 7,25 \times \left(\frac{E - 0,13}{0,13} \right)^{0,42} \quad (IV-2)$$

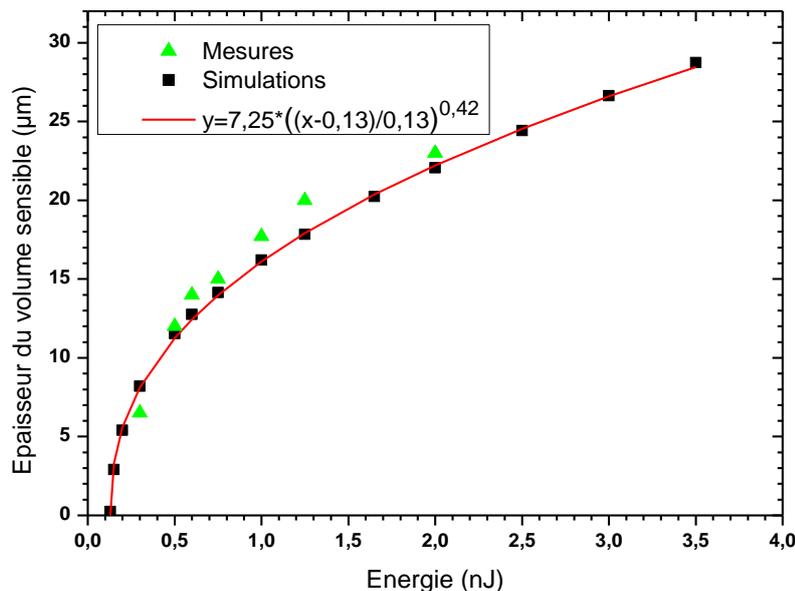


Figure IV-17 : Extension axiale totale mesurée et simulée ($N_{th} = 2 \times 10^{24} m^{-3}$) en fonction de l'énergie avec courbe d'ajustement

IV.2.1.3 Conclusion

Cette première étude a montré l'injection de fautes dans un registre à décalage par stimulation laser à 2-photons. Une étude paramétrique sur la profondeur de sensibilité a montré l'importance de maîtriser à la fois la profondeur de focalisation du laser et son énergie. Les mesures ont montré la contribution simultanée de l'effet Kerr et plasma avec l'effet associé sur la profondeur de génération des porteurs de charges. Les simulations montrent un bon accord avec les mesures sur l'augmentation du volume de sensibilité avec l'énergie et sur le décalage vers la surface du maximum de génération à forte énergie. Par contre, les simulations ne montrent pas d'effet Kerr. Enfin, nous avons exprimé l'augmentation de la profondeur de sensibilité comme étant proportionnelle à l'énergie à la puissance 0,42 soit presque en racine de l'énergie.

IV.2.2 Sensibilité aux radiations sur une mémoire SRAM

IV.2.2.1 Principe expérimental

Le second composant étudié est une mémoire de type SRAM (Cypress CY7C1069 2Mx8b CMOS SRAM). Ce type de composant peut être très sensible aux radiations aux ions lourds et protons avec l'apparition de changements d'états mémoires (SEU) ou d'événements de type latch-up (SEL) [PAG05]. Le latch-up dans un circuit CMOS peut être assimilé au déclenchement d'un thyristor (PNPN) composé de deux transistors NPN et PNP où chacun des collecteurs est relié à la base de l'autre (Figure IV-18). Il y a ainsi un emballement du courant du fait de la création d'un chemin de courant entre l'alimentation et la masse.

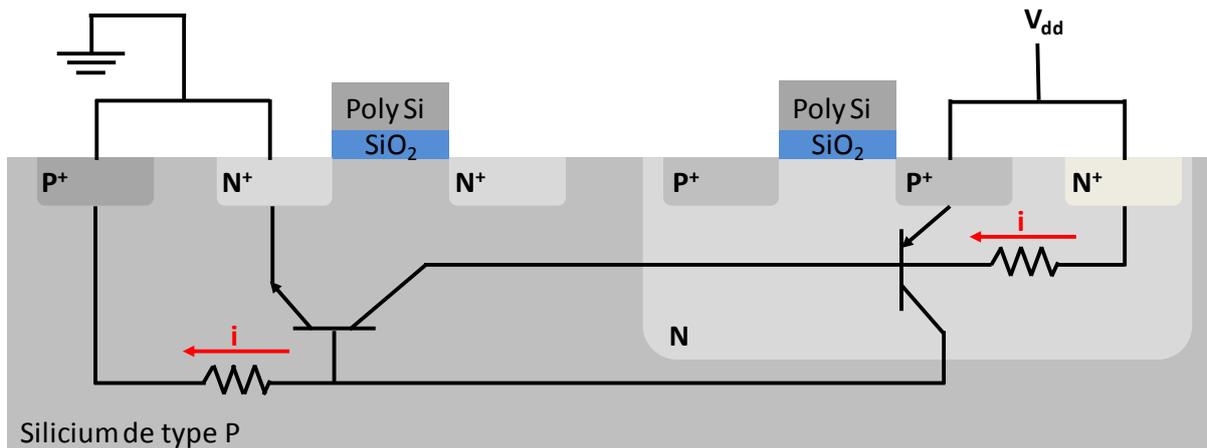


Figure IV-18 : Phénomène de latch-up dans un circuit CMOS avec déclenchement d'un thyristor

La sensibilité de ce composant aux SEL a été évaluée par laser en régime linéaire et non-linéaire. Le composant a été au préalable aminci jusqu'à environ 200 μ m pour un test par la face arrière. Celui-ci a été alimenté à sa tension nominale de 3,3V où il présente une consommation d'environ 80mA. Aucun adressage particulier de l'état des points mémoire n'a été réalisé. Lors d'un événement SEL, le courant augmente, par conséquent l'alimentation a

été limitée afin de ne pas endommager le circuit. Après un SEL l'alimentation est éteinte puis rallumée avant de passer au point de test suivant. Il est important de noter l'élévation de température de ce type de composant sous alimentation. La Figure IV-19 montre à gauche une image thermique du composant alimenté sous 3V enregistrée avec une caméra thermique (modèle FLIR A20). La température à la surface du substrat aminci est d'environ 35°C à une température ambiante de 18°C. L'évolution temporelle de la température est montrée à droite de la Figure IV-19 avec un temps de montée de l'ordre de la dizaine de seconde. Par conséquent les mesures doivent être réalisées avec précaution car la température joue un rôle à la fois sur l'expansion-dilatation mécanique qui ne permet plus de contrôler précisément la focalisation du laser dans les zones actives, et à la fois sur le seuil de déclenchement des SEL [JOH91]. Il faut donc travailler dans les mêmes conditions de température. D'après les informations du fournisseur, le composant peut supporter une température de jonction de 150°C au maximum. La résistance thermique de ce composant packagé de 24,18°C/W. Avec une alimentation de 3,3V et une consommation statique de 175mA d'après les caractéristiques de ce composant, la température attendue dans un environnement à 18°C est de 30°C alors que dans la pratique nous observons d'après la Figure IV-19, une température d'au moins 35°C.

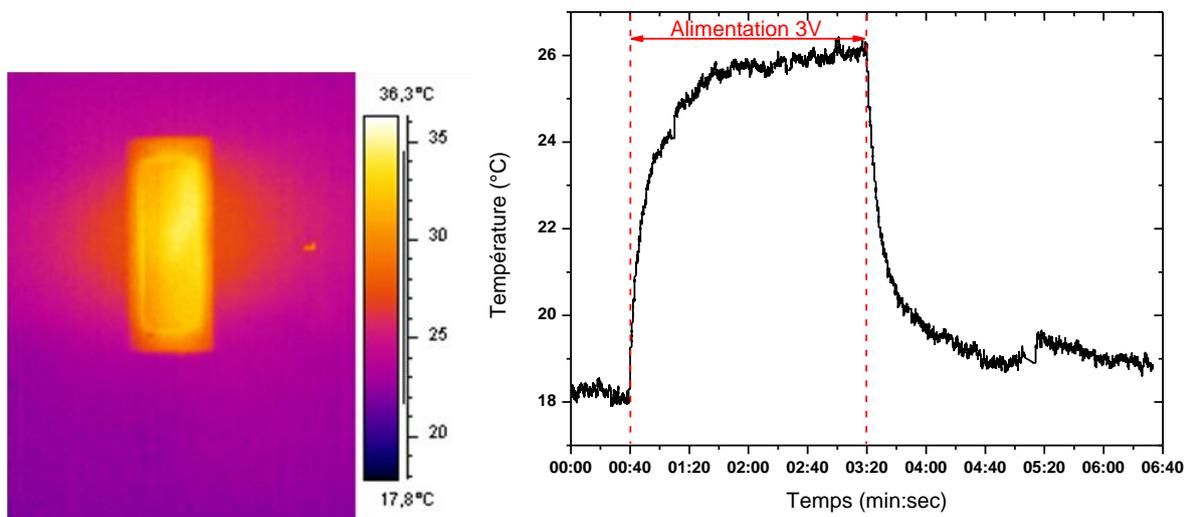


Figure IV-19 : Imagerie thermique du composant (gauche) et profil temporel pour 3V

IV.2.2.2 Résultats expérimentaux et comparaison avec les simulations

Une étude de la sensibilité a été réalisée sur la plateforme ATLAS en régime non-linéaire et linéaire (laser à 1064nm). L'image de droite de la Figure IV-20 montre un résultat en régime TPA avec une énergie de 147pJ proche de l'énergie seuil (mesurée à 132pJ au cours de ce test). On peut distinguer des zones sensibles (en rouge) d'une dimension de $2\mu\text{m}$ avec un pas de déplacement de $0,5\mu\text{m}$. Les zones sensibles correspondent à un courant de 100mA afin de limiter les effets thermiques lors d'un SEL. Cette cartographie est superposée par transparence à l'image infrarouge du composant et l'on peut ainsi distinguer les points mémoires sous forme de « blocs noirs ». On constate avec cette superposition de l'image infrarouge et de la cartographie, une bonne correspondance entre les points mémoires et les zones sensibles. On distingue plus particulièrement suivant l'axe X une sensibilité « par paire » bien résolue.

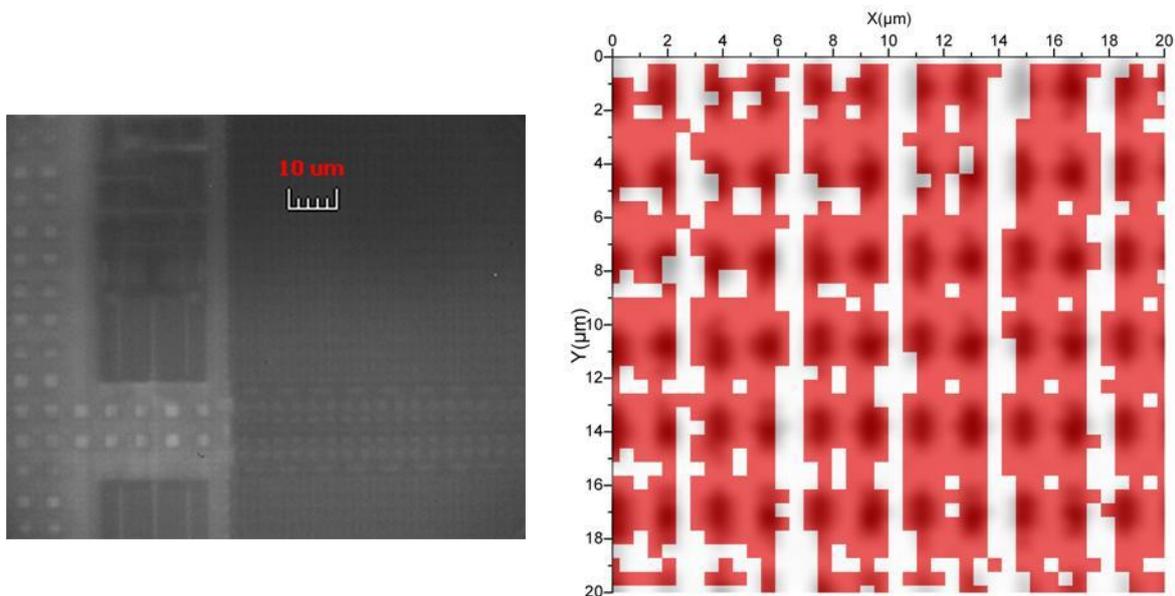


Figure IV-20 : Image infrarouge de la SRAM (à gauche) et cartographie TPA (à droite) avec une énergie de 147pJ sous objectif 100x avec superposition à l'image infrarouge (ATLAS)

Afin d'étudier plus précisément la surface sensible du composant et sa vulnérabilité aux radiations, une étude comparative en régime linéaire et non-linéaire près de l'énergie seuil a été réalisée sur la plateforme ATLAS dans le cadre des travaux d'Emeric Faraud [FAR12]. L'énergie des impulsions a été contrôlée précisément de façon à pouvoir stimuler le circuit au niveau du seuil. Cette étude a été réalisée avec un laser à fibre picoseconde à 1064nm et le laser LIBRA présenté dans le cadre de cette thèse à 1300nm. Le microscope utilisé n'est pas le même que celui décrit précédemment, la plateforme ATLAS disposant de plusieurs bancs de test photoélectriques. L'objectif de microscope utilisé dans les résultats présentés est aussi un objectif 100x de forte ouverture numérique et grande distance de travail mais le circuit est scanné en déplaçant le faisceau à l'entrée de l'objectif et non plus en déplaçant le circuit à

l'aide de platines. De plus après avoir montré une étude de sensibilité axiale du test TPA avec le registre à décalage CMOS, ces résultats sont complémentaires car axés sur la sensibilité latérale. Les cartographies ainsi obtenues en régime SPA et TPA sont données sur la Figure IV-21 pour des énergies de 205pJ et 223pJ respectivement. Ces énergies ne sont pas directement comparables avec le test réalisé précédemment où l'énergie seuil en TPA à 1300nm était de 132pJ car l'injection dans l'objectif du microscope n'est pas identique et par conséquent la taille du faisceau sous celui-ci. Ces cartographies montrent tout d'abord que même en régime SPA on peut aussi distinguer les points mémoires comme sur la Figure IV-20 faite en TPA. Par contre près du seuil en TPA, on peut voir que la résolution est améliorée notamment suivant l'axe Y où l'on peut distinguer indépendamment deux points sensibles. Ainsi en travaillant au seuil, on obtient une résolution latérale bien supérieure à celle montrée sur la Figure IV-20 où l'énergie n'était que de 1,1 fois le seuil. Un écart de 10% de l'énergie des impulsions suffit à dégrader la résolution. L'effet de l'énergie sur la résolution latérale peut aussi s'expliquer par le fait que la génération axiale est fortement dépendante de l'énergie, ainsi plus de charges peuvent diffuser puis être collectées par les transistors adjacents. Ce constat est cohérent avec la résolution latérale atteignable en SPA qui dépendrait alors indirectement de la génération axiale moins confinée qu'en régime TPA. En effet, la résolution latérale intrinsèque est améliorée d'un facteur $\sqrt{2}$ en régime TPA par rapport au régime SPA (partie I.2.1.3) pour des longueurs d'onde identiques, amélioration de ce fait compensée par la différence de longueurs d'onde.

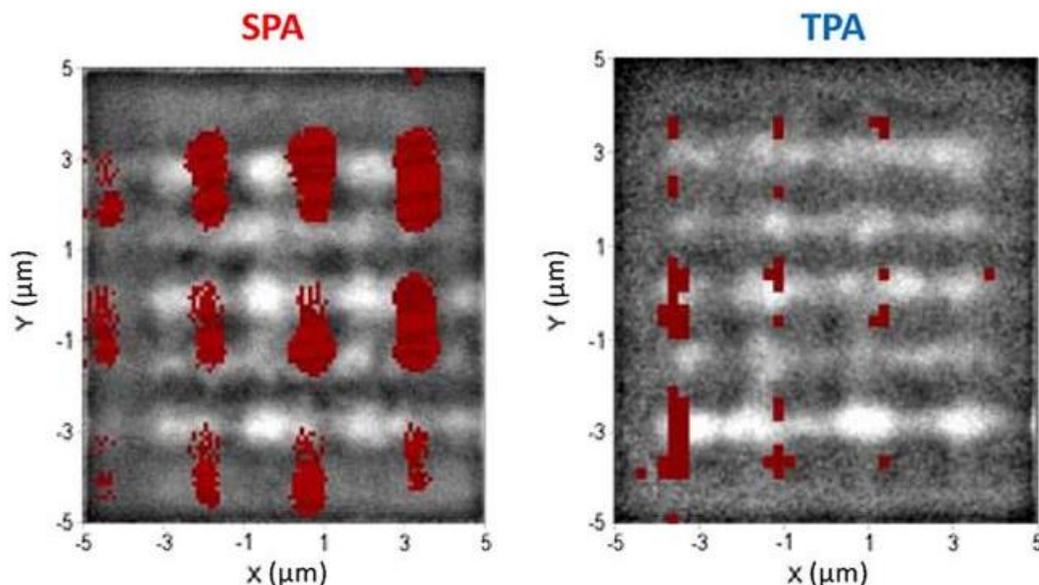


Figure IV-21 : Cartographies SPA et TPA de la SRAM avec une énergie de 205pJ et 223pJ respectivement sous objectif 100x (ATLAS) [FAR11]

IV.2.2.3 Conclusion

Nous avons montré dans cette partie l'étude de sensibilité aux latch-up d'une SRAM commerciale. Les SEL ont été générés par laser en régime linéaire et non-linéaire. Nous avons montré que la température de ce composant augmente de plusieurs dizaines de degrés. Du fait de la génération de SEL, le composant est donc amené à se dilater et se comprimer suivant le courant consommé ce qui peut dégrader les mesures de sensibilité laser puisque le faisceau n'atteint plus les zones de collection. Nous avons montré la sensibilité de ce composant jusqu'à l'échelle du point mémoire. Les résolutions axiale et latérale ne semblent pas indépendantes l'une de l'autre du fait de la diffusion des charges. Par conséquent, la résolution latérale TPA peut être meilleure que la résolution en SPA.

Enfin, le facteur important mis en évidence pour son impact sur la résolution est l'énergie des impulsions. Un écart de 10% de l'énergie suffit à distinguer ou non individuellement les points mémoires d'une dimension ne dépassant pas $2\mu\text{m}$. Par conséquent, au delà du choix d'un laser pour le SPA plutôt que le TPA, la stabilité en énergie des impulsions est un facteur clé à considérer.

IV.2.3 Conclusion

La deuxième partie de ce chapitre a présenté des résultats expérimentaux de tests de circuits sous faisceau laser. Une première étude a montré l'injection de fautes dans un registre à décalage en régime TPA. Avec ce composant, l'évolution axiale de la sensibilité en fonction de l'énergie montre des résultats comparables aux simulations. L'effet plasma a été mis en évidence expérimentalement et par les simulations alors que l'effet Kerr n'a été observé que par l'expérience. Une expression de l'augmentation de la profondeur de sensibilité avec l'énergie a pu être donnée avec une évolution proportionnelle à l'énergie à la puissance 0,42. La deuxième étude a présenté des résultats d'évaluation d'un composant aux radiations. La mémoire SRAM a montré une grande sensibilité aux événements SEL stimulée en SPA et TPA. La résolution axiale étant fortement dépendante de l'énergie, nous avons montré qu'il était important de la contrôler précisément lorsque l'on souhaite être le plus résolue possible à la fois en profondeur et latéralement.

Après avoir montré des résultats et simulations de tests de circuits intégrés silicium en régime TPA, la prochaine partie présente des résultats intégrant le transport de l'impulsion dans la fibre optique.

IV.3 Intégration de la fibre optique dans la chaîne de test

Nous présentons dans cette troisième partie l'intégration de la fibre HC-PCF présentée dans le chapitre III sur la plateforme ATLAS. Plusieurs tests sur composants ont été réalisés et sont présentés afin de montrer les performances que l'on peut attendre d'un tel système.

IV.3.1 Expérimentation sur photodiode Silicium

IV.3.1.1 Montage expérimental

La première expérimentation consiste à tester le montage sur un composant élémentaire : une photodiode silicium. On utilise pour cela une ligne optique simplifiée de la plateforme ATLAS comprenant : le laser LIBRA, la fibre optique HC-PCF et un objectif de microscope pour focaliser le faisceau sur la photodiode. La Figure IV-22 montre le schéma de l'expérimentation avec les différents éléments. L'énergie des impulsions est réglée en entrée et en sortie de la fibre optique de 5,5mètres en veillant tout d'abord à polariser linéairement suivant l'axe horizontal le laser en sortie de la fibre optique. L'autocorrélateur permet de contrôler la durée des impulsions en entrée et sortie de la fibre optique. L'objectif de focalisation du laser possède un grossissement de 100x et une ouverture numérique de 0,7. La puissance est mesurée sur le bras de réflexion du second cube et calibrée par rapport à la puissance sous l'objectif pour connaître l'énergie des impulsions sur la photodiode. La photodiode silicium (Thorlabs DET10A) est polarisée à 9V et le signal électrique de sortie est envoyé sur l'oscilloscope réglé avec une impédance d'entrée de 50Ω. Le signal est suffisant et ne requiert pas d'amplificateur de courant.

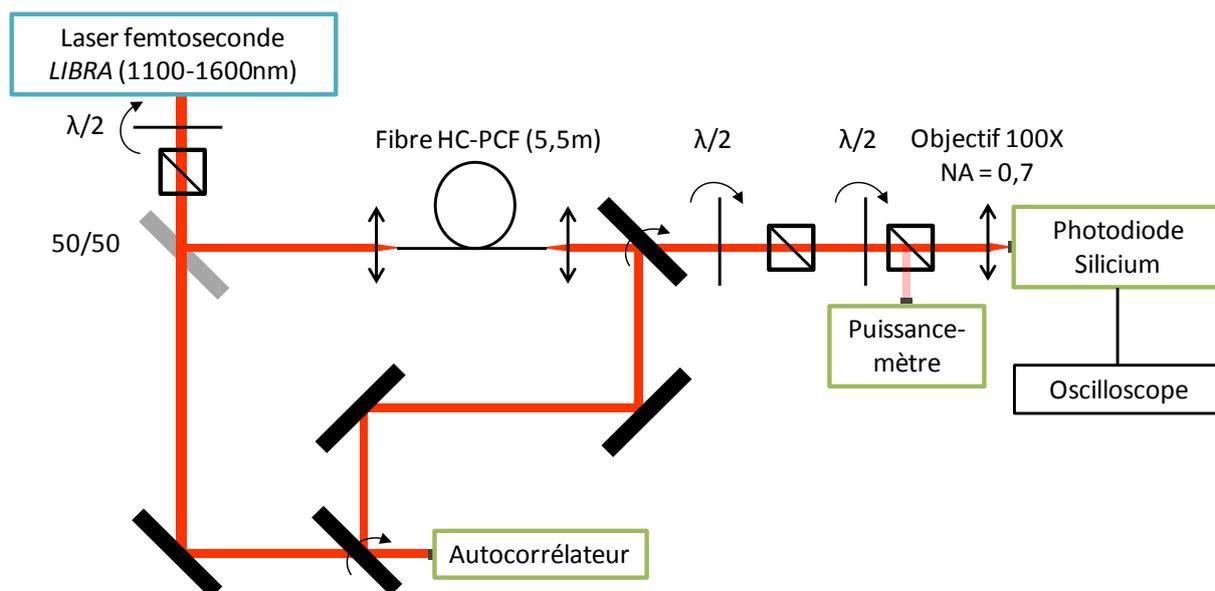


Figure IV-22 : Schéma de l'expérimentation TPA sur photodiode silicium avec 5,5m de fibre HC-PCF

IV.3.1.2 Réponse en régime TPA de la jonction silicium à 1230nm

On réalise dans un premier temps une première mesure enregistrant la réponse de la photodiode en fonction de l'énergie des impulsions. Pour ce faire, le laser LIBRA est réglé à une longueur de 1230nm, proche du zéro de dispersion de la fibre. Cependant, comme nous l'avons montré sur la Figure III-18, les impulsions sont élargies par la dispersion pour des énergies inférieures à 250nJ. On mesure ainsi en sortie de la fibre une largeur à mi-hauteur des impulsions sécantes hyperboliques de 735fs avec une énergie de 50nJ en entrée de la fibre. On se place dans ces conditions fixes d'énergie dans la fibre et on varie l'énergie incidente sur la photodiode. On enregistre le signal en sortie de la photodiode sur l'oscilloscope et on mesure l'aire du signal. La charge collectée est reliée à l'aire du signal par la relation suivante :

$$Q(A.s) = Aire(V.s)/R(\Omega) \quad (IV-3)$$

où R est l'impédance d'entrée de l'oscilloscope.

L'évolution de la charge collectée en fonction de l'énergie des impulsions laser est donnée sur la Figure IV-23. Cette courbe montre une réponse purement non-linéaire pour des impulsions laser à 1230nm dans le silicium.

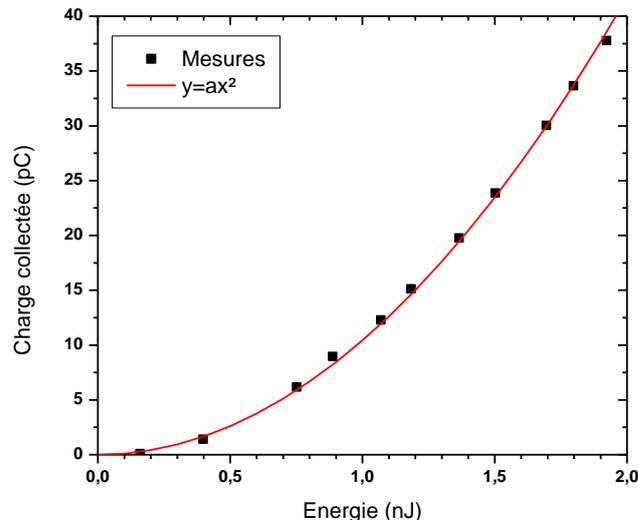


Figure IV-23 : Charge collectée dans une photodiode silicium en fonction de l'énergie incidente pour des impulsions sech de 735fs à 1230nm

Cette mesure nous a permis de vérifier l'absorption à 2-photons dans le silicium à 1230nm après propagation dans les 5,5 mètres de fibre.

On réalise une seconde mesure consistant à varier l'énergie en entrée de la fibre. On fixe tout d'abord un point arbitraire sur les courbes précédentes, en l'occurrence le point où la charge collectée est de 17,5pC. Pour cette charge collectée, l'énergie requise pour des impulsions de 735fs à 1230nm est de 1,3nJ comme le montre le graphique de la Figure IV-23. Le nombre d'électrons collectés correspondant est de $1,09 \times 10^8$. Après avoir fait varier l'énergie dans la fibre optique, on mesure la durée des impulsions en sortie de la fibre puis l'énergie requise sur

la photodiode pour obtenir une collection de charges identique de 17,5pC soit une aire de 875pVs. On obtient la courbe de la Figure IV-24 représentant l'énergie requise sur la photodiode pour avoir une collection de 17,5pC en fonction de la durée des impulsions modifiée par le changement de l'énergie dans la fibre optique. Les impulsions en sortie de la fibre optique sont tout d'abord élargies jusqu'à une énergie de 80nJ dans la fibre, puis comprimées au-delà (en accord avec la Figure III-18). On obtient alors une évolution non monotone de l'énergie requise dans la photodiode car celle-ci présente une hystérésis. En effet, pour des durées d'impulsions similaires mesurées avec l'autocorrélateur avant et après compression, l'énergie requise pour la même charge collectée n'est pas identique. De plus, la pente de la courbe n'est pas la même avant et après compression des impulsions. Ceci peut s'expliquer par la variation de la forme temporelle de l'impulsion. Les distorsions temporelles pourraient alors affecter l'efficacité de génération de charges du fait du caractère non-linéaire de la réponse.

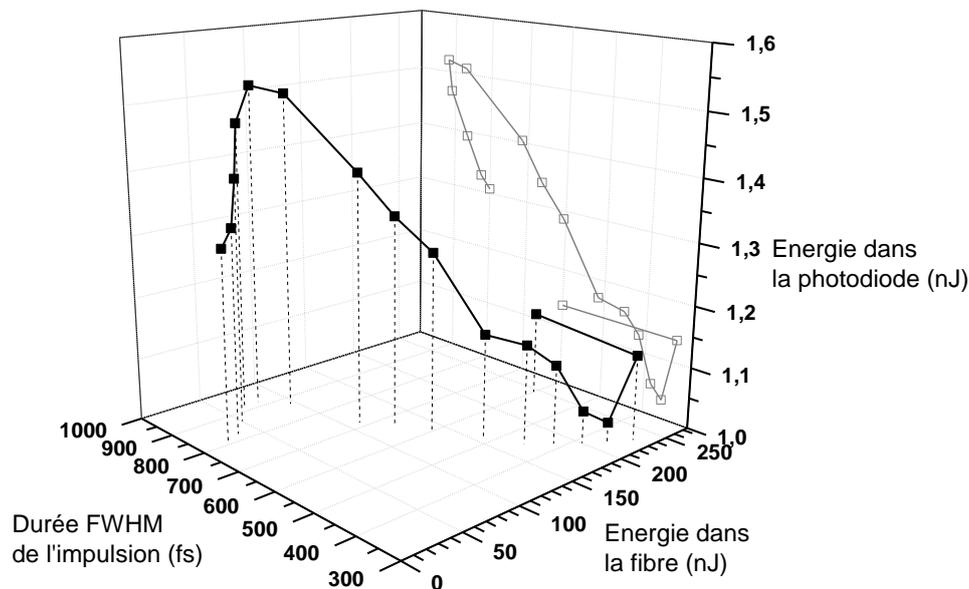


Figure IV-24 : Energie requise sur la photodiode pour avoir la même collection de charge (17,5pC) en fonction de l'énergie des impulsions laser dans les 5,5 mètres de fibre HC-PCF (les marqueurs non-remplis représentent la projection en 2D sur les axes de l'énergie dans la photodiode et de la durée des impulsions)

IV.3.1.3 Conclusion

Nous avons montré dans ce premier cas d'étude, l'absorption à 2-photons dans le silicium à 1230nm avec la propagation des impulsions dans la fibre optique. Nous avons aussi observé que pour des durées d'impulsion mesurées identiques, l'efficacité de génération de charges n'est pas la même. On peut alors supposer que la forme temporelle des impulsions influence le taux de génération pour une même énergie de l'impulsion. Le cas d'étude suivant sur un composant réel nous permet d'approfondir ces premières observations.

IV.3.2 Expérimentation sur amplificateur opérationnel

IV.3.2.1 Montage expérimental

Le second circuit testé est un amplificateur opérationnel commercial LM124. Ce composant, sensible aux évènements singuliers, a déjà été évalué par la technique laser en régime linéaire et non-linéaire [LAB01][MCM03]. Ainsi, ce composant ayant déjà fait l'objet de plusieurs études laser, nous pouvons d'abord aborder cette expérimentation comme une validation du montage avec la fibre optique. Celle-ci a été menée sur la plateforme ATLAS avec le passage de l'impulsion laser réglée à 1230nm dans les 5,5mètres de fibre HC-PCF. Le circuit sous test est alimenté entre -5V et +5V en montage suiveur avec une tension d'entrée de 1V (Figure IV-25).

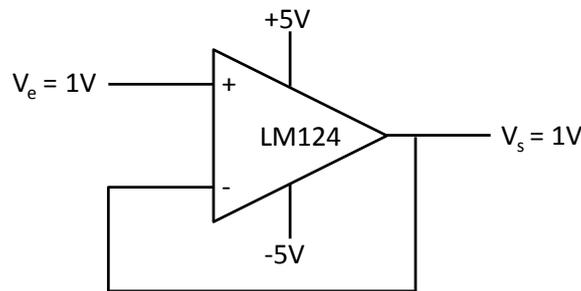


Figure IV-25 : Montage de l'amplificateur LM124 (type suiveur) pour l'étude SET par laser TPA

On enregistre la tension de sortie V_s sur l'oscilloscope en fonction du stimulus laser. On ne réalise par une cartographie complète de ce composant mais on choisit le transistor de l'étage d'amplification pour étudier la réponse transitoire. Ce composant est testé par la face avant dont l'image est enregistrée avec une caméra visible et donnée sur la Figure IV-26. Le LM124 est ainsi constitué de quatre amplificateurs comme le montre l'image de gauche. Avec un plus fort grossissement, nous pouvons identifier sur l'image de droite le transistor visé et la position du point focal laser.

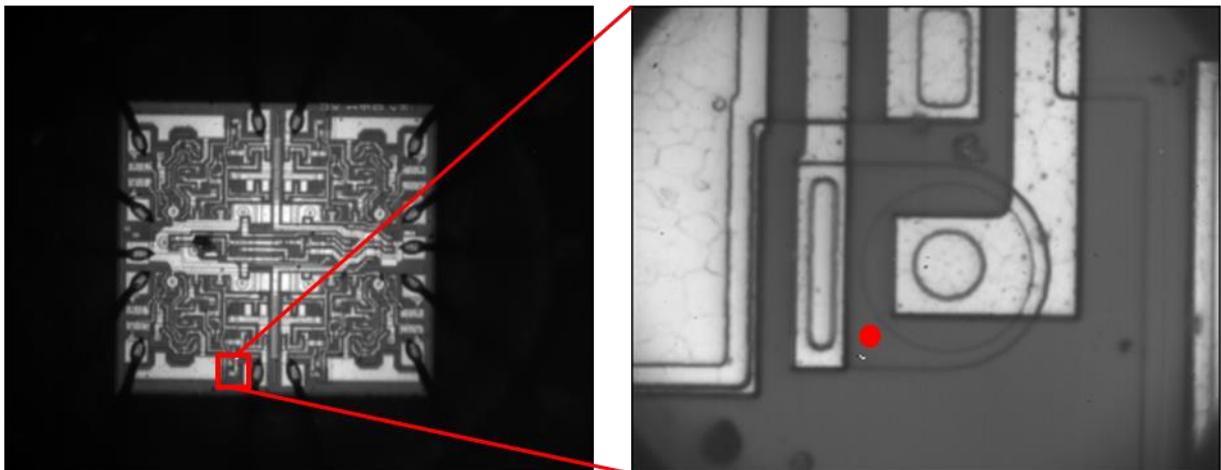


Figure IV-26 : Images prises avec l'objectif 5x (à gauche) et 100x (à droite) du LM124 avec la position du laser indiquée par un point rouge sur le transistor visé (à droite)

IV.3.2.2 Influence temporelle de l'impulsion sur l'efficacité de génération

On enregistre tout d'abord la réponse transitoire en sortie du LM124 avec une énergie de 30nJ dans la fibre HC-PCF correspondant à une durée de l'impulsion en sortie de 725fs. Pour une énergie laser de 102pJ sous l'objectif 100x, on observe le signal donné sur la Figure IV-27. La tension chute alors rapidement de 1V à 0,4V puis se stabilise à 1V au bout de 5 μ s après avoir augmenté jusqu'à 1,1V.

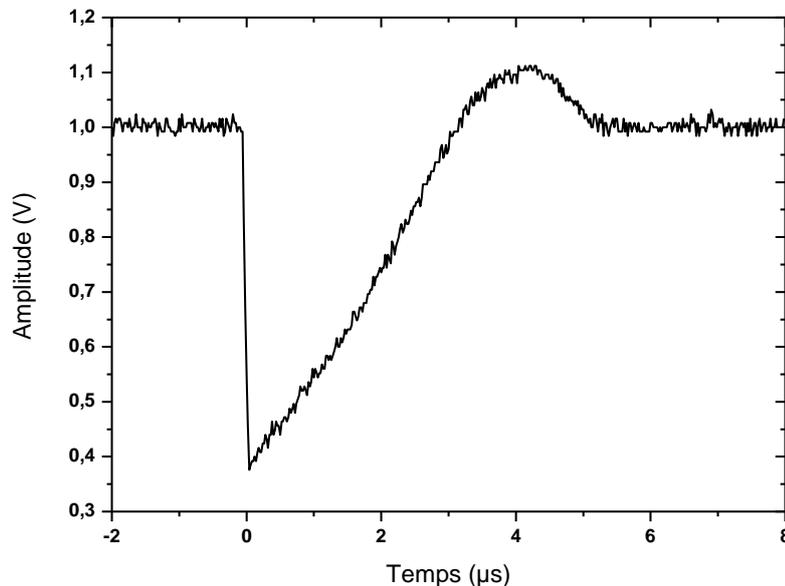


Figure IV-27 : Variation de la tension de sortie du LM124 après une impulsion laser à 1230nm de 725fs (sech) avec une énergie de 102pJ

Cette réponse est conforme aux nombreuses études précédentes par laser SPA sur ce transistor [ADE00][POU00]. En modifiant l'énergie laser, on observe une variation à la fois de l'amplitude et de la durée du transitoire. On enregistre donc le transitoire de la Figure IV-27 et on cherche à obtenir une réponse identique après avoir modifiée l'énergie dans la fibre HC-PCF. On obtient ainsi la courbe de la Figure IV-28 représentant l'énergie requise sur le LM124 pour avoir cette réponse en fonction de la durée des impulsions modifiée par le changement de l'énergie dans la fibre optique.

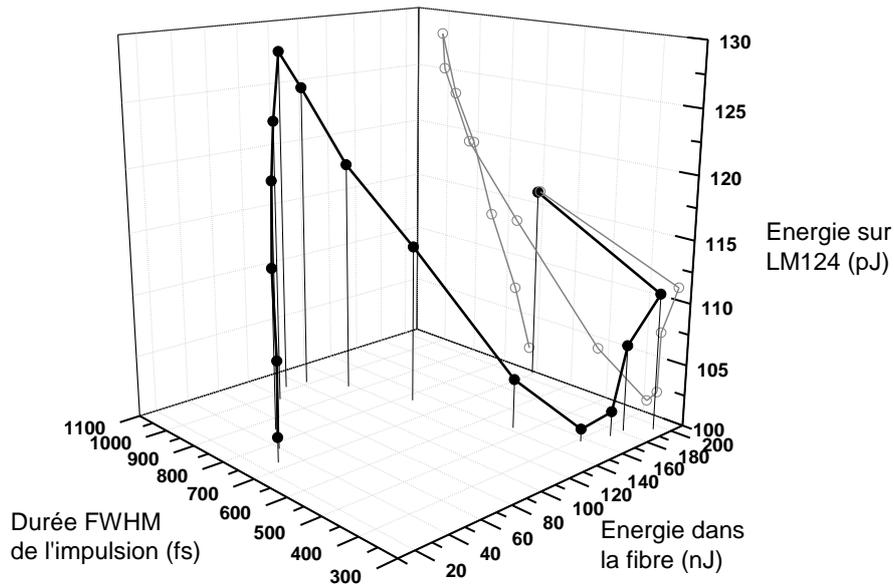


Figure IV-28 : Energie requise sur le LM124 pour avoir la réponse de la Figure IV-27 en fonction de l'énergie des impulsions laser dans les 5,5 mètres de fibre HC-PCF (les marqueurs non-remplis représentent la projection en 2D sur les axes de l'énergie dans la photodiode et de la durée des impulsions)
De la même façon que précédemment, la durée de l'impulsion mesurée par autocorrélation augmente puis diminue lorsque l'énergie dans la fibre croît. On observe aussi une évolution non monotone de l'énergie requise sur le composant avant et après compression. La représentation sur la Figure IV-29 de la projection de l'énergie requise sur le LM124 en fonction de la durée des impulsions montre bien cette évolution non monotone.

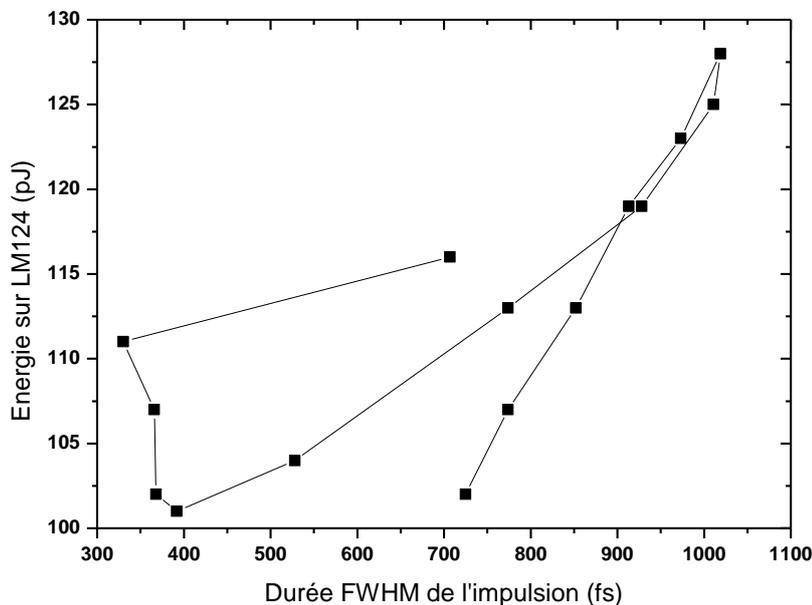


Figure IV-29 : Energie requise sur le LM124 pour avoir la réponse de la Figure IV-27 en fonction la durée des impulsions laser dans les 5,5 mètres de fibre HC-PCF

Afin d'approfondir les résultats obtenus, on prend soin d'enregistrer le spectre optique et le signal d'autocorrélation en sortie de la fibre HC-PCF. Ces mesures sont respectivement montrées sur la Figure IV-30 et la Figure IV-31. Lorsque l'énergie augmente, la longueur d'onde centrale de l'impulsion se décale vers le rouge ce qui est conforme à la caractérisation de cette fibre présentée dans le chapitre III. La longueur d'onde passe ainsi de 1225nm à 1260nm lorsque l'énergie augmente de 30nJ à 210nJ. Ce décalage de 35nm n'a pas une influence suffisamment significative sur le coefficient d'absorption à 2-photons (Tableau II-4) pour expliquer la variation observée sur la Figure IV-28. En outre, les signaux d'autocorrélation représentés sur la Figure IV-31 montrent que l'impulsion ne conserve pas une forme identique en fonction de l'énergie puisque l'on observe l'apparition d'un pied de base. Cette mesure d'autocorrélation en intensité ne nous permet pas de connaître l'allure temporelle réelle des impulsions en sortie mais, ce signal d'autocorrélation est caractéristique d'une déformation temporelle de celles-ci. Ainsi, en mesurant avec un puissance-mètre InGaAs l'énergie des impulsions, celle-ci n'est pas totalement contenue dans l'impulsion sécante hyperbolique utilisée pour extraire la durée de l'impulsion. La puissance crête correspondante n'est pas alors constamment liée au rapport de l'énergie sur la durée de l'impulsion. Comme l'interaction avec le composant sous test se fait en régime d'absorption non-linéaire, ceci peut avoir un impact sur l'efficacité mesurée.

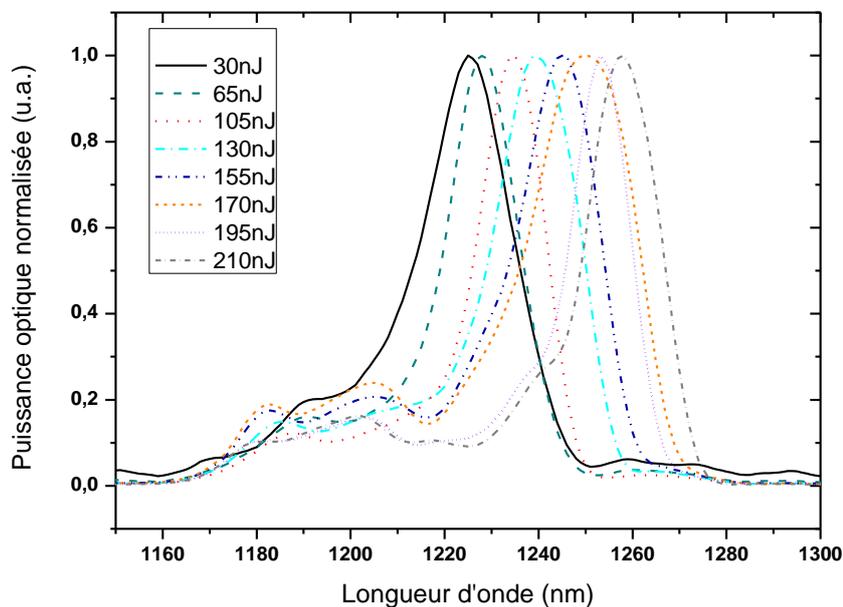


Figure IV-30 : Spectre en sortie des 5,5 mètres de fibre HC-PCF pour plusieurs énergies

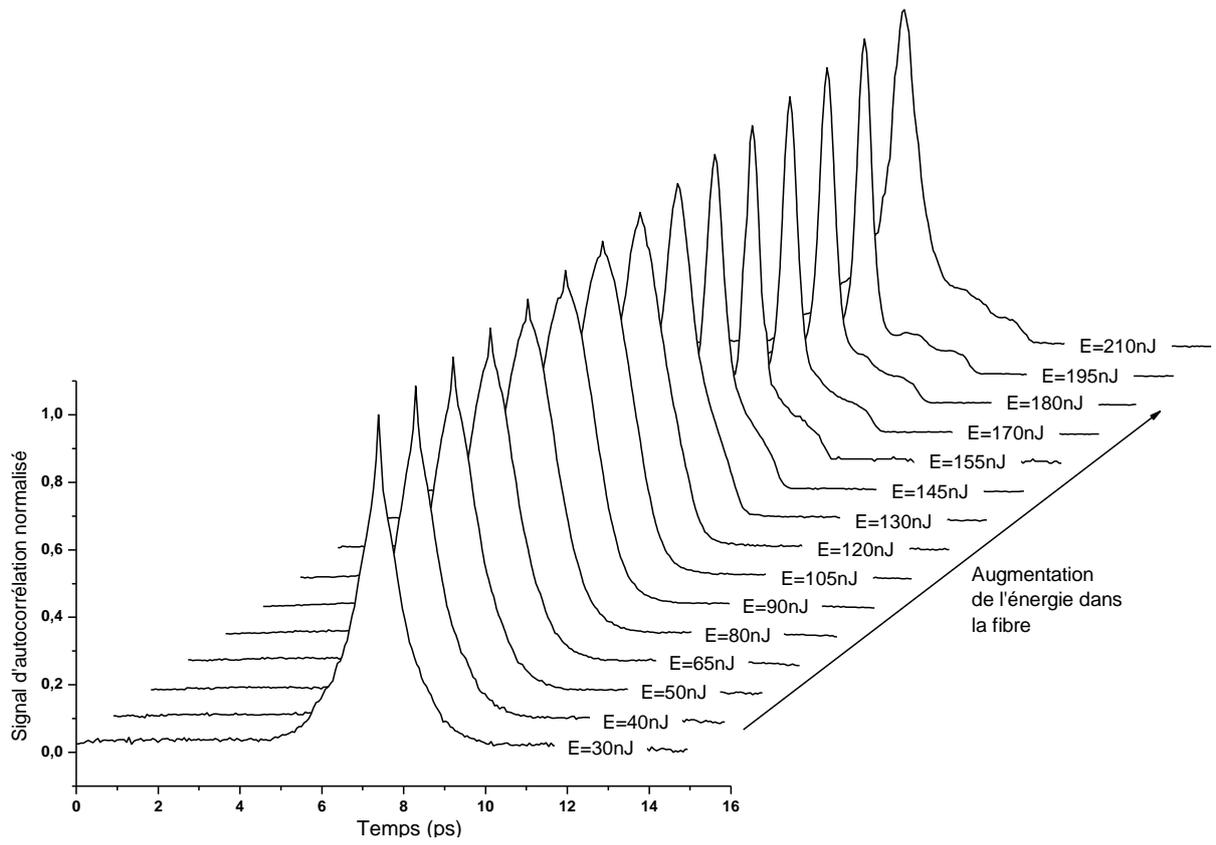


Figure IV-31 : Signal d'autocorrélation en sortie des 5,5 mètres de fibre HC-PCF pour plusieurs énergies

IV.3.2.3 Traitements et modélisation des résultats expérimentaux

On réalise ainsi un post-traitement à partir de ces signaux d'autocorrélation. Après avoir normalisé chaque signal, on fait correspondre une impulsion sécante hyperbolique en veillant à avoir une amplitude unitaire et une base au niveau de la base de l'impulsion mesurée qui n'est pas nécessairement nulle lorsque la sensibilité du détecteur est au maximum et que le rapport signal sur bruit est détérioré. On calcule ensuite numériquement l'aire de ces deux courbes puis on fait le rapport de l'une par rapport à l'autre. La Figure IV-32 montre l'exemple du signal d'autocorrélation et de la fonction sécante hyperbolique correspondante dont la largeur à mi-hauteur de l'impulsion est de 330fs pour une énergie de 195nJ dans la fibre. Le rapport des intégral pour cette énergie de 195nJ est de 1,79.

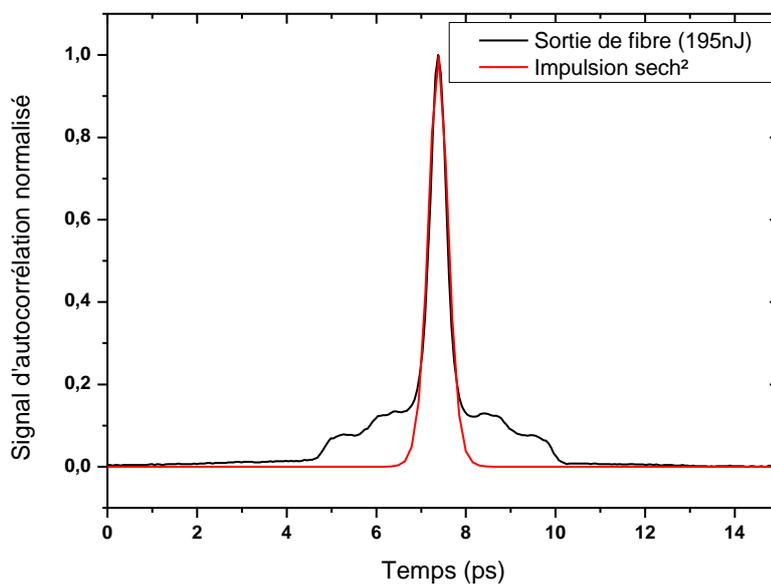


Figure IV-32 : Signal d'autocorrélation en sortie des 5,5 mètres de fibre HC-PCF pour une énergie de 195nJ (en noir) avec l'impulsion sécante hyperbolique correspondante (en rouge)

Ce rapport des aires est alors utilisé directement pour corriger l'énergie des impulsions. Ce facteur correctif est d'autant plus important que l'impulsion est re-comprimée dans la fibre optique. On obtient alors une énergie effective ou puissance crête effective plus faible que l'énergie totale de l'impulsion. L'énergie ainsi corrigée par ce rapport est représentée sur la Figure IV-33 (en points rouges) et comparée avec l'énergie totale de l'impulsion mesurée par le puissance-mètre (en carrés noirs). Le graphique indique aussi l'énergie nécessaire sans passage dans la fibre optique et donc sans déformation temporelle de l'impulsion (en losange bleu). On constate alors une évolution monotone en fonction de la durée des impulsions et cohérente avec la mesure sans fibre optique. La pente globale de la courbe se rapproche alors de celle lorsque l'énergie dans la fibre optique est faible et que les impulsions sont peu modifiées.

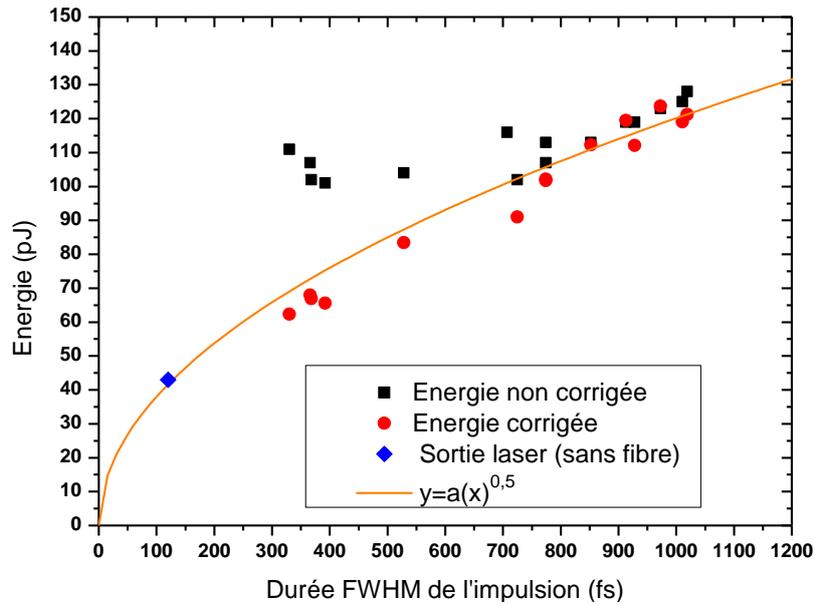


Figure IV-33 : Energie pour avoir le même signal (Figure IV-27) en fonction de la durée de l'impulsion
 L'énergie requise sur le composant évolue alors en racine de la durée de l'impulsion. Les points avec correction de l'énergie sont plus proches de cette courbe que ceux sans correction. Cependant, les points corrigés se situent en dessous de la courbe pour des faibles durées d'impulsion (hautes énergies) car la correction apportée ne tient pas du tout compte de l'effet du pied de l'impulsion et sous-estime ainsi légèrement l'énergie effective. On peut aussi représenter la puissance crête associée évoluant ainsi en inverse de la racine de la durée de l'impulsion (Figure IV-34).

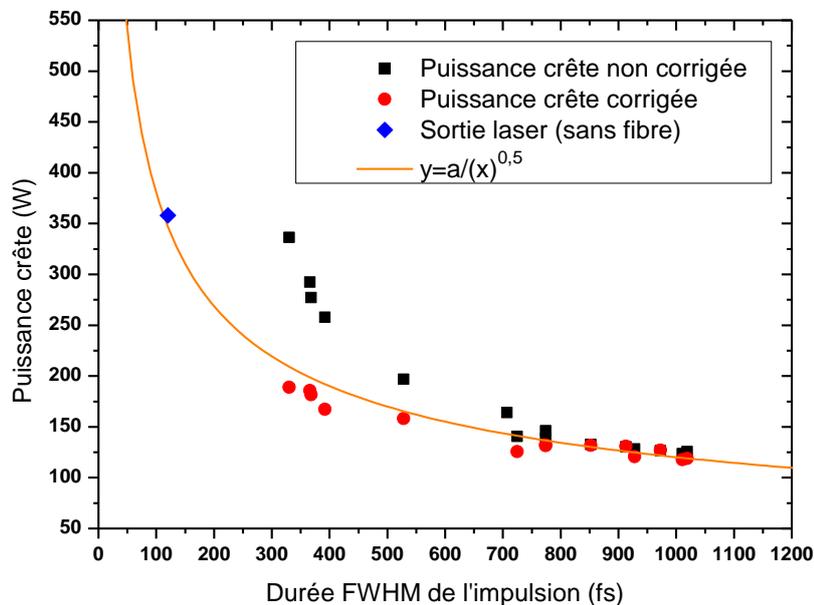


Figure IV-34 : Puissance crête pour avoir le même signal (Figure IV-27) en fonction de la durée de l'impulsion

Ces évolutions sont conformes aux simulations et à la théorie. En effet, on peut considérer que la charge collectée est proportionnelle à la densité de charges générées. Celle-ci peut

s'exprimer en fonction de la largeur de l'impulsion à mi-hauteur (en considérant une impulsion gaussienne) par :

$$Q \propto N = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN}{dt} = \frac{\beta}{2h\nu} I_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-4\ln(2) \frac{t^2}{t_p^2}\right)^2 dt = \frac{\beta}{2h\nu} I_0^2 \sqrt{\frac{\pi}{8\ln(2)}} t_p \quad (\text{IV-4})$$

Pour avoir une charge collectée constante lorsque la durée de l'impulsion varie, l'intensité et par conséquent l'énergie est proportionnelle à :

$$I_0 \propto \sqrt{\frac{1}{t_p}} \Rightarrow E \propto \sqrt{t_p} \quad (\text{IV-5})$$

Cette expression est conforme aux expérimentations après traitements associés sur les figures précédentes. Contrairement au régime SPA où l'énergie des impulsions doit être constante pour avoir le même taux de génération, l'énergie requise en TPA évolue en racine de l'énergie. En régime TPA il faut tenir compte des éventuelles déformations temporelles de l'impulsion et être prudent sur la mesure de l'énergie de l'impulsion.

IV.3.2.4 Conclusion

Nous avons montré dans cette seconde étude de cas la faisabilité du test 2-photons sur un composant commercial LM124 avec l'utilisation de la fibre HC-PCF. L'enregistrement des SET en sortie du composant nous a permis d'identifier l'impact de la forme temporelle des impulsions sur l'efficacité. A partir des signaux d'autocorrélation en intensité, nous avons proposé une méthode simple de correction de la forme des impulsions sur l'efficacité de génération. Cette méthode approximative nous a permis de corriger l'énergie et d'obtenir l'énergie effective participant au phénomène TPA. Après correction, on observe une bonne correspondance avec la théorie sur l'énergie ou puissance crête requise sur le composant lorsque la durée des impulsions varie. Ainsi, l'énergie requise pour une charge collectée identique est proportionnelle à la racine de la durée de l'impulsion. Par conséquent, pour des impulsions passant de 100fs à 1ps (multiplication par 10), nous avons mesuré que l'énergie nécessaire sur le composant pour créer un SET significatif sur le transistor visée passe de 40pJ à 120pJ (facteur 3) ce qui reste relativement faible d'un point de vue des sources laser disponibles sur le marché. On peut donc ouvrir une autre voie d'exploitation du test laser TPA de circuits intégrés en utilisant des sources picosecondes qui pourraient alors être plus simples technologiquement et moins chères tout en conservant un régime d'interaction non-thermique.

IV.3.3 Expérimentation sur mémoire SRAM

IV.3.3.1 Montage expérimental

Une troisième étude sur composant a été réalisée avec l'utilisation de la fibre HC-PCF. Après avoir vérifié l'effet TPA puis décrit l'influence de l'évolution temporelle des impulsions sur l'efficacité de génération, nous étudions ici la sensibilité axiale et transverse. Pour ce faire nous avons utilisé la même expérimentation que celle décrite précédemment dans la partie IV.2.2 consistant à évaluer la sensibilité d'une mémoire SRAM. En effet, nous avons précédemment montré sur ce composant sensible aux SEL, que la résolution latérale nous permet de discrétiser les cellules mémoires et qu'elle dépend fortement de l'énergie des impulsions. Cette résolution peut être améliorée en régime TPA et il y a une dépendance probable entre la résolution axiale et latérale. Pour réaliser cette expérimentation nous avons donc utilisé le même principe expérimental que celui décrit précédemment en ajoutant la possibilité de propager l'impulsion optique dans les 5,5 mètres de fibre HC-PCF à une longueur d'onde de 1230nm.

IV.3.3.2 Sensibilité latérale

La sensibilité de la SRAM a dans un premier temps été mesurée à une longueur d'onde laser de 1230nm sans la fibre optique où la largeur à mi-hauteur des impulsions optiques est de 120fs. On a réalisé une cartographie avec une énergie laser au niveau du seuil de déclenchement d'un SEL (le courant est limité à 100mA). L'énergie seuil mesurée au point de focalisation laser idéal est de 60pJ. La cartographie correspondante est présentée sur la Figure IV-35 avec en rouge les zones de déclenchement d'un SEL superposées à l'image infrarouge de la mémoire. La section efficace de sensibilité aux SEL correspondante est de $1,01 \times 10^{-2} cm^2$ en accord avec les résultats à 1300nm présentés précédemment [FAR11].

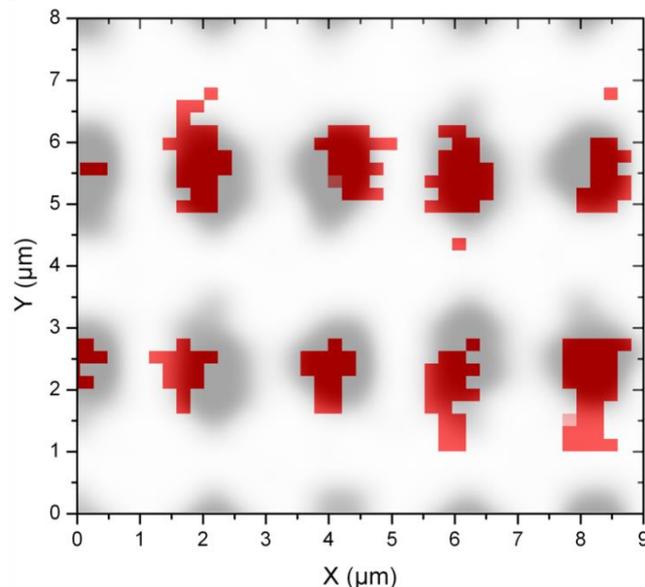


Figure IV-35 : Cartographie TPA à 1230nm avec une énergie de 60pJ sous objectif 100x (ATLAS)

On peut donc identifier sur la figure précédente les points mémoires individuellement en se plaçant à l'énergie seuil de 60pJ à 1230nm.

On réalise la même expérience avec le passage de l'impulsion dans la fibre HC-PCF. L'énergie dans la fibre est de 50nJ soit une durée d'impulsion en sortie mesurée de 735fs. Avec cette énergie relativement faible, l'allure temporelle de l'impulsion est peu modifiée par rapport à l'allure de l'impulsion en entrée et par conséquent l'efficacité de génération n'est pas dégradée. On mesure dans ces conditions une énergie seuil au point de focalisation idéal de 155pJ sous l'objectif 100x. En considérant que le rayon minimal du faisceau augmente de 3,5% (celui-ci passe de 1,36 μ m à 1,41 μ m sur la Figure IV-7 et Figure IV-8) soit une différence de 7% sur la densité et que la durée d'impulsion passe de 120fs à 735fs, on obtient une dépendance sur l'énergie seuil conforme à la racine de la durée d'impulsion. La cartographie correspondante est donnée sur la Figure IV-36. La cartographie montrée est d'une faible dimension et ne contient que la partie de la cartographie initiale où des SEL ont été détectés. L'énergie ou le point de focalisation n'ont pas pu être contrôlés ou ajustés assez précisément sur cette cartographie et des balayages supplémentaires avec une énergie très légèrement supérieure n'ont pas été réalisés dans cette thèse. On peut aussi penser que l'injection dans la fibre complique la stabilité en puissance du fait d'un mouvement mécanique probable de la face d'entrée de la fibre car celle-ci est maintenue simplement par une fixation magnétique à quelques millimètres de la face d'entrée. Cependant, cette cartographie montre l'identification de zones sensibles d'une dimension inférieure à 1 μ m en accord avec la précédente cartographie sans fibre optique.

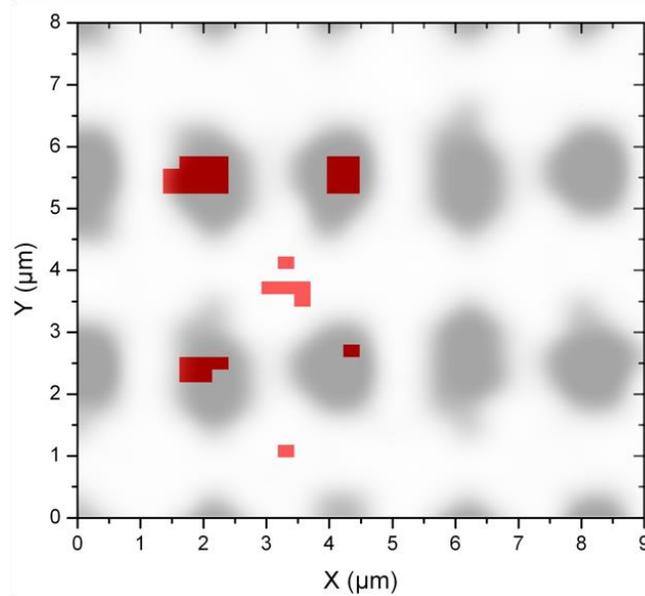


Figure IV-36 : Cartographie TPA à 1230nm avec passage de l'impulsion dans 5,5m de fibre (durée des impulsions de 735fs) pour une énergie de 155pJ sous objectif 100x (ATLAS)

On peut donc s'attendre à obtenir une résolution latérale avec la fibre identique à celle en espace libre à condition d'avoir un très bon réglage et une très bonne stabilité en énergie avec une polarisation contrôlée.

IV.3.3.3 Sensibilité axiale

Nous avons aussi étudié la sensibilité axiale de ce composant avec et sans fibre à 1230nm dans les mêmes conditions expérimentales. L'énergie a été augmentée progressivement et le circuit a été déplacé axialement de façon à mesurer les seuils de déclenchement d'un SEL. Ces mesures sont représentées sur la Figure IV-37 avec celle qui avait été préalablement réalisée à 1300nm [FAR11]. L'axe Z correspond à la position réelle du seuil dans le silicium avec la multiplication du déplacement du circuit par 3,5 et après avoir défini le zéro comme étant la profondeur de déclenchement à l'énergie seuil. Lorsque Z augmente, le seuil correspondant est celui plus en profondeur dans le silicium (depuis la surface jusqu'aux zones actives). L'énergie est normalisée par rapport à l'énergie seuil différente dans les trois cas dans un souci de comparaison. On constate un très bon accord entre la mesure à 1230nm et la mesure à 1300nm avec des tendances d'évolution très similaires. De plus, la mesure à 1230nm avec la fibre est aussi en accord avec les deux autres mesures et il n'y a pas de changement significatif de la sensibilité axiale. Au niveau de l'énergie seuil, la profondeur de déclenchement d'un SEL est localisée et ne correspond qu'à une extension de 4 μm dans le silicium. Puis, on observe une évolution très rapide de la sensibilité axiale avec l'augmentation de l'énergie ce qui conforte les précédentes expérimentations où l'on a montré que le contrôle en énergie doit être très précis pour ce composant. On constate aussi une dissymétrie des seuils de déclenchement qui correspondrait à l'apparition de l'effet plasma et d'une génération de charges plus proche de la surface lorsque l'énergie augmente.

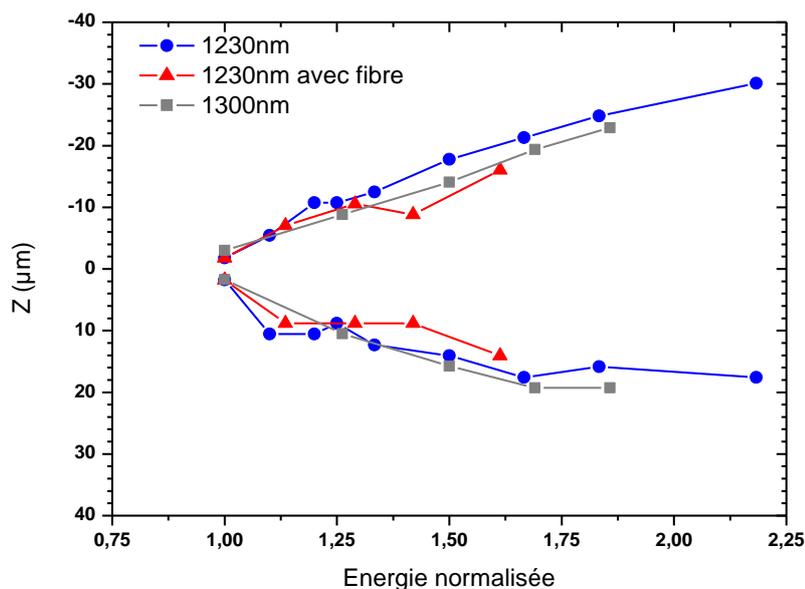


Figure IV-37 : Extension axiale des seuils de déclenchement d'un SEL en fonction de l'énergie normalisée des impulsions laser (Z est la position réelle dans le silicium)

On peut aussi présenter ces résultats sur la Figure IV-38 en fonction de la charge collectée, proportionnelle au carré de l'énergie.

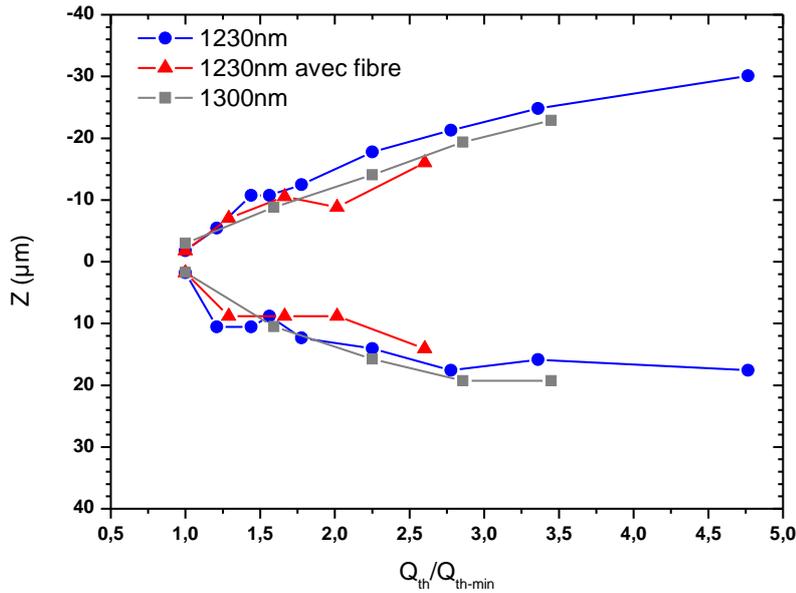


Figure IV-38 : Extension axiale des seuils de déclenchement d'un SEL en fonction de la charge collectée (Z est la position réelle dans le silicium)

Enfin, pour comparer cette évolution de sensibilité axiale avec la précédente mesure effectuée sur le registre à décalage CMOS, on représente sur la Figure IV-39 l'extension axiale totale en fonction de l'énergie. L'extension axiale évolue bien plus rapidement que dans l'étude du registre à décalage où nous avons trouvé une très bonne correspondance avec les simulations et exprimé la variation par $Z = 7,25 \times \left(\frac{E - E_{th}}{E_{th}} \right)^{0,42}$ (en trait plein sur la figure). Dans ce cas d'étude, ce modèle sous-estime complètement l'extension axiale mesurée.

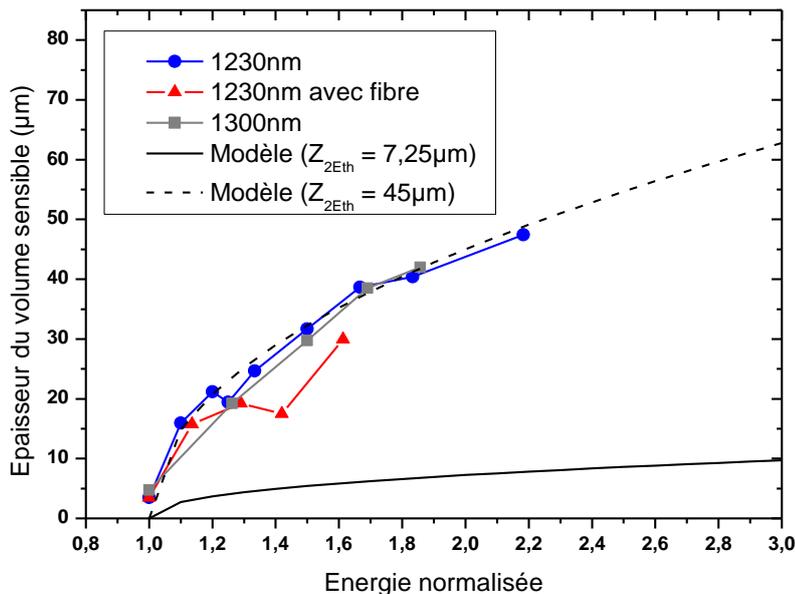


Figure IV-39 : Extension axiale totale du déclenchement d'un SEL en fonction de l'énergie normalisée des impulsions pour les mesures et avec la théorie formulée dans l'équation (IV-1)

La courbe modélisant les mesures correspond alors à une formulation qui vaut $Z = 45 \times \left(\frac{E-E_{th}}{E_{th}}\right)^{0,48}$. Dans les simulations, on obtient cette évolution lorsque l'on augmente la zone de Rayleigh du laser. En effet, la valeur $Z_{2E_{th}} = 7,25\mu\text{m}$ correspondrait à environ deux fois la longueur de Rayleigh théorique. En augmentant la zone de Rayleigh à $22,5\mu\text{m}$ dans les simulations, on obtient alors une évolution axiale semblable aux mesures (courbe en trait pointillé) avec toujours une évolution presque en racine de l'énergie. Mais ceci n'est pas en accord avec les mesures « knife-edge » de taille du faisceau où la longueur de Rayleigh calculée serait de $8,42\mu\text{m}$ à 1300nm sans fibre et de $11,3\mu\text{m}$ avec fibre. De plus la dissymétrie observée dès une énergie de 1,75 fois le seuil n'est pas visible à ces niveaux d'énergie dans les simulations. L'absorption avec la déplétion du signal et l'effet plasma sont plus importants dans les mesures que dans la modélisation. Certains effets ne sont donc pas pris en compte dans le modèle ou sous-estimés dans ce cas d'étude. D'une part, pour l'extension axiale, on ne tient pas compte dans les simulations de la diffusion et recombinaison des charges après le passage de l'impulsion optique et de l'effet du champ électrique à la fois sur les charges créées et sur la modification de l'absorption par l'effet Franz-Keldysh. D'autre part, nous avons montré que la température de ce composant peut être élevée au niveau des jonctions ce qui affecte plusieurs paramètres physiques. D'un point de vue électrique, la mobilité des charges diminue en augmentant la température au dessus de 300K (pour un dopage jusqu'à 10^{18}cm^{-3}) et par conséquent la diffusion des charges diminue et la résistivité augmente [ARO82]. D'un point de vue optique, l'absorption par les porteurs de charges libres augmente de 65% entre 300K et 400K d'après [MNA99] et l'absorption à 2-photons augmenterait aussi mais il existe peu de données expérimentales pour le silicium. Dans le cas du GaAs par exemple, l'absorption à 2-photons augmente de 30% entre 300K et 400K à 1550nm [KRI11]. Une étude sur la sensibilité aux SEL d'une mémoire CMOS sous irradiations d'ions et laser a montré un fort impact de la température sur la section efficace, en particulier dans le cas d'un test sous faisceau laser où l'intensité pour déclencher un SEL diminue d'un facteur 2,5 lorsque la température passe de 30°C à 125°C [JOH91]. Enfin, on peut noter que la simulation ne tient pas compte de la géométrie réelle du composant avec les différents puits de dopage puis les couches d'oxyde et de métallisation qui pourraient avoir un impact sur la propagation de l'impulsion laser.

IV.3.3.4 Conclusion

Dans cette troisième étude nous avons étudié la sensibilité d'une SRAM aux SEL à 1230nm avec et sans fibre HC-PCF. La réalisation de cartographies nous a permis de montrer des résultats conformes à la précédente étude à 1300nm avec l'identification des points

sensibles sur une dimension ne dépassant pas $1\mu\text{m}$. La section efficace de ce composant calculée à 1230nm est conforme à celle qui avait été mesurée à 1300nm . Avec la fibre optique, il aurait été préférable d'avoir des cartographies supplémentaires avec une très bonne stabilité en énergie entre chaque impulsion de l'ordre de quelques pourcents pour conclure plus précisément. Le seuil de déclenchement d'un SEL suit l'évolution en racine de la durée de l'impulsion. L'étude sur la profondeur de sensibilité nous a montré une forte augmentation avec l'énergie puisqu'avec une énergie valant deux fois l'énergie seuil, l'extension axiale totale est de $45\mu\text{m}$ alors qu'elle n'était que de $7\mu\text{m}$ pour le registre à décalage. Par contre, l'évolution est toujours quasiment proportionnelle à la racine de l'énergie. On observe aussi une dissymétrie de l'extension axiale vers la surface qui apparaît dès que l'énergie dépasse les 1,6 fois le seuil. Une absorption supérieure et un effet plasma plus grand pourraient expliquer cette observation d'après les simulations du chapitre II. On note que ces constats sont valables et en bon accord pour les trois mesures mais qu'avec la simulation l'extension axiale et la dissymétrie ne se produisent pas aussi précocement. La diffusion des charges après dépôt, l'effet du champ électrique, de la température et de la géométrie pourraient expliquer l'écart entre les simulations et les expérimentations sur ce composant.

IV.3.4 Conclusion

Dans la troisième partie de ce chapitre expérimental nous avons présenté des résultats de test laser TPA à 1230nm avec l'utilisation de la fibre à cœur creux. Dans un premier temps, nous avons montré une réponse photo-électrique purement non-linéaire sur une photodiode silicium. Puis, après démonstration de la génération de SET dans un amplificateur opérationnel nous avons pu identifier l'impact de la déformation temporelle des impulsions sur l'efficacité de génération. Une méthode simple de correction de la forme des impulsions à partir du signal d'autocorrélation, nous a permis d'obtenir l'énergie effective participant au phénomène TPA comme étant proportionnelle à la racine de la durée de l'impulsion pour une même charge collectée. Enfin, les SEL générés sur la SRAM montrent un très bon accord avec les précédentes mesures à 1300nm où la résolution latérale et axiale est micrométrique mais nécessite un excellent contrôle de l'énergie. La profondeur de sensibilité de ce composant évolue beaucoup plus rapidement avec l'énergie que l'observation faite sur le registre à décalage et les simulations.

IV.4 Conclusion

Ce quatrième et dernier chapitre axé sur des résultats expérimentaux, a permis d'évaluer la sensibilité aux radiations de circuits intégrés par test laser TPA dans différentes conditions optiques (longueur d'onde, durée d'impulsion, énergie).

Tout d'abord, nous avons présenté les plateformes de test utilisées, ATLAS et ATLAS-i, avec leurs performances instrumentales et la méthodologie associée.

Puis, nous avons montré l'intérêt en résolution du test TPA comparativement au test SPA sur une mémoire SRAM et étudié plus particulièrement la sensibilité axiale en régime TPA sur un registre à décalage. Les simulations ont montré un bon accord avec l'expérimentation et nous ont permis d'exprimer l'augmentation de la profondeur de sensibilité comme étant proportionnelle à la racine de l'énergie.

Dans la troisième partie de ce chapitre, nous avons ensuite présenté des résultats de test laser TPA à 1230nm avec l'intégration de la fibre à cœur creux pour transporter des impulsions inférieures à la picoseconde entre la source et le microscope. Nous avons tout d'abord montré une réponse photoélectrique purement non-linéaire dans le silicium à 1230nm puis des mesures sur composants en très bon accord avec les précédentes mesures à 1300nm. Le passage de l'impulsion à 1230nm dans la fibre optique nous a permis de varier temporellement les impulsions et de valider par l'expérience que l'énergie effective de l'impulsion pour une même collection de charge augmente avec la racine de la durée de l'impulsion.

Enfin, l'étude sur la SRAM a montré une très forte dépendance de l'énergie des impulsions sur la sensibilité axiale, plus grande que celle attendue avec les simulations. Cet écart à la simulation pourrait s'expliquer par le fait que notre modèle est limité au dépôt d'énergie et la génération de charges instantanée. On ne tient pas compte de l'ionisation par impact, de la diffusion et recombinaison des charges ainsi que de l'environnement extérieur comme le champ électrique ou les variations de température.

D'un point de vue expérimental et technologique, on peut résumer les **caractéristiques techniques** que doit remplir le **couple source-fibre** pour intégrer la technique TPA dans un environnement intégré et fiable :

- ✓ Longueur d'onde > 1200nm
- ✓ Durée des impulsions < 20ps (pour un processus non-thermique d'après la Figure II-32)
- ✓ Energie des impulsions >1nJ pour des impulsions de 100fs et >14nJ pour des impulsions de 20ps

- ✓ Stabilité en énergie $< 5\%$ entre les impulsions
- ✓ Laser polarisé avec fibre à maintien de polarisation pour un réglage précis de l'énergie
- ✓ Faisceau monomode avec une bonne qualité spatiale

Ainsi, la résolution est très fortement liée à l'énergie des impulsions qui doit être parfaitement contrôlée. Pour étendre l'amélioration de la résolution à une échelle inférieure au micromètre, des expérimentations de mise en forme de faisceaux ont été explorées et ont donné lieu à la mise en place d'un montage expérimental mais n'ont pas pu être approfondies pour cette thèse.

Conclusion et perspectives

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a porté sur l'étude de la technique de stimulation photoélectrique laser non-linéaire pour l'analyse de circuits intégrés en silicium.

Afin de présenter le contexte de cette thèse et l'intérêt de cette technique d'analyse, nous avons montré dans le premier chapitre les différentes applications visées en micro-électronique et les méthodes d'analyse existantes. L'un des principaux enjeux actuels et pour les années futures, est le développement de nouvelles techniques d'analyse plus résolues, à même de répondre à l'augmentation croissante de l'intégration des composants. L'absorption non-linéaire de photons dans le silicium est l'une des techniques permettant d'accroître la résolution pour le test de circuits intégrés. Cette technique nécessite d'utiliser des impulsions laser ultracourtes d'intensité suffisante pour générer des paires électrons-trous par effet photoélectrique tout en s'affranchissant des effets photothermiques. La mise en œuvre expérimentale de cette technique d'analyse devient alors plus complexe en environnement industriel. Une étude bibliographique sur les sources laser femtoseconde et les fibres optiques nous a permis de montrer l'émergence de nouvelles fibres optiques dont le potentiel permet le développement de nouvelles sources compactes et stables mais aussi l'intégration de la source laser dans un système entièrement fibré. Nous avons en particulier présenté une famille de fibres optiques, appelées fibres photoniques, dont le principe de propagation de la lumière est basé sur les bandes interdites comparables aux bandes dans les semiconducteurs. L'intérêt de ces fibres réside dans le transport d'impulsions femtoseconde de forte puissance sans déformation temporelle et spectrale.

Le sujet développé dans cette thèse concernait plus particulièrement l'étude des mécanismes d'interaction laser-silicium et laser-silice en régime femtoseconde. En effet, il s'agissait d'étudier le transport fibré d'impulsions femtosecondes pour la mise en œuvre du test de composants électroniques par effet photoélectrique non-linéaire. Nous avons donc présenté dans le second chapitre les aspects théoriques sur la non-linéarité. Nous avons étudié plus particulièrement les modèles numériques permettant de simuler la propagation d'impulsions femtosecondes dans des fibres photoniques et la génération de charges dans le silicium. En fonction du milieu étudié, des mécanismes en jeu, et de la géométrie du système, nous avons montré les avantages et limites des différents outils de simulation. Ainsi, la simulation portant sur le transport d'impulsions femtosecondes dans des fibres photoniques a pu être validée à l'aide de la résolution de l'équation de Schrödinger. En ce qui concerne l'interaction laser-silicium, nous avons utilisé deux outils différents. Le premier concernait la résolution des équations de Maxwell par différence finie, et le second, une résolution

numérique des équations sur l'enveloppe du champ. Dans ce second modèle, nous avons introduit les effets des variations de l'indice optique sur la propagation du faisceau à l'aide de matrices de passage. Nous avons identifié grâce à ces deux simulations, que l'effet Kerr optique est négligeable jusqu'à une intensité de $1\text{TW}/\text{cm}^2$ et que pour des intensités plus fortes, l'effet plasma lié à l'augmentation de la densité de porteurs de charges domine sur l'effet Kerr. Ces travaux théoriques nous ont permis d'introduire les deux chapitres suivants plus expérimentaux.

Nous avons dans le troisième chapitre présenté la mise en place d'une expérimentation pour le transport d'impulsions femtosecondes dans une fibre photonique à cœur creux. Ce type de fibre a la particularité de présenter une non-linéarité très faible car la lumière se propage majoritairement dans l'air. L'originalité de ce travail réside dans l'utilisation d'une fibre optimisée pour une longueur d'onde d'environ 1300nm .

Nous avons dans un premier temps caractérisé cette fibre puis développé un banc expérimental permettant de mesurer la dispersion. Cette mesure, nécessaire pour la compréhension de la propagation des impulsions femtosecondes, nous a permis d'extraire une courbe de dispersion entre 1210nm et 1300nm avec une dispersion nulle vers 1230nm .

Dans un second temps, ce chapitre a présenté des résultats de propagation des impulsions dans la fibre à différentes longueurs d'onde. Nous avons mis en évidence l'élargissement des impulsions dans le régime de dispersion anormale (entre 1240nm et 1300nm) puis la compression de ces impulsions à plus forte énergie ($>200\text{nJ}$) jusqu'à la formation d'un soliton optique. Pour des longueurs d'onde proches du zéro de dispersion de la fibre, les impulsions peuvent être propagées dans plusieurs mètres de fibre sans modification significative temporelle et spectrale.

Enfin, le quatrième chapitre a permis de confronter les simulations réalisées dans le second chapitre à des expérimentations sur composants, puis, d'intégrer la fibre photonique sur la plateforme de test. L'injection de fautes dans un registre à décalage a montré un très bon accord avec la simulation portant sur l'étude de la sensibilité axiale de ce composant. Cette sensibilité augmente proportionnellement avec la racine de l'énergie des impulsions en régime d'absorption à 2-photons. Par contre, une autre étude expérimentale sur une mémoire SRAM, a montré une sensibilité axiale toujours proportionnelle à la racine de l'énergie mais avec une sensibilité bien supérieure. Le champ électrique et l'élévation de température près des zones actives pourraient expliquer ce phénomène.

L'intégration de la fibre à cœur creux pour transporter les impulsions entre la source laser et le microscope a ensuite été évaluée. En utilisant une longueur d'onde de 1230nm proche du zéro de dispersion, nous avons montré des mesures sur la mémoire SRAM en très bon accord

avec les précédentes mesures à 1300nm sans fibre optique. L'utilisation de cette fibre optique a permis de varier la durée et la forme temporelle des impulsions. Nous avons mis en évidence l'effet de la déformation temporelle des impulsions sur l'efficacité de génération. Après traitement des mesures d'autocorrélation, nous avons validé par l'expérience que l'énergie de l'impulsion pour obtenir une même collection de charge doit augmenter avec la racine de la durée de l'impulsion.

Pour conclure, ce travail de thèse a permis d'identifier les paramètres laser clés et les technologies associées disponibles pour l'émergence industrielle du test photoélectrique non-linéaire de circuits intégrés. La maturité des sources laser femtoseconde permet aujourd'hui l'intégration de cette technique dans un environnement intégré et fiable. Cependant, l'effet photoélectrique non-linéaire ne peut à lui seul répondre à la miniaturisation perpétuelle des composants. C'est pourquoi, la combinaison de cette technique avec d'autres techniques optiques est une perspective à étudier. Dans une perspective beaucoup plus lointaine, le développement des transistors quantiques nécessitera alors de s'intéresser non plus à l'interaction laser-semi-conducteur mais à l'interaction photon-photon où d'autres phénomènes physiques seront alors mis en jeu.

Annexes

A. Principe de la cavité optique d'un oscillateur femtoseconde

La cavité permet de concentrer la fluorescence émise par le cristal et propage le faisceau laser. Un laser peut osciller suivant plusieurs modes longitudinaux dont les fréquences sont données par la relation suivante :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L_{cav}}$$

où c est la vitesse de la lumière et L_{cav} la longueur de la cavité optique.

Le blocage de mode en phase consiste à favoriser une émission de spectre plus large et de phase constante pour conduire à l'émission d'impulsions à la fréquence de la cavité. Pour atteindre le régime impulsionnel, plusieurs blocages de modes existent. Le blocage de mode actif se fait par introduction de pertes dans la cavité par un cristal acousto-optique par exemple. Le blocage de mode passif peut se faire grâce à l'utilisation d'un absorbant saturable comme le SESAM (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror), introduisant des pertes plus faibles en régime impulsionnel qu'en régime continu basées sur la non-linéarité. Le SESAM est constitué d'un matériau semiconducteur absorbant inséré dans une structure réfléchissante et peu dispersive de type miroir de Bragg. Enfin, on distingue l'auto-blocage de modes qui peut se faire par effet de lentille de Kerr. L'indice d'un matériau avec effet Kerr optique (non-linéaire) est le suivant :

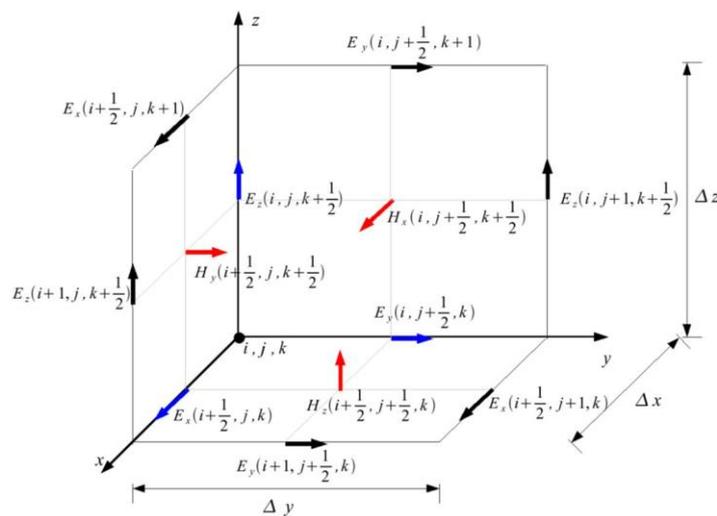
$$n(I) = n_0 + n_2 I$$

La lentille de Kerr va donc focaliser le faisceau lorsque la densité de puissance est suffisamment grande et donc dans le cas où celui-ci fonctionne en régime impulsionnel. Un diaphragme permet ensuite d'introduire des pertes dans la cavité lorsque le faisceau n'est pas focalisé par la lentille de Kerr.

La cavité doit aussi compenser la dispersion chromatique. Les dispersions chromatiques sont dues à la dépendance de la vitesse de groupe sur la fréquence, ce qui entraîne un retard de certaines longueurs d'onde sur d'autres et donc un élargissement temporel de l'impulsion. Pour compenser cette dispersion, on peut utiliser deux prismes pour séparer les composantes spectrales de l'impulsion et introduire un retard sur celles les plus rapides ou établir de multiples réflexions sur des miroirs diélectriques introduisant une dispersion négative.

B. Principe de la méthode FDTD

La résolution FDTD consiste à discrétiser l'espace pour résoudre les équations différentielles. Le champ électrique est calculé dans ce volume à un instant puis le champ magnétique dans ce même volume au prochain instant temporel et ce jusqu'à ce que l'état stationnaire dans le volume soit atteint. La résolution de ces deux équations indépendamment ((II-3) et (II-4)) permet de faciliter leur résolution mais la convergence peut nécessiter de nombreuses itérations. Le maillage spatio-temporel et la relation entre champ électrique et magnétique sont basés sur le réseau de Yee [YEE66]. Dans le maillage de Yee, chaque composant du champ électrique est entouré par quatre composants du champ magnétique et vice-versa. La continuité doit être conservée dans tout le volume de calcul et pour cela, l'espace du calcul est entouré de conditions aux limites qui sont des couches parfaitement assorties (PML : Perfectly Matched Layer). Il s'agit souvent de couches absorbant totalement les ondes électromagnétiques.



Maillage de Yee [YEE66] pour la simulation FDTD

L'avantage de ces simulations est qu'étant basées sur les équations de Maxwell aucune approximation préalable n'est réalisée. Cependant la complexité de résolution impose des temps de calcul très longs et la nécessité d'avoir dans certains cas recours à des calculateurs. L'espace du calcul doit être restreint à des grandeurs de l'ordre de la longueur d'onde. Cependant, des astuces de simulation comme l'utilisation d'un maillage non-uniforme ou la symétrisation du problème permettent un gain de temps de calcul.

C. Principe de la méthode de Fourier à pas divisés

La méthode de Fourier à pas divisés (SSFM : Split-Step Fourier Method) consiste à discrétiser l'axe z de propagation du faisceau en pas de longueurs h . Le calcul de la propagation se fait sur chaque pas discret en deux étapes. Bien que la dispersion et l'absorption ne soient pas indépendants des effets non-linéaires, chacun des termes est calculé séparément :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{L} + \hat{N})A(z, t)$$

Avec \hat{L} l'opérateur linéaire et \hat{N} l'opérateur non-linéaire. La solution analytique de cette équation pour l'enveloppe du champ est :

$$A(z + h, t) = \exp\left(h(\hat{L} + \hat{N})\right)A(z, t)$$

La méthode de résolution par Fourier à pas divisés consiste à considérer indépendamment ces deux opérateurs, et donc [AGR06] :

$$A(z + h, t) \approx \exp(h\hat{L})\exp(h\hat{N})A(z, t)$$

La résolution par pas divisés symétriques est préférée et consiste à séparer le pas h en pas $h/2$. Dans un premier temps la dispersion et l'absorption sont calculées sur une distance de propagation $h/2$ puis le terme correspondant à la non-linéarité est multiplié et enfin l'impulsion est propagée sur la distance $h/2$ restante en tenant compte de la dispersion et de l'absorption.

$$A(z + h, t) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\hat{L}\right) \exp\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z')dz'\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{L}\right)A(z, t)$$

Cette approche permet d'utiliser un pas h plus grand que dans l'équation précédente pour obtenir un résultat aussi précis. Par passage dans l'espace de Fourier, l'évaluation de $\exp\left(\frac{h}{2}\hat{L}\right)$ se fait facilement, les dérivées $\frac{\partial}{\partial t}$ sont remplacées par $i\omega$ permettant le calcul de $\exp\left(\frac{h}{2}\hat{L}(i\omega)\right)$ puis par transformée de Fourier inverse l'évaluation de $\exp\left(\frac{h}{2}\hat{L}\right)$.

Pour l'équation de Schrödinger étendue en 3+1Dimensions (II-40) des méthodes de résolutions similaires sont utilisées comme la méthode de Fourier-Bessel à pas divisés [NAS08] ou la méthode d'adaptation rapide Hankel à pas divisés [BAN05] [NEH05].

D. Exemple de fichier de simulation FDTD sous MEEP

Le script suivant au format « Libctl » permet de simuler la propagation d'une impulsion femtoseconde d'énergie 10nJ dans du silicium sous MEEP. La résolution se fait dans un domaine en trois dimensions de $8 \times 8 \times 16 \mu\text{m}$ (xyz) avec une résolution de 30 pixels par μm .

```
-----Exemple fichier.ctl-----
(reset-meep)
(define-param n 3.504) ; Index du Si @ 1300nm 3.504
(define-param n2 2.7e-6) ; Nonlinear index ( $\mu\text{m}^2/\text{W}$ ) : 2.7e-6 (=2.7e-18m2/W) pour Si
(define-param k (/ (* 4 (* n n) n2) 3)) ; Kerr susceptibility in MEEP units
(print "k : " k "\n")
(define-param wl 1.3) ; center frequency of source
(define-param fcen (/ 1 wl)) ; center frequency of source
(define-param dtfs 150e-15) ; durée pulse en fs
(define-param t_unit (/ 1e-6 3e8)) ; unité temps
(define-param dt (/ dtfs t_unit)) ; durée pulse
(define-param df (/ 1 dt)) ; pulse width (in frequency)
(define-param nfreq 500) ; number of frequencies at which to compute flux
(define-param fmin (/ fcen 2))
(define-param fmax (* fcen 4))
(define-param amp 1405) ; amplitude of source

(define-param sx 8)
(define-param sy 8)
(define-param sz 16)

(define silicon
  (make dielectric (epsilon 3.42526) (chi3 k)
    (E-polarizations
      (make polarizability (omega 2.99155) (gamma 1e-6) (sigma 8.30346))
    ))
)

(define-param NA 0.7) ;numerical aperture of focusing objective
(define-param w0 (/ 1 (* NA fcen pi))) ;beam-waist in focus
(print "w0 : " w0 "\n")
(define-param zR (* (expt w0 2) pi fcen)) ;Rayleigh zone
(define-param k0 (* fcen 2 pi)) ;wavenumber

(define-param zf 2) ;define focus point in z-direction
```

```

(define rho
  (lambda (p)
    (sqrt (+ (expt (vector3-x p) 2) (expt (vector3-y p) 2)))))

(define w ;beam-radius
  (lambda (p w0 zR)
    (* w0 (sqrt (+ 1 (expt (/ (- (vector3-z p) zf) zR) 2))))))

(define R ;radius of wavefronts
  (lambda (p zR)
    (+ (- (vector3-z p) zf) (/ (expt zR 2) (- (vector3-z p) zf)))))

(define G ;Gouy-phase
  (lambda (p zR)
    (atan (/ (- (vector3-z p) zf) zR)))

(define TA ;transversal amplitude-modulation
  (lambda (p w0 zR)
    (/ (* w0 (exp (* (expt (/ (rho p) (w p w0 zR)) 2) -1))) (w p w0 zR) )))

(define FF ;Fresnel-factor
  (lambda (p w0 zR)
    (/ (* 0+1i k0 (expt (rho p) 2) 0.5) (R p zR))))

(define PE ;phase-evolution along direction of propagation
  (lambda (p w0 zR)
    (exp (+ (* 0-1i (- (* k0 (- (vector3-z p) zf)) (G p zR) )) (FF p w0 zR) ) )))

(set! symmetries (list (make mirror-sym (direction X) (phase -1))
                      (make mirror-sym (direction Y) (phase 1)))) ;Si Ex symétrie selon X avec phase -1,
symétrie selon Y avec phase 1

(set! eps-averaging? true)

(set! geometry-lattice (make lattice (size sx sy sz))) ; size x, y, z

(set! geometry (list (make block (center 0 0 0) (size infinity infinity infinity)
                              (material silicon))))

(set! sources (list
  (make source

```

```
(src (make gaussian-src (frequency fcen) (width dt) (cutoff 2)))
  ;(src (make continuous-src (frequency fcen)))
(amp-func (lambda (p) (* (TA p w0 zR) (PE p w0 zR))))
(amplitude amp)
  (component Ex)
(center 0 0 -7)
(size sx sy 0)))
```

```
(set! pml-layers (list (make pml (thickness 1))))
```

```
(set! force-complex-fields? true)
```

```
(set! resolution 30)
```

;Définition des flux en fonction de la fréquence pour différentes profondeurs

```
:(define flux1 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 -6) (size sx sy 0))))
:(define flux2 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 -5) (size sx sy 0))))
:(define flux3 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 -4) (size sx sy 0))))
:(define flux4 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 -3) (size sx sy 0))))
:(define flux5 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 -2) (size sx sy 0))))
:(define flux6 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 -1) (size sx sy 0))))
(define flux7 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 0) (size sx sy 0))))
:(define flux8 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 1) (size sx sy 0))))
:(define flux9 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 2) (size sx sy 0))))
:(define flux10 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 3) (size sx sy 0))))
:(define flux11 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 4) (size sx sy 0))))
:(define flux12 (add-flux fcen (* 4 df) nfreq (make flux-region (center 0 0 5) (size sx sy 0))))
```

```
(define (fluxinbox) (print "flux at 0,0,0 : " (flux-in-box Z (volume (center 0 0 0) (size sx sy 0))) "\n"))
```

(run-until 210 ;150 si width 45 et cutoff = 2 avec resolution 10, 150 pour source continu résolution de 25, 210 pour source pulsé width 45 cutoff = 2 et résolution = 25

```
(at-end output-efield-x)
(at-end output-tot-pwr)
(at-end output-dpwr)
(to-appended "denergy_x=0" (at-every 1 (in-volume (volume (center 0 0 0) (size 0 sy sz)) output-
dpwr)))
(to-appended "denergy_y=0" (at-every 1 (in-volume (volume (center 0 0 0) (size sx 0 sz)) output-
dpwr)))
(at-end (in-volume (volume (center 0 0 0) (size sx sy sz)) output-efield-x))
(at-end output-epsilon)
```

```
)  
:(display-fluxes flux1)  
:(display-fluxes flux2)  
:(display-fluxes flux3)  
:(display-fluxes flux4)  
:(display-fluxes flux5)  
:(display-fluxes flux6)  
(display-fluxes flux7)  
:(display-fluxes flux8)  
:(display-fluxes flux9)  
:(display-fluxes flux10)  
:(display-fluxes flux11)  
:(display-fluxes flux12)  
  
(print "flux is at 0,0,0: " (flux-in-box Z (volume (center 0 0 0) (size sx sy 0))) "\n")  
(print "flux is at 0,0,-6: " (flux-in-box Z (volume (center 0 0 -6) (size sx sy 0))) "\n")  
(print "flux is at 0,0,5: " (flux-in-box Z (volume (center 0 0 5) (size sx sy 0))) "\n")  
  
(print "Complex epsilon: "(meep-fields-analytic-chi1 fields Ex 0.76923 (vector3  
0 0 0)) ", wavelength: 1300nm\n")
```

E. Principe de l'autocorrélateur en intensité

Le principe de l'autocorrélateur en intensité consiste à séparer le faisceau laser à mesurer en deux chemins optiques à l'aide d'une lame séparatrice. La longueur d'un des bras est changée grâce au déplacement d'un miroir qui vibre à une fréquence d'environ 10Hz. Les deux faisceaux sont ensuite recombinaés et focalisés sur un cristal non-linéaire. Avec un certain angle d'incidence sur le cristal, une partie de la lumière est doublée en fréquence. La lumière générée par le cristal non linéaire est ensuite détectée par une photodiode soit par absorption linéaire soit par absorption à 2-photons suivant le choix du détecteur. L'autocorrélation du champ électrique (autocorrélation du premier ordre) s'écrit :

$$A^{(1)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E^*(t - \tau)dt$$

Comme un détecteur est sensible à l'intensité, l'autocorrélation en intensité (second ordre) s'écrit :

$$A_c(\tau) = A^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt$$

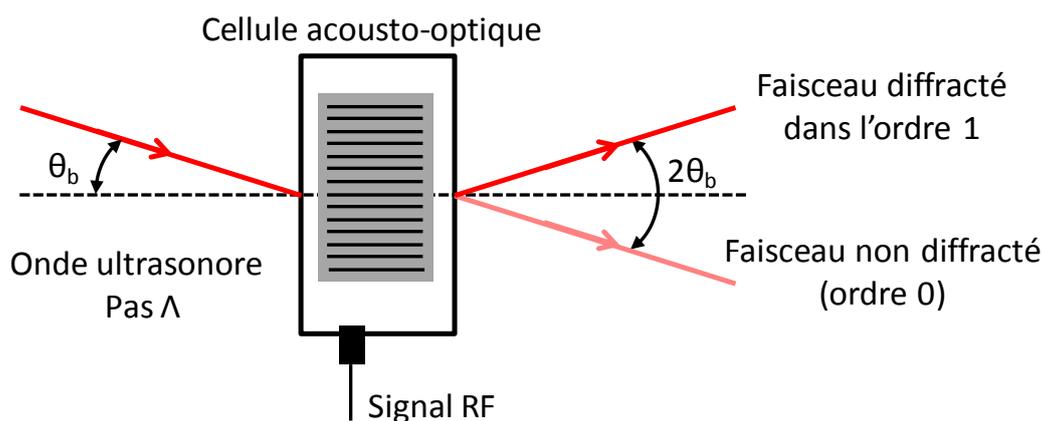
Cette mesure indirecte permet de déduire la durée de l'impulsion réelle en faisant une hypothèse sur la forme temporelle de celle-ci. Il existe une relation entre la largeur à mi-hauteur de l'autocorrélation τ_{ac} et la largeur à mi-hauteur de l'impulsion τ_p donnée par :

Forme de l'impulsion	I(x)	$k = \tau_{ac}/\tau_p$
Gaussienne	$I_0 \exp[-4\ln(2) (t/\tau_p)^2]$	1,414
Sech ²	$I_0 \operatorname{sech}^2[1,763 \times t/\tau_p]$	1,543
Lorentzienne	$\frac{I_0}{[1 + 1,657 (t/\tau_p)^2]^2}$	2

Correspondance entre durée d'impulsion et durée d'autocorrélation

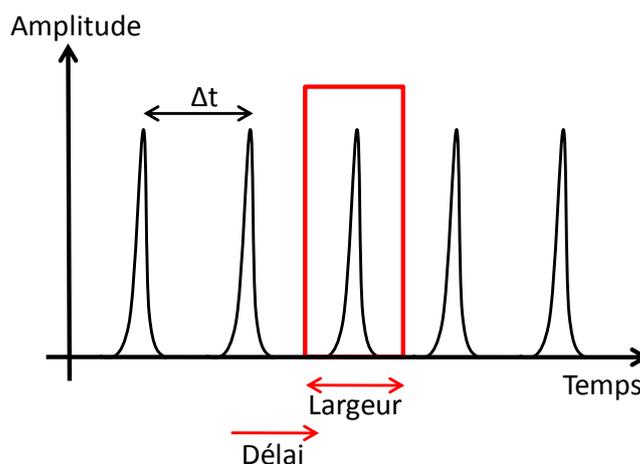
F. Le sélectionneur d'impulsions (pulse-picker)

Pour sélectionner des impulsions on peut utiliser un « pulse-picker ». Celui-ci est composé d'un modulateur acousto-optique (MAO) qui sous l'effet d'un signal acoustique radiofréquence va vibrer et diffracter le faisceau. Le but est de maximiser l'intensité dans le faisceau diffracté (ordre 1) en réglant correctement l'angle d'incidence sur le MAO : l'angle d'incidence doit être celui de l'angle de Bragg, soit $\theta_b = \frac{\lambda}{2\Lambda}$ avec Λ la longueur d'onde acoustique.



Principe du MAO

Avec l'utilisation d'un signal de référence, par exemple une photodiode enregistrant le train d'impulsions initial, on peut synchroniser une porte radiofréquence pour ne sélectionner qu'une impulsion laser. La largeur de cette porte et le délai peuvent être réglés pour ne pas laisser passer d'autres impulsions.



Principe de la sélection des impulsions

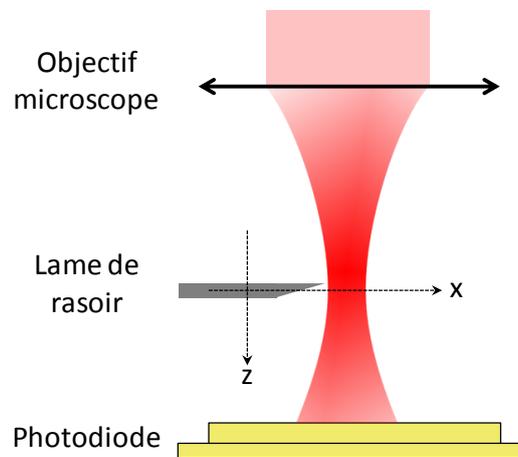
Les caractéristiques importantes que l'on peut citer pour le choix d'un pulse-picker sont le temps de montée (temps de commutation), l'efficacité de diffraction (pertes du signal transmis) et le taux d'extinction c'est-à-dire le rapport entre l'amplitude de l'impulsion principale et l'amplitude des impulsions parasites non désirées.

G. Mesure de la taille d'un faisceau par lame de rasoir (« knife edge »)

L'intensité d'un faisceau gaussien est donnée par $I = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}}$ avec w le rayon du faisceau à l'intensité $1/e^2$. La largeur totale où l'intensité est égale à 50% (FWHM) est liée au rayon w par la relation suivante :

$$FWHM = w\sqrt{2 \times \ln(2)} = 1,17741 \times w$$

On peut mesurer le rayon du faisceau grâce à la méthode « knife-edge ». Cette technique consiste à translater une lame de rasoir sur le trajet du faisceau et à enregistrer la puissance transmise en fonction du déplacement de la lame de rasoir.



Principe de méthode « knife-edge »

Le profil d'intensité gaussien est le suivant :

$$I(x, y) = I_0 e^{-2x^2/w_x^2} e^{-2y^2/w_y^2}$$

La puissance totale du faisceau est :

$$P_{TOT} = I_0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2x^2/w_x^2} dx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2y^2/w_y^2} dy = \frac{\pi}{2} I_0 w_x w_y$$

La puissance transmise lorsque la lame de rasoir se déplace suivant l'axe x vaut :

$$P(X) = P_{TOT} - I_0 \int_{-\infty}^X e^{-2x^2/w_x^2} dx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2y^2/w_y^2} dy = \frac{P_{TOT}}{2} - \sqrt{\frac{\pi}{2}} I_0 w_y \int_0^X e^{-2x^2/w_x^2} dx$$

En faisant un changement de variable $u^2 = 2x^2/w_x^2$ on obtient :

$$P(X) = \frac{P_{TOT}}{2} - \frac{\pi}{4} I_0 w_y w_x \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{2}X/w_x} e^{-u^2} du$$

Or la fonction erreur (erf) est (définie sous Origin) :

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du$$

D'où :

$$P(X) = \frac{P_{TOT}}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}X}{w_x} \right) \right]$$

On peut donc utiliser la fonction suivante sous Origin pour la faire correspondre à la puissance mesurée suivant le déplacement de la lame :

$$P_{measured} = P0 + \frac{P1}{2} \left[1 \pm \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}(X - P2)}{P3} \right) \right]$$

avec $P0$ la puissance de bruit, $P1$ la puissance totale, $P2$ le point central du faisceau et $P3$ le rayon w_x à $1/e^2$.

Références

- [ADE00] P. Adell et al., "Analysis of single-event transients in analog circuits," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 47, pp. 2616-2623, 2000.
- [AGH09] K. Aghaie, S. Fan, V. Dangui, G. Kino, and M. Dignonnet, "Classification of the Core Modes of Hollow-Core Photonic-Bandgap Fibers," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 45, pp. 1192-1200, 2009.
- [AGR06] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Fourth Edition ed.: Academic Press, 2006.
- [ALO07] C. A. Alonzo, W. Garcia, and C. Saloma, "Crosstalk between two-photon and two-color (two-photon) excitation in optical beam induced current generation with two confocal excitation beams," *Optics Communications*, vol. 270, pp. 139-144, 2007.
- [ARN71] J. A. Arnaud et al., "Technique for Fast Measurement of Gaussian Laser Beam Parameters," *Appl. Opt.*, vol. 10, pp. 2775-2776, 1971.
- [ARO82] N. Arora, J. Hauser, and D. Roulston, "Electron and hole mobilities in silicon as a function of concentration and temperature," *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 29, pp. 292-295, 1982.
- [AW91] S. E. Aw, H. S. Tan, and C. K. Ong, "Optical absorption measurements of band-gap shrinkage in moderately and heavily doped silicon," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 3, p. 8213, 1991.
- [BAN05] P. Banerjee, G. Nehmetallah, and M. Chatterjee, "Numerical modeling of cylindrically symmetric nonlinear self-focusing using an adaptive fast Hankel split-step method," *Optics Communications*, vol. 249, pp. 293-300, 2005.
- [BAS01] M. Bass, *Handbook of Optics, Vol. IV : Fiber Optics and Non-linear Optics*, 2nd ed.: McGraw Hill Professional, 2001.
- [BEN06] F. Benabid, "Hollow-core photonic bandgap fibre: new light guidance for new science and technology," *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 364, pp. 3439-3462, 2006.
- [BEN02] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. S. J., "Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber," *Science*, vol. 298, pp. 399-402, 2002.
- [BIL85] H. R. Bilger and T. Habib, "Knife-edge scanning of an astigmatic Gaussian beam," *Appl. Opt.*, vol. 24, pp. 686-690, 1985.
- [BIR97] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. S. Russell, "Endlessly single-mode photonic

- crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 961-963, 1997.
- [BLO89] K. Blow and D. Wood, "Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 25, pp. 2665-2673, 1989.
- [BOG11] I. B. Bogatyrev et al., "Non-linear absorption of 1.3- μm wavelength femtosecond laser pulses focused inside semiconductors: Finite difference time domain-two temperature model combined computational study," *Journal of Applied Physics*, vol. 110, p. 103106, 2011.
- [BOU99] J. Boudenot, *Tenue des circuits aux radiations ionisantes.: Techniques de l'ingénieur*, 1999.
- [BOY08] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed.: Academic Press, 2008.
- [BOY76] G. R. Boyer, "Pupil filters for moderate superresolution," *Appl. Opt.*, vol. 15, pp. 3089-3093, 1976.
- [BRI07] A. D. Bristow, N. Rotenberg, and H. M. van, "Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850--2200 nm," *Applied Physics Letters*, vol. 90, p. 191104, 2007.
- [BRO99] N. Broderick et al., "Large Mode Area Fibers for High Power Applications," *Optical Fiber Technology*, vol. 5, pp. 185-196, 1999.
- [BUC87] S. P. Buchner et al., "Laser Simulation of Single Event Upsets," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 34, pp. 1227-1233, 1987.
- [CER] Cern. Root. [Online]. <http://root.cern.ch/drupal/>
- [CHA98] B. Chassagne, "Etude et réalisation d'un oscillateur forsterite femtoseconde, influence de la dispersion contrôlée dans les régimes multi-impulsionnels," Thèse, Université Bordeaux 1, 1998.
- [CHE11] J. L. Cheng, J. Rioux, and J. E. Sipe, "Full band structure calculation of two-photon indirect absorption in bulk silicon," *Applied Physics Letters*, vol. 98, p. 131101, 2011.
- [COH77] L. G. Cohen and C. Lin, "Pulse delay measurements in the zero material dispersion wavelength region for optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 16, pp. 3136-3139, 1977.
- [COL08] E. Cole, "Non-destructive IC defect localization using optical beam-based imaging," *Custom Integrated Circuits Conference, 2008. CICC 2008. IEEE*, 2008, pp. 53-56.
- [COL94] E. Cole, J. Soden, J. Rife, D. Barton, and C. Henderson, "Novel failure analysis

- techniques using photon probing with a scanning optical microscope," *Reliability Physics Symposium, 1994. 32nd Annual Proceedings., IEEE International*, 1994, pp. 388-398.
- [COL98] E. J. Cole, P. Tangyonyong, and D. Barton, "Backside localization of open and shorted IC interconnections," *Reliability Physics Symposium Proceedings, 1998. 36th Annual. 1998 IEEE International*, 1998, pp. 129-136.
- [COR] Corning. Corning Specialty Fiber. [Online]. http://www.corning.com/specialtymaterials/products_capabilities/specialty_fiber.aspx
- [COU05] A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, "Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses," *Phys. Rev. B*, vol. 71, no. 12, p. 125435, 2005.
- [COU02] A. Couairon et al., "Infrared femtosecond light filaments in air: simulations and experiments," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, pp. 1117-1131, 2002.
- [COU06] F. Couny, F. Benabid, and P. S. Light, "Large-pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 31, pp. 3574-3576, 2006.
- [COU01] A. Courjaud, "Sources lasers femtosecondes pompées par diode basées sur l'ion Ytterbium," Thèse, Université Bordeaux 1, 2001.
- [CRE99] R. F. Cregan et al., "Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air," *Science*, vol. 285, pp. 1537-1539, 1999.
- [DEK07] R. Dekker, N. Usechak, M. Först, and A. Driessen, "Ultrafast nonlinear all-optical processes in silicon-on-insulator waveguides," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 40, p. R249, 2007.
- [DES90] E. Desurvire and J. R. Simpson, "Evaluation of 4I15/2 and 4I13/2 Stark-level energies in erbium-doped aluminosilicate glass fibers," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 547-549, 1990.
- [DIN12] Y. Ding et al., "High peak-power picosecond pulse generation at 1.26 μm using a quantum-dot-based external-cavity mode-locked laser and tapered optical amplifier," *Opt. Express*, vol. 20, pp. 14308-14320, 2012.
- [DIN03] M. Dinu, F. Quochi, and H. Garcia, "Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths," *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 2954-2956, 2003.
- [DOR03] R. Dorn, S. Quabis, and G. Leuchs, "The focus of light-linear polarization breaks the rotational symmetry of the focal spot," *Journal of modern optics*, vol. 50, p. 10,

- 2003.
- [DOU08] A. Douin, "Contribution à la modélisation et au développement de techniques de test et d'analyse dynamiques de circuits intégrés par faisceau laser pulsé," Thèse, Université Bordeaux 1, 2008.
- [DOU05] A. Douin, M. Dematos, F. Essely, and V. Pouget, Véhicule de test ISLAND : Integrated Structures for Laser ANalysis Demonstrations, 2005.
- [DOU06] A. Douin et al., "Time resolved imaging using synchronous picosecond Photoelectric Laser Stimulation," *Microelectronics and Reliability*, vol. 46, pp. 1514-1519, 2006.
- [DU94] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, and G. Mourou, "Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs," *Applied Physics Letters*, vol. 64, pp. 3071-3073, 1994.
- [ELL01] R. Ell et al., "Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 373-375, 2001.
- [ESA] Esa, Nasa, and Soho. L'environnement spatial. [Online]. <http://www.docsciences.fr/Environnement-spatial>
- [ESS06] F. Essely, "Développement de méthodologies d'analyse des défaillances causées par les ESD dans les circuits intégrés VLSI à l'aide de la technique OBIC Impulsionnelle et contribution à l'évaluation de la criticité des défauts latents," Thèse, Université Bordeaux 1, 2006.
- [FAR12] E. Faraud, "Développement et applications de techniques laser impulsionnelles pour l'analyse de défaillance des circuits intégrés," Thèse, Université Bordeaux 1, 2012.
- [FAR11] E. Faraud et al., "Investigation on the SEL Sensitive Depth of an SRAM Using Linear and Two-Photon Absorption Laser Testing," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 58, pp. 2637-2643, 2011.
- [FAR05] M. Farsari, G. Filippidis, and C. Fotakis, "Fabrication of three-dimensional structures by three-photon polymerization," *Opt. Lett.*, vol. 30, pp. 3180-3182, 2005.
- [FER90] M. Fermann, M. Hofer, F. Haberl, and S. Craig-Ryan, "Femtosecond fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 1737-1738, 1990.
- [FER91] M. E. Fermann, M. Hofer, F. Haberl, A. J. Schmidt, and L. Turi, "Additive-pulse-compression mode locking of a neodymium fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 16, pp.

- 244-246, 1991.
- [FIB] FiberDesk. Simulations réalisée en utilisant le code de propagation non-linéaire de FiberDesk. [Online]. www.fiberdesk.com
- [FIB00] G. Fibich and A. L. Gaeta, "Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 335-337, 2000.
- [FIR77] A. H. Firester, M. E. Heller, and P. Sheng, "Knife-edge scanning measurements of subwavelength focused light beams," *Appl. Opt.*, vol. 16, pp. 1971-1974, 1977.
- [FIR04] A. Firiti et al., "Photoelectric laser stimulation in a failure analysis laboratory," *Industrial Electronics, 2004 IEEE International Symposium on*, vol. 1, 2004, pp. 101 - 104 vol. 1.
- [FIS11] D. A. Fishman et al., "Sensitive mid-infrared detection in wide-bandgap semiconductors using extreme non-degenerate two-photon absorption," *Nat Photon*, vol. 5, pp. 561-565, 2011.
- [FRE06] B. J. Frey, D. B. Leviton, and T. J. Madison, "Temperature-dependent refractive index of silicon and germanium," *Proc. SPIE*, vol. 6273, 2006.
- [GÉR07] F. Gérôme, K. Cook, A. K. George, W. J. Wadsworth, and J. C. Knight, "Delivery of sub-100fs pulses through 8m of hollow-core fiber using soliton compression," *Opt. Express*, vol. 15, pp. 7126-7131, 2007.
- [GOL11] B. Goldberg et al., "Chromatic and spherical aberration correction for silicon aplanatic solid immersion lens for fault isolation and photon emission microscopy of integrated circuits," *Microelectronics Reliability*, vol. 51, pp. 1637-1639, 2011.
- [GÖP31] M. Göppert-Mayer, "Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen," *Ann. Phys.*, vol. 401, pp. 273-294, 1931.
- [GRE08] M. A. Green, "Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients," *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 92, pp. 1305-1310, 2008.
- [GUO07] Z. Guo, S. Qu, Y. Han, and S. Liu, "Multi-photon fabrication of two-dimensional periodic structure by three interfered femtosecond laser pulses on the surface of the silica glass," *Optics Communications*, vol. 280, pp. 23-26, 2007.
- [GUY94] M. J. Guy, D. U. Noske, A. Boskovic, and J. R. Taylor, "Femtosecond soliton generation in a praseodymium fluoride fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 828-830, 1994.
- [HAR05] I. Harti, G. Imeshev, L. Dong, G. Cho, and M. Fermann, "Ultra-compact dispersion

- compensated femtosecond fiber oscillators and amplifiers," *Lasers and Electro-Optics, 2005. (CLEO). Conference on*, vol. 3, 2005, pp. 1641 - 1643 Vol. 3.
- [HAS73] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion," *Applied Physics Letters*, vol. 23, pp. 142-144, 1973.
- [HAS97] M. P. Hasselbeck, E. W. Van, and M. Sheik-Bahae, "Scaling of four-photon absorption in InAs," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, pp. 1616-1624, 1997.
- [HEL96] S. Hell et al., "Three-photon excitation in fluorescence microscopy," *J. Biomed. Opt.*, vol. 1, pp. 71-74, 1996.
- [HEN08] C. J. Hensley, M. A. Foster, B. Shim, and A. L. Gaeta, "Extremely High Coupling and Transmission of High-Powered-Femtosecond Pulses in Hollow-Core Photonic Band-Gap Fiber," *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, 2008, p. JFG1.
- [HUA] Z. Huang. [Online]. <http://chemistry.cos.ucf.edu/belfield/photophysics>
- [HUA06] Y. Huang and S. Ho, "Computational model of solid-state, molecular, or atomic media for FDTD simulation based on a multi-level multi-electron system governed by Pauli exclusion and Fermi-Dirac thermalization with application to semiconductor photonics," *Opt. Express*, vol. 14, pp. 3569-3587, 2006.
- [IPP04] S. B. Ippolito, "High Spatial Resolution Subsurface Microscopy," Thèse, Boston University, 2004.
- [IPP01] S. B. Ippolito, B. B. Goldberg, and M. S. Unlu, "High spatial resolution subsurface microscopy," *Applied Physics Letters*, vol. 78, pp. 4071-4073, 2001.
- [IPP05] S. B. Ippolito, B. B. Goldberg, and M. S. Unlu, "Theoretical analysis of numerical aperture increasing lens microscopy," *Journal of Applied Physics*, vol. 97, p. 053105, 2005.
- [ISH09] A. A. Ishaaya et al., "Highly-efficient coupling of linearly- and radially-polarized femtosecond pulses in hollow-core photonic band-gap fibers," *Opt. Express*, vol. 17, pp. 18630-18637, 2009.
- [JAU09] P. Jaulent, "Etude des effets singuliers transitoires dans les amplificateurs opérationnels linéaires par photo-génération impulsionnelle linéaire," Thèse, Université Bordeaux 1, 2009.
- [JAU08] P. Jaulent et al., "SET Sensitive Volume Imaging and Measurement with Two-

- Photon Absorption Laser Testing," *Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC)*, 2008.
- [JOA07] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light.*: Princeton University Press, 2007.
- [JOHa] S. G. Johnson. MIT Photonic Bands. [Online]. http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/MIT_Photonic_Bands
- [JOHb] S. G. Johnson, A. Oskooi, and J. D. Joannopoulos. MEEP, MIT Electromagnetic Equation Propagation. [Online]. <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep>
- [JOH91] A. Johnston, B. Hughlock, M. Baze, and R. Plaag, "The effect of temperature on single-particle latchup," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 38, pp. 1435-1441, 1991.
- [JUO01] S. Juodkasis et al., "Subpicosecond optical damaging of silica: time-resolved measurements of the light-induced damage threshold," *Proc. SPIE*, vol. 4347, 2001, pp. 212-222.
- [KAI74] P. Kaiser and H. W. Astle, "Low-loss single-material fibers made from pure fused silica," *J. Bell Syst. Tech.*, vol. 53, p. 1021, 1974.
- [KAI61] W. Kaiser and C. G. B., "Two-Photon Excitation in CaF₂: Eu²⁺," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, no. 6, pp. 229-231, 1961.
- [KIB07] B. Kibler, "Propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération," Thèse, Institut FEMTO-ST Département d'Optique P. M. Duffieux, 2007.
- [KNI07] J. C. Knight, "Photonic crystal fibers and fiber lasers (Invited)," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 24, pp. 1661-1668, 2007.
- [KNI98a] J. Knight, T. Birks, R. Cregan, P. Russell, and P. d. Sandro, "Large mode area photonic crystal fibre," *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 1347-1348, 1998.
- [KNI96] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J., and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1547-1549, 1996.
- [KNI98b] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J., and J. P. de, "Properties of photonic crystal fiber and the effective index model," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 15, pp. 748-752, 1998.
- [KON06] T. Kondo, H. Misawa, S. Juodkasis, V. Mizeikis, and S. Matsuo, "Holographic lithography of periodic two- and three-dimensional microstructures in photoresist SU-8," *Opt. Express*, vol. 14, pp. 7943-7953, 2006.
- [KOP00] J. P. Koplów, D. A. V., and L. Goldberg, "Single-mode operation of a coiled

- multimode fiber amplifier," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 442-444, 2000.
- [KOY99] T. Koyama, K. Sonoda, J. Komori, Y. Mashiko, and M. Umeno, "Detection of defects in metal interconnects by the nonbias-optical beam induced current technique," *Journal of Applied Physics*, vol. 86, pp. 5949-5956, 1999.
- [KRI11] S. Krishnamurthy, Z. G. Yu, L. P. Gonzalez, and S. Guha, "Temperature- and wavelength-dependent two-photon and free-carrier absorption in GaAs, InP, GaInAs, and InAsP," *Journal of Applied Physics*, vol. 109, p. 033102, 2011.
- [KUH09] K. Kuhn, "CMOS scaling beyond 32nm: Challenges and opportunities," in *Logic Technol. Dev., Intel Corp., Hillsboro, OR, USA Design Automation Conference, 46th ACM/IEEE*, 2009.
- [KUL97] N. V. Kuleshov et al., "Highly Efficient CW and Pulsed Lasing of Yb Doped Tungstates," *Advanced Solid State Lasers*, 1997, p. SC3.
- [LAB01] K. Label, C. Poivey, J. W. Howard, J. Forney, and A. Assad, Single Event Transients in LM124 operational amplifier Laser test report, <http://nepp.nasa.gov>, 2001.
- [LEC10] C. Lecaplain et al., "High-energy femtosecond photonic crystal fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 35, pp. 3156-3158, 2010.
- [LER08] G. M. Lerman and U. Levy, "Effect of radial polarization and apodization on spot size under tight focusing conditions," *Opt. Express*, vol. 16, pp. 4567-4581, 2008.
- [LI08] M. Li et al., "Effective Area Limit for Large Mode Area Laser Fibers," *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, 2008, p. OTuJ2.
- [LIN07a] Q. Lin, O. J. Painter, and G. P. Agrawal, "Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications," *Opt. Express*, vol. 15, pp. 16604-16644, 2007.
- [LIN07b] Q. Lin et al., "Dispersion of silicon nonlinearities in the near infrared region," *Applied Physics Letters*, vol. 91, p. 021111, 2007.
- [LOH93] W. H. Loh et al., "All-solid-state subpicosecond passively mode locked erbium-doped fiber laser," *Applied Physics Letters*, vol. 63, pp. 4-6, 1993.
- [LOT07] W. T. Lotshaw, D. McMorrow, and J. S. Melinger, "Measurement of Nonlinear Absorption and Refraction in Doped Si Below the Band Edge," *Conference on Nonlinear Optics: Materials, Fundamentals and Applications (NLO)*, 2007, p. WE10.

-
- [LUA04] F. Luan et al., "Femtosecond soliton pulse delivery at 800nm wavelength in hollow-core photonic bandgap fibers," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 835-840, 2004.
- [MAL65] I. H. Malitson, "Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 55, pp. 1205-1208, 1965.
- [MAN04] B. Mangan et al., "Low loss (1.7 dB/km) hollow core photonic bandgap fiber," *Optical Fiber Communication Conference, 2004. OFC 2004*, vol. 2, 2004, p. 3 pp. vol.2.
- [MAN90] S. M. Mansfield and G. S. Kino, "Solid immersion microscope," *Applied Physics Letters*, vol. 57, pp. 2615-2616, 1990.
- [MAR78] D. Marcuse, "Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 68, pp. 103-109, 1978.
- [MAR87] R. C. Martin, N. M. Ghoniem, Y. Song, and J. S. Cable, "The Size Effect of Ion Charge Tracks on Single Event Multiple-Bit Upset," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 34, pp. 1305-1309, 1987.
- [MCM02] D. McMorrow, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, and S. Buchner, "Subbandgap laser-induced single event effects: carrier generation via two-photon absorption," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 49, 2002.
- [MCM03] D. McMorrow, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, and S. Buchner, "Three-Dimensional Mapping of Single-Event Effects Using Two Photon Absorption," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 50, 2003.
- [MEC05] G. Mechain, "Etude de la filamentation d'impulsions laser femtosecondes dans l'air," Thèse, Ecole Polytechnique, 2005.
- [MNA99] T. Mnatsakanov, A. Schlögl, L. Pomortseva, and D. Schröder, "Investigation of the optical, temperature dependent free-carrier absorption of a bipolar electron-hole plasma in silicon," *Solid-State Electronics*, vol. 43, pp. 1703-1708, 1999.
- [MON09] P. P. Mondal, "Multispot point spread function for multiphoton fluorescence microscopy," *Review of Scientific Instruments*, vol. 80, p. 096104, 2009.
- [MOR09] F. Morin, F. Druon, M. Hanna, and P. Georges, "Microjoule femtosecond fiber laser at 1.6 μm for corneal surgery applications," *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 1991-1993, 2009.
- [MOR10] F. Morin, F. Druon, M. Hanna, and P. Georges, "High-Energy Femtosecond Er-Doped Fiber Laser at 1.6 μm : Influence of Pumping Scheme," *Conference on Advanced Solid-State Photonics (ASSP)*, 2010, p. AMB1.
-

- [MOU86] P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 3, pp. 125-133, 1986.
- [MOU08] G. Mourou, "Procédé et dispositif d'usinage d'une cible par faisceau laser femtoseconde," 2008.
- [MUR11] T. E. Murphy, "Nonlinear optics: Exploiting disparity," *Nat Photon*, vol. 5, pp. 515-516, 2011.
- [NAP12] M. Napierala et al., "Photonic crystal fiber with large-mode area and low-bending loss for high-power compact lasers and amplifiers," pp. 82370Y-82370Y-7, 2012.
- [NAS08] P. L. Nash, "A new fourth-order Fourier-Bessel split-step method for the extended nonlinear Schrödinger equation," *Journal of Computational Physics*, vol. 227, pp. 2073-2082, 2008.
- [NEH05] G. Nehmetallah and P. P. Banerjee, "Numerical modeling of (D+1)-dimensional solitons in a sign-alternating nonlinear medium with an adaptive fast Hankel split-step method," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 22, pp. 2200-2207, 2005.
- [NIB97] E. T. Nibbering, G. Grillon, M. A. Franco, B. S. Prade, and A. Mysyrowicz, "Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂, and O₂ by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, pp. 650-660, 1997.
- [NIE05] C. Nielsen et al., "Self-starting self-similar all-polarization maintaining Yb-doped fiber laser," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 9346-9351, 2005.
- [NKT] NKT Photonics. [Online]. <http://www.nktphotonics.com/>
- [O'N56] E. L. O'Neill, "Transfer Function for an Annular Aperture," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 46, pp. 285-288, 1956.
- [OSK10] A. F. Oskooi et al., "Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method," *Computer Physics Communications*, vol. 181, pp. 687-702, 2010.
- [OUZ03] D. G. Ouzounov et al., "Generation of Megawatt Optical Solitons in Hollow-Core Photonic Band-Gap Fibers," *Science*, vol. 301, pp. 1702-1704, 2003.
- [OUZ01] D. Ouzounov et al., "Dispersion measurements of microstructured fibers using femtosecond laser pulses," *Optics Communications*, vol. 192, pp. 219-223, 2001.
- [PAG05] T. J. Page and J. Benedetto, "Extreme latchup susceptibility in modern commercial-off-the-shelf (COTS) monolithic 1M and 4M CMOS static random-access memory (SRAM) devices," *Radiation Effects Data Workshop, 2005. IEEE*,

- 2005, pp. 1-7.
- [PAS97] R. Paschotta, J. Nilsson, A. Tropper, and D. Hanna, "Ytterbium-doped fiber amplifiers," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 33, pp. 1049-1056, 1997.
- [PIN85] S. C. Pinault and M. J. Potasek, "Frequency broadening by self-phase modulation in optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, pp. 1318-1319, 1985.
- [POU00] V. Pouget, "Simulation expérimentale par impulsions laser ultra-courtes des effets des radiations ionisantes sur les circuits intégrés," Thèse, Université Bordeaux 1, 2000.
- [POU09] V. Pouget et al., "Picosecond Single-Photon and Femtosecond Two-Photon Pulsed Laser Stimulation for IC Characterization and Failure Analysis," *Proceedings of the 35th International Symposium for Testing and Failure Analysis (ISTFA)*, 2009, pp. 268-271.
- [POU04] V. Pouget, D. Lewis, and P. Fouillat, "Time-resolved scanning of integrated circuits with a pulsed laser: application to transient fault injection in an ADC," *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, vol. 53, pp. 1227-1231, 2004.
- [RAM03] E. Ramsay and D. T. Reid, "Investigation of the two-photon optical beam induced current effect in silicon integrated circuits," *Optics Communications*, vol. 221, pp. 427-433, 2003.
- [RAM07] E. Ramsay et al., "Three-dimensional nanometric sub-surface imaging of a silicon flip-chip using the two-photon optical beam induced current method," *Microelectronics Reliability*, vol. 47, pp. 1534-1538, 2007.
- [RAM08] E. Ramsay, K. A. Serrels, A. J. Waddie, M. R. Taghizadeh, and D. T. Reid, "Optical super-resolution with aperture-function engineering," *American Journal of Physics*, vol. 76, pp. 1002-1006, 2008.
- [RAN00] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 25-27, 2000.
- [REE05] G. T. Reed and C. Jason, "Silicon optical modulators," *Materials Today*, vol. 8, pp. 40-50, 2005.
- [RIP97] J. Ripoche et al., "Determination of the time dependence of n_2 in air," *Optics Communications*, vol. 135, pp. 310-314, 1997.
- [ROB05] P. Roberts et al., "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres," *Opt.*

- Express*, vol. 13, pp. 236-244, 2005.
- [ROB09] P. J. Roberts and J. Laegsgaard, "Linear and nonlinear modeling of light propagation in hollow-core photonic crystal fiber," *Proc. SPIE*, vol. 7218, 2009, p. 72180G.
- [ROK86] M. Rokni and A. Flusberg, "Stimulated rotational Raman scattering in the atmosphere," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 22, pp. 1102-1108, 1986.
- [RUS03] P. Russell, "Photonic Crystal Fibers," *Science*, vol. 299, pp. 358-362, 2003.
- [SAL04] R. Salem and T. E. Murphy, "Polarization-insensitive cross correlation using two-photon absorption in a silicon photodiode," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 1524-1526, 2004.
- [SCH81] M. B. Schneider and W. W. Webb, "Measurement of submicron laser beam radii," *Appl. Opt.*, vol. 20, pp. 1382-1388, 1981.
- [SER09] K. A. Serrels, E. Ramsay, and D. Reid, "70nm Resolution in Sub-Surface Two-Photon Optical Beam Induced Current Microscopy through Pupil-Function Engineering in the Vectorial Focusing Regime," *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference (CLEO/IQEC)*, 2009, p. IThL6.
- [SER08] K. A. Serrels, E. Ramsay, A. J. Waddie, M. R. Taghizadeh, and D. T. Reid, "Optical Super-Resolution through Aperture-Function Engineering and Vectorial Focusing Effects," *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science (CLEO/QELS)*, 2008, p. JWA9.
- [SHA12] K. Shao, "Nouvelles méthodes d'imagerie haute résolution pour l'analyse des composants nanoélectroniques," Thèse, Université Bordeaux 1, 2012.
- [SHA11] K. Shao et al., "3D knife-edge characterization of two-photon absorption volume in silicon for integrated circuit testing," *Opt. Express*, vol. 19, pp. 22594-22599, 2011.
- [SHE90] M. Sheik-Bahae, A. Said, T. Wei, D. Hagan, and E. V. Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 26, pp. 760-769, 1990.
- [SHE04a] J. Sheppard et al., "High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core PBG fibers," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 717-723, 2004.
- [SHE04b] C. J. Sheppard and A. Choudhury, "Annular Pupils, Radial Polarization, and Superresolution," *Appl. Opt.*, vol. 43, pp. 4322-4327, 2004.
- [SHE88] C. J. Sheppard and Z. S. Hegedus, "Axial behavior of pupil-plane filters," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 5, pp. 643-647, 1988.

-
- [SIE90] A. E. Siegman, *Lasers.*: University Science Books, 1990.
- [SIN10] A. Singh, "Free charge carrier induced refractive index modulation of crystalline silicon," *7th IEEE International Conference on Group IV Photonics (GFP)*, 2010, pp. 102-104.
- [SMI72] R. G. Smith, "Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering," *Appl. Opt.*, vol. 11, pp. 2489-2494, 1972.
- [SMI08] A. V. Smith and B. T. Do, "Bulk and surface laser damage of silica by picosecond and nanosecond pulses at 1064 nm," *Appl. Opt.*, vol. 47, pp. 4812-4832, 2008.
- [SMI03] C. M. Smith et al., "Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre," *Nature*, vol. 424, pp. 657-659, 2003.
- [SOR87] R. Soref and B. Bennett, "Electrooptical effects in silicon," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 23, pp. 123-129, 1987.
- [STO89] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, and H. A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6, pp. 1159-1166, 1989.
- [STO73] R. H. Stolen and E. P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 22, pp. 276-278, 1973.
- [STO72] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, "Raman Oscillation in Glass Optical Waveguide," *Applied Physics Letters*, vol. 20, pp. 62-64, 1972.
- [STO78] R. H. Stolen and C. Lin, "Self-phase-modulation in silica optical fibers," *Phys. Rev. A*, vol. 17, no. 4, pp. 1448-1453, 1978.
- [STR85] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Optics Communications*, vol. 56, pp. 219-221, 1985.
- [STU96] B. C. Stuart et al., "Optical ablation by high-power short-pulse lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13, pp. 459-468, 1996.
- [SUN02] S. K. Sundaram and E. Mazur, "Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses," *Nat Mater*, vol. 1, pp. 217-224, 2002.
- [SUZ07] N. Suzuki, "FDTD Analysis of Two-Photon Absorption and Free-Carrier Absorption in Si High-Index-Contrast Waveguides," *J. Lightwave Technol.*, vol. 25, pp. 2495-2501, 2007.
- [TAF80] A. Taflove, "Application of the Finite-Difference Time-Domain Method to Sinusoidal Steady-State Electromagnetic-Penetration Problems," *Electromagnetic*
-

- Compatibility, IEEE Transactions on*, vol. EMC-22, pp. 191-202, 1980.
- [TAT81] M. Tateda, N. Shibata, and S. Seikai, "Interferometric method for chromatic dispersion measurement in a single-mode optical fiber," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 17, pp. 404-407, 1981.
- [TAV97] D. Taverner et al., "158- μ J pulses from a single-transverse-mode, large-mode-area erbium-doped fiber amplifier," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 378-380, 1997.
- [TIT91] J. Titus, G. Johnson, R. Schrimpf, and K. Galloway, "Single-event burnout of power bipolar junction transistors," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 38, pp. 1315-1322, 1991.
- [WAL90] K. Wall and A. Sanchez, "Titanium Sapphire Lasers," *Lincoln Laboratory Journal*, vol. 3, pp. 447-462, 1990.
- [WAN12] Y. Y. Wang et al., "Design and fabrication of hollow-core photonic crystal fibers] for high power fast laser beam transportation and pulse compression," *Proc. SPIE*, vol. 8269, 2012, p. 826907.
- [WAN07] D. Wan et al., "In-depth resolution for LBIC technique by two-photon absorption,"] *Semiconductors*, vol. 41, pp. 371-375, 2007.
- [WEL09] M. G. Welch, C. E. de, R. A. Correa, W. J. Wadsworth, and J. C. Knight, "Accurate measurement of the dispersion of hollow-core fibers using a scalable technique," *Opt. Express*, vol. 17, pp. 9006-9012, 2009.
- [WIL87] T. Wilson and E. M. McCabe, "Theory of optical beam induced current images of defects in semiconductors," *Journal of Applied Physics*, vol. 61, pp. 191-195, 1987.
- [XU97] C. Xu and W. Denk, "Two-photon optical beam induced current imaging through the backside of integrated circuits," *Applied physics letters*, vol. 71, pp. 2578-2580, 1997.
- [XU99] C. Xu and W. Denk, "Comparison of one- and two-photon optical beam-induced current imaging," *Journal of Applied Physics*, vol. 86, pp. 2226-2231, 1999.
- [YAB87] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, pp. 2059-2062, 1987.
- [YAN04] X. Yang et al., "Sub-picosecond pulse generation employing an SOA-based nonlinear polarization switch in a ring cavity," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 2448-2453, 2004.
- [YEE66] K. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media," *Antennas and Propagation, IEEE*

Transactions on, vol. 14, pp. 302-307, 1966.

[YIN07] L. Yin, Q. Lin, and G. P. Agrawal, "Soliton fission and supercontinuum generation in silicon waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 391-393, 2007.

[ZHA07] J. Zhang, Q. Lin, G. Agrawal, and P. Fauchet, "Dispersion and anisotropy of Si's third-order nonlinearity from 1.2 to 2.4 μm ," *4th IEEE International Conference on Group IV Photonics*, 2007, pp. 1-3.

Contribution scientifique

Publications dans une revue :

Publiée :

- K. Shao, A. Morisset, V. Pouget, E. Faraud, C. Larue, D. Lewis, and D. McMorrow, “3D knife-edge characterization of two-photon absorption volume in silicon for integrated circuit testing,” *Opt. Express*, vol. 19, pp. 22594-22599, 2011.

En cours de soumission :

- A. Morisset, V. Pouget, C. Larue, D. Lewis, and S. Ermeneux, “Delivery of Nanojoule Femtosecond Laser Pulses near 1.3 μ m through a Hollow-Core fiber for Integrated Circuit Testing,” *Applied Optics*

Communications dans une conférence nationale :

- A. Morisset, “Ultrafast optics developments for radiation testing of circuits by nonlinear photoelectric effect,” *Conference on RADiation effects in FACulties (RADFAC)*, 24th March 2011, Bordeaux, France