



HAL
open science

Mesures et contrôles temporels dans le domaine des lasers ultrabrefs.

Thomas Oksenhendler

► **To cite this version:**

Thomas Oksenhendler. Mesures et contrôles temporels dans le domaine des lasers ultrabrefs.. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique X, 2004. Français. NNT: . pastel-00001347

HAL Id: pastel-00001347

<https://pastel.hal.science/pastel-00001347>

Submitted on 27 Jul 2010

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

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

Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique

Spécialité :
Physique des lasers

présenté par
Thomas OKSENHENDLER

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Ecole Polytechnique

MESURES ET CONTROLES TEMPORELS DANS LE DOMAINE
DES LASERS ULTRABREFS

Soutenue publiquement le 20 décembre 2004 devant le jury composé de :

M. Alain Migus
M. Gérard Mourou
M. Patrick Georges
M. Emmanuel Rosencher
M. Daniel Kaplan
Mme Danièle Hulin

Président
Rapporteur
Rapporteur

Directrice de thèse

Table des matières

Remerciements	6
Introduction	7
Génèse des lasers ultrabrefs de type CPA	8
Utilisation des lasers ultrabrefs de type CPA	9
Contexte de la thèse	11
Objectifs et plan de la thèse	11
Référence introduction	14
Chapitre 1	15
<i>Table des matières</i>	15
1. Rappels et formalisme	17
1.A Définitions liées au champ optique	17
1.B Propagations linéaire et non linéaire, indice des matériaux	19
1.C Notations et définitions relatives à l'acousto-optique et à l'électro-optique	23
1.C.1 <i>Effet électro-optique</i>	24
1.C.1.a Effet électro-optique dans le KDP	25
1.C.1.b Effet électro-optique dans le RTP	26
1.C.2 <i>Effet acousto-optique</i>	27
Références chapitre 1	28
Chapitre 2	29
<i>Table des matières</i>	29
2. Principe et propriétés des lasers de type CPA	31
2.A Oscillateur femtoseconde	32
2.B Etireur	35
2.C Amplificateur(s)	35
2.C.1 <i>Estimations des non-linéarités sans saturation du gain</i>	37
2.C.2 <i>Estimations des non-linéarités avec saturation du gain</i>	37
2.C.3 <i>Emission spontanée amplifiée (« ASE »)</i>	38
2.C.4 <i>Origines et conséquences des fluctuations d'énergie</i>	38
2.C.5 <i>Rétrécissement spectral par le gain, stratégie et conséquences de la modulation d'amplitude contre le rétrécissement</i>	39
2.D Compresseur	40
2.E Difficultés persistantes	41
2.E.1 <i>Synchronisation, gigue temporelle</i>	41
2.E.2 <i>Stabilisation</i>	42
2.E.3 <i>Contraste</i>	42
2.E.4 <i>Mise en forme de la sortie</i>	42
2.E.5 <i>Contrôle et mesure</i>	42
Références chapitre 2	44

Chapitre 3	45
<i>Table des matières</i>	45
3. Méthode de mesures ultrarapides directes	47
3.A Caméra à balayage de fente	48
3.A.1 Présentation et description	48
3.A.2 Performances et limitations	55
3.A.2.a Résolution spatiale	56
3.A.2.b Linéarités	56
3.A.2.c Résolution temporelle	56
3.A.2.d Sensibilité	59
3.A.2.e Dynamique	60
3.A.3 Nécessité de synchroniser et d'accumuler	61
3.B Système de balayage sans gigue temporelle	62
3.B.1 Problèmes de synchronisation électronique et concept du balayage par photoconducteur	63
3.B.2 Choix du photoconducteur et du matériau	65
3.B.3 Etude du photoconducteur GaAs semi-isolant	70
3.B.3.a Rappels et étude théorique	70
3.B.3.b Mesures expérimentales sur le photoconducteur	76
3.B.3.b.i Sensibilité	76
3.B.3.c Etude de la recombinaison de surface	83
3.B.3.c.i Etude expérimentale	83
3.B.3.c.ii Interprétation théorique	89
3.B.3.d Claquage haute-tension et dommages du photoconducteur	91
3.B.3.e Conclusion de l'étude et conception finale du photoconducteur	95
3.B.4 Système de balayage basé sur une commutation par photoconducteur	97
3.B.4.a Conception générale des circuits de balayage	97
3.B.4.b Principes et limitations liées aux caractéristiques du laser	98
3.B.4.c Présentation et étude théorique du système avec compensation	107
3.B.4.d Résultats expérimentaux	109
3.B.4.d.i Présentation des expériences	109
3.B.4.d.ii Résultats sur la rampe de haute-tension	112
3.B.4.d.iii Résultats expérimentaux sur la résolution temporelle et la gigue temporelle	115
3.B.4.d.iii.1 Résultats pour un laser 1kHz et une caméra à balayage de fente visible	115
3.B.4.d.iii.2 Résultats pour un laser 10Hz et un caméra à Balayage de fente X-UV	119
3.B.5 Conclusion	120
Références chapitre 3	121
Synthèse chapitre 3	123
Chapitre 4	125
<i>Table des matière</i>	125
4. Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs	127
4.A Nettoyeur de pré-impulsion et de piédestal d'émission spontanée amplifiée (ASE) par une cellule de Pockels ultrarapide	127
4.A.1 Principe de nettoyage des impulsions	130
4.A.2 Cellule de Pockels ultrarapide : systèmes commerciaux existant	132
4.A.3 Cellule de Pockels déclenchée par photoconducteur	134
4.A.3.a Nouveau Cristal Electro-optique : le RTP (RbTiOPO4)	134
4.A.3.b Circuits de décharge par photoconducteurs	135
4.A.3.b.i Système basé sur la décharge rapide de la capacité	135

4.A.3.b.ii Système basé sur une ligne d'impédance continue	139
4.A.3.c Résultats expérimentaux	142
4.A.3.c.i Description du montage expérimental	143
4.A.3.c.ii Vitesse de commutation, contraste, ouverture complète, « jitters » expérimentaux	144
4.A.3.c.iii Modification du comportement avec le diamètre de faisceau	147
4.A.3.c.iv Modification du comportement avec l'énergie d'éclairement des photoconducteurs	148
4.A.4 Conclusion	148
4.B Stabilisation des impulsions en énergie	149
4.B.1 Principe de fonctionnement du stabilisateur	149
4.B.2 Performances optimales théoriques	152
4.B.3 Résultats expérimentaux	154
4.B.4 Conclusion sur le stabilisateur	156
4.C Conclusion et perspectives	157
Références chapitre 4	158
Synthèse chapitre 4	159
Chapitre 5	161
Table des matières	161
5. Mesure auto référencée de l'amplitude et de la phase spectrales « Time-domain SPIDER » par la dispositif Phazzler	163
5.A Méthodes « classiques » de mesure auto référencée d'impulsions laser ultrabrèves	163
5.B Considérations générales sur les mesures auto référencées	172
5.B.1 Grandeurs et mesures nécessaires à la caractérisation complète	174
5.B.1.a Comparaison entre mesures de phases spatiale et spectrale	175
5.B.1.b Grandeurs nécessaires	179
5.B.1.c Données suffisantes au recouvrement de la phase	180
5.C Le « Dazzler™ », filtre acousto-optique dispersif programmable : filtre linéaire	185
5.D Phazzler : Implémentation d'une méthode de mesure à base d'un « Dazzler »	187
5.E Théorie de la méthode de mesure « Time-domain SPIDER »	190
5.F Démonstration expérimentale de faisabilité	192
5.F.1 Montage expérimental	193
5.F.2 Caractérisation de la réponse linéaire de l'ensemble filtre acousto-optique / photodiode à un photon	195
5.F.3 Caractérisation de la réponse quadratique de l'ensemble filtre acousto-optique / photodiode à deux photons	196
5.F.4 Autocorrélation interférométrique	198
5.F.5 Mesures « time-domain SPIDER »	200
5.F.6 Autres types de mesures : exemple DP-TROG	203
5.G Eléments théoriques sur le montage optique proposé	204
5.G.1 Définition des performances recherchées	204
5.G.2 Filtre acousto-optique dispersif programmable (AOPDF)	205
5.G.3 Photodiode à 2 photons	211
5.G.4 Optimisation de la mesure de phase	213
5.G.4.a Stratégie optimale des signaux	214
5.G.4.b Nombre de points de mesure	215
5.G.4.c Conséquence de la résolution spectrale du filtre acousto-optique	216

9.E Conclusion	329
Références annexe 3	329
Annexe 4 :	
10. Expériences de diffraction acousto-optique avec « Dazzler™ »	332
10.A Diffraction par une seule fréquence acoustique	332
10.B Précision de la phase spectrale programmée à fort niveau de diffraction	334
10.C Diffraction d'un spectre cannelé	336
Référence annexe 4	338
Annexe 5 :	
11. Détection à deux photons	340
11.A Analyse de la photodiode à deux photons	340
11.B Effet de focalisation sur la photodiode pour des impulsions ultrabrèves	345
Références annexe 5	350
Annexe 6 :	
12. Mesures en bande de base	353
Référence annexe 6	355
Annexe 7 :	
13. Algorithme de convergence pour le recouvrement de la phase par une autocorrélation interférométrique ou un signal de photodiode à deux photons	358
13.A Recouvrement de la phase à partir d'une autocorrélation interférométrique	358
13.B Mesure de la phase en sortie d'amplificateur à partir d'une modulation de phase uniquement	360
Références annexe 7	362
Annexe 8 :	
14. Problème de dispersion intrinsèque du filtre acousto-optique dispersif programmable	365
14.A Cas d'une impulsion optique par impulsion acoustique	365
14.A.1 Auto-compensation	365
14.A.2 Avec compensation	366
14.B Cas de plusieurs impulsions optiques par impulsion acoustique	367
14.C Résolution spectrale du filtre acousto-optique	369
Référence annexe 8	370

Ce manuscrit synthétise plusieurs longues années d'une thèse CIFRE entre Fastlite et le Laboratoire d'Optique Appliquée, parmi les plus longues réalisées à Polytechnique(1999-2004). De très nombreuses collaborations et expériences ont été réalisées qui ne sont pas incluses dans ce manuscrit et je tiens par conséquent à remercier l'ensemble des personnes avec lesquelles j'ai pu collaboré durant ce travail de thèse, aussi bien à Fastlite, au LOA, au LULI, au LOB, au SPAM/DRECAM/CEA, au MPQ, à l'INRS, à l'IOTA. Leur nombre très important ne me permet malheureusement pas de tous les citer ici. Pour éviter toute forme de discrimination, je n'en citerai donc aucun ! Je remercie également le jury d'avoir eu le courage quelque peu téméraire de lire l'ensemble de ce manuscrit, et tout particulièrement Patrick Georges pour ces nombreuses corrections. Je dois également ajouter Manuel Joffre dont les corrections et commentaires sur la partie mesure ont été très précieux. J'ajoute que ce travail n'aurait pas été possible sans mes deux tuteurs Danièle Hulin, ma directrice de thèse et Daniel Kaplan mon patron.

Je souhaiterai faire un hommage particulier à Daniel Kaplan pour m'avoir permis de participer à la création et au développement de Fastlite pendant ce travail de thèse. Son approche de la physique et son enthousiasme permanent tant sur les idées les plus farfelues que sur les résultats expérimentaux m'ont démontré que la joie procurée par la physique ne se tarie pas avec l'expérience. Il m'a appris en particulier l'analyse quantitative directe des résultats. Les discussions de physique que nous avons eues avec Pierre Tournois et Daniel Kaplan resteront pour moi un exemple de confrontations constructives d'idées et de théories « fumantes ». Finalement je ne regrette qu'une chose, c'est qu'il faille attendre le doctorat pour avoir une approche si intéressante de la physique. Il faudrait peut être revoir les programmes d'éducation pour les rendre plus concrets et intéressants. L'analyse des systèmes existant (« reverse engineering ») est de ce point de vue passionnante.

Ils m'ont également permis de vivre la création d'une jeune entreprise de haute technologie innovante et saine financièrement. Je tiens ici à souligner l'intérêt de la combinaison de jeunes et de jeunes ... retraités pour ce type de structure. L'âge de la retraite étant je pense pour ce type de création idéale, il faudrait plus d'incitation ou plus exactement moins d'inconvénients. Ce cadre m'a également permis de voir la mise en pratique des transferts de technologies entre laboratoires et entreprises. Je regrette particulièrement en France, le manque de connaissance générale des chercheurs de laboratoires publics du monde de l'entreprise. La notion de transfert est probablement d'ailleurs le fond du problème. Il s'agirait d'avantage de coopération car le savoir n'est jamais totalement l'apanage d'un seul ! De plus la défiance de l'un envers l'autre montre la gouffre séparant les petites entreprises du monde de la recherche. Il faut savoir qu'il y a beaucoup plus de travail de physique complexe lors du développement d'un produit commercial que lors de la démonstration expérimentale de faisabilité.

Enfin je remercie et dédie ce travail à Béatrice, Misha et Léna pour m'avoir supporté et aidé à corriger un manuscrit tard le soir ainsi que ma chère mère pour sa relecture orthographique et grammaticale au combien salvatrice pour la langue française.

Introduction

L'évolution de l'optique, notamment à travers le développement des sources lasers, a transformé ce champ de recherche en technologie. L'optique devient un outil et sort de son carcan de spécialiste. Comme pour l'électronique jadis, ce développement nécessite d'« instrumentaliser » les sources et les systèmes de mesure. En effet, une technologie ne devient complètement utilisable que quand elle s'adresse à un utilisateur non-spécialiste. Parmi les développements actuels en optique, les lasers ultrabrefs constituent un domaine riche de grands potentiels de progrès. Ils ont ouvert la voie au domaine des temps ultracourts et aux lasers ultrapuissants. Une large vue d'ensemble du domaine des temps ultracourts et des lasers ultrapuissants est présentée dans le rapport sur la science et la technologie n°9 de l'Académie des Sciences [Académie RST9].

Pour donner un ordre de grandeur de la brièveté de ces impulsions, leur durée est de l'ordre de $10\text{fs}=10^{-14}\text{s}$, la lumière ne parcourt dans ce laps de temps dans le vide que $3\mu\text{m}$.

La puissance atteinte par des systèmes compacts (tenant dans une seule pièce, voir sur une seule table) est de l'ordre du térawatt, soit l'équivalent de la puissance instantanée de l'ensemble des centrales électriques de France.

Comment ces lasers sont-ils apparus dans l'évolution des sources lasers ? Quelles utilisations nouvelles sont possibles ? Deux perspectives à considérer avant d'aborder l'objectif de ce travail de thèse et le plan de ce manuscrit.

Genèse des lasers ultrabrefs de type CPA

Le premier laser fut réalisé en 1960 [Mainman 1960_1] avec un cristal de rubis pompé par lampe flash. Les impulsions générées en régime relaxé avaient des puissances de l'ordre du kilowatt et des durées de l'ordre de la milliseconde. Deux ans plus tard, le procédé de déclenchement « Q-switch » est démontré [Collins 1962]. Les impulsions ne durent plus qu'une nanoseconde et leur puissance crête est de l'ordre du mégawatt. Seulement quatre ans plus tard en 1964, le développement du blocage de modes permet d'atteindre des durées de l'ordre de la picoseconde et des puissances crêtes de l'ordre du gigawatt [Mocker 1965].

Les puissances crêtes alors générées commencent à produire des effets non linéaires importants dans les matériaux. L'un des effets le plus remarquable et potentiellement néfaste est l'effet Kerr qui modifie l'indice du matériau en fonction de la puissance. Cette modification appliquée à un profil spatial de type gaussien produit un gradient d'indice suffisant pour provoquer une focalisation (comme pour les lentilles à gradient d'indice). Dans ce cas où la focalisation est causée par la puissance de l'impulsion elle-même on parle d'autofocalisation.

Lors de l'amplification des impulsions dans le barreau amplificateur, le processus d'autofocalisation fait croître la fluence au delà du seuil de dommage du matériau. Le barreau amplificateur est alors endommagé ! Comment obtenir des impulsions plus puissantes sans détruire l'amplificateur ?

Il faut attendre 1985 pour qu'une réponse soit apportée: l'amplification à dérive de fréquence [Strickland 1985] (« Chirped Pulse Amplification » ou CPA). Cette réponse est la transposition optique de techniques radars développées pendant et juste après la seconde guerre mondiale [Cook 1987]. Le principe est d'étaler temporellement et de manière réversible l'énergie de l'impulsion pour diminuer la puissance crête. La dérive de fréquence permet d'allonger l'impulsion temporellement sans diminuer son spectre. Cette technique sera exposée plus en détail dans la suite de ce manuscrit. On peut déjà préciser qu'elle utilise une impulsion laser de grande largeur spectrale dont on fait varier la durée par la relation de phase entre les composantes spectrales. L'impulsion est allongée avant l'amplification pour diminuer la puissance crête. Après l'amplification, l'impulsion est comprimée pour augmenter sa puissance crête. La fluence est ainsi diminuée dans le matériau amplificateur.

Introduction

Dès lors les puissances crêtes de ces lasers peuvent atteindre le térawatt (10^{12}W) et bientôt le pétawatt (le laser de la salle Jaune 10Hz au LOA fournit des impulsions de 100TW). Parallèlement, l'élargissement spectral des sources permet d'avoir des impulsions de l'ordre de 6fs en sortie d'oscillateur (100kW) [Steinmeyer 2001] et de 10fs en sortie d'amplificateur (0.3TW) [Seres 2003].

Utilisation des lasers ultrabrefs de type CPA

L'invention du laser à amplification à dérive de fréquences ("laser $C_{\text{hirped}} P_{\text{ulse}} A_{\text{mplification}}$ ") a ouvert l'exploration de phénomènes physiques, chimiques et biologiques totalement inaccessibles auparavant. Les deux principales propriétés de ces impulsions laser sont comme nous l'avons déjà évoqué : l'extrême brièveté des impulsions et la gigantesque puissance crête atteinte.

Les propriétés de puissance instantanée (bientôt le pétawatt 10^{15}W !) ont permis d'explorer les non linéarités des matériaux. Certaines sources sont à présent basées sur ces effets non linéaires : amplifications paramétriques (« Optical Parametric Amplifier » ou « Non colinear Optical Parametric Amplifier »), générations d'harmoniques 2, 3 ... ou très élevées (20,...).

La physique des plasmas bénéficie également de l'apport de cette énorme puissance crête permettant la génération de plasmas chauds où la montée très rapide de l'impulsion préserve de la création de pré-plasmas. A nouveau, la maîtrise des plasmas ainsi générés entraîne l'élaboration de nouvelles sources, ici d'électrons et de protons accélérés ou de laser X. Ces dernières applications sont parmi celles nécessitant l'augmentation de la puissance au pétawatt.

En physique des solides, en chimie ou en biologie, l'extrême brièveté permet d'étudier les transferts d'électrons ou d'énergie au moment même des réactions. L'impulsion est alors utilisée comme un stroboscope pour résoudre temporellement l'évolution d'un paramètre (fluorescence, absorption, transmission, vibrations moléculaires...). La résolution optimale recherchée est bien sûr la plus courte possible (impulsions attosecondes [Baltuska 2003] !).

Une application non intuitive de métrologie de fréquence optique ultra-précise ([Udem 1999], [Diddams 2000]) permet d'atteindre une précision de l'ordre de la dizaine de Hz sur des centaines de THz soit une précision d'environ 1.8×10^{-14} . Ce type

Introduction

d'application montre l'intérêt des lasers femtosecondes sur des propriétés autres que la brièveté et la puissance crête. Les caractéristiques utilisées ici sont la largeur spectrale combinée avec le taux de répétition du laser.

Le parallèle entre le développement des radars et ce type de laser est sur ce point intéressant. Rappelons à nouveau que l'amplification à dérive de fréquence a été découverte par les radaristes. Lors du développement des radars, il se posa le problème d'obtenir des radars longues portées (de forte énergie) et précis. La première idée d'amélioration de la précision de détection fut de diminuer la durée des impulsions radars. Cette amélioration nécessitait d'augmenter le spectre des impulsions radars. Mais la puissance crête alors obtenue limitait l'énergie possible. Il y avait donc des radars très énergétiques longues portées et des radars à impulsions brèves très précis mais de courtes portées.

Cependant, après avoir obtenu des spectres larges, les radaristes se sont aperçus que la brièveté de l'impulsion lors de son émission n'était pas nécessaire à la précision. L'impulsion ne doit nécessairement être brève qu'au niveau de la détection. Il suffit par conséquent de recomprimer l'impulsion juste avant de la détecter.

Donc pour augmenter l'énergie, c'est à dire la portée des radars et leur précision, il faut envoyer une impulsion longue temporellement mais comprimable avant détection. Les impulsions à dérive de fréquence ont cette caractéristique. La dérive de fréquence correspond à retarder différemment et de façon linéaire les fréquences entre elles. La relation de phase de l'impulsion radar est optimisée pour correspondre à l'application recherchée. L'impulsion la plus brève correspondant à une relation de phase spectrale linéaire n'est alors plus l'unique objet d'intérêt.

De même pour les lasers ultrabrefs, les nouvelles utilisations seront certainement tournées vers l'aspect spectre ultra large et la relation de phase liant ces fréquences. Plus particulièrement, le façonnage d'impulsion possible par des filtres linéaires programmables permet d'imaginer l'adéquation de l'impulsion au phénomène physique, chimique ou biologique recherché. Des résultats dans ce sens ont déjà été obtenus avec la génération d'harmoniques élevées [Kazamias 2003] ou dans le domaine du contrôle cohérent. Ces filtres linéaires ouvrent également les techniques de traitement du signal au domaine des lasers ultrabrefs comme l'illustre le dernier chapitre de cette thèse.

Contexte de la thèse

Ce travail de thèse a été effectué dans le cadre d'une convention CIFRE entre le Laboratoire d'Optique Appliquée et la société Fastlite commençant alors tout juste son activité. En effet la société a été créée en Janvier 1999 et la convention CIFRE débutée en mai 1999. Je fus alors le premier salarié de l'entreprise. La direction de cette thèse a été conjointement menée par Danièle Hulin directrice du Laboratoire d'Optique Appliquée et Daniel Kaplan directeur de la société Fastlite. Ce travail a donc bénéficié du bouillonnement d'idées et de la dynamique de la création d'une entreprise innovante en haute-technologie et de la grande qualité académique du Laboratoire d'Optique Appliquée. Ce travail a d'ailleurs engendré deux systèmes commerciaux et plusieurs projets de développement de nouveaux produits pour l'entreprise.

Objectifs et plan de la thèse

Comme le montre la grande diversité des utilisations des lasers CPA ultrabrefs, cette source devient de plus en plus un véritable instrument et non plus un objet de recherche. Combiné avec différentes méthodes de mesure (caméra à balayage de fente, résultats d'effets non-linéaires comme la génération d'harmonique ou la fluorescence multiphotonique), l'ensemble « source laser/mesure » constitue un instrument complexe amené à sortir des laboratoires spécialisés en laser. Plus précisément, les mesures répétitives utilisant des lasers amplifiés d'encombrement réduit (« Table Top ») et de taux de répétition de 10Hz à quelques kilohertz sont de plus en plus utilisées aussi bien en physique, chimie, biochimie que biologie.

Cependant la complexité de ces systèmes freine l'extension de l'utilisation de cet instrument. Le but de cette thèse est donc de répondre à certains problèmes de contrôle et de mesure limitant actuellement l'utilisation de tels systèmes (en particulier par des non-spécialistes). Ces problèmes sont à la fois inhérents à la source et son contrôle, et aux systèmes de mesures associés.

En comparant l'évolution de ce type de source amplifiée avec les sources électroniques, l'amplification ne devient stable et maîtrisée qu'avec l'utilisation de boucle de contrôle et d'asservissement. Pour transposer ce principe sur ces lasers, il

Introduction

convient donc à la fois de développer les techniques de mesure et le contrôle actif des paramètres de l'impulsion laser. Un développement important sur le contrôle de l'amplitude et de la phase spectrale a déjà abouti à des dispositifs de contrôle (par exemple le filtre acousto-optique dispersif programmable). De même le problème de contrôle et de mesure des paramètres spatiaux semble résolu par l'utilisation de mesureur de front d'onde (comme le Shack-Hartmann ou l'interféromètre à double décalage) et l'emploi d'un miroir déformable ou d'une diapositive à cristaux liquides. En revanche, la stabilisation de l'énergie, le filtrage actif de la lumière parasite, les mesures de phase spectrale et de la lumière parasite ne sont pas encore totalement effectifs. Les problèmes de synchronisation ultra précise, en particulier pour les caméras à balayage de fente (qui sont l'équivalent des oscilloscopes pour la lumière), restent également d'actualité.

Le travail de thèse présenté ici traite plusieurs problèmes de mesure et de contrôle relatifs aux mesures répétitives utilisant un laser ultrabref CPA.

Avant d'entrer dans le corps du sujet le premier chapitre décrit le formalisme et quelques notions utilisées par la suite en particulier concernant l'électro-optique ou l'acousto-optique.

Le second chapitre décrit une chaîne laser de type CPA pour en dégager les caractéristiques et les limitations pouvant être pénalisantes pour des mesures répétitives. La conclusion reprend ces imperfections et introduit les solutions qui constituent le véritable travail de la thèse.

La synchronisation d'une rampe électrique avec l'impulsion laser est étudiée dans le troisième chapitre. L'application recherchée est de pouvoir utiliser toute la résolution temporelle fournie par l'ensemble laser ultrabref / caméra à balayage de fente sur des mesures répétitives. Les défauts de synchronisation (gigue temporelle ou « jitter ») des systèmes électroniques actuels détériorent fortement la résolution temporelle. Il faut donc réduire ces giges à des valeurs sub picoseconde (de l'ordre de la résolution actuelle des caméras à balayage de fente). La solution développée est basée sur la génération directe de la rampe par un photoconducteur déclenché par une petite partie de l'impulsion laser.

La technologie employée pour la synchronisation est également adaptée à d'autres utilisations illustrées dans le quatrième chapitre. La mesure du contraste des impulsions est simplifiée par l'utilisation de photoconducteurs. La combinaison du

Introduction

photoconducteur avec une cellule de Pockels permet également d'obtenir soit une commutation rapide, soit une dépendance de la transmission du modulateur d'amplitude optique (l'ensemble cellule de Pockels / polariseur) avec l'énergie. La commutation rapide découpe temporellement la partie de lumière parasite présente devant l'impulsion principale (piédestal). La dépendance de la transmission du modulateur avec l'énergie offre la possibilité de stabiliser les impulsions.

Enfin, le cinquième chapitre présente un nouveau dispositif de mesure d'amplitude et de phase spectrale basé sur un dispositif optique particulièrement simplifié. La mesure complète de l'impulsion laser nécessite d'estimer à la fois l'amplitude et la phase spectrale de l'impulsion. La difficulté principale est d'estimer la phase spectrale. Les dispositifs actuels nécessitent des alignements optiques complexes. De plus le type de mesure fixe le montage optique et il est donc impossible de comparer différentes techniques de mesure avec un même montage. Ce nouveau dispositif utilise les possibilités offertes par un filtre linéaire optique : le filtre dispersif acousto-optique dispersif programmable (Dazzler). Une méthode particulière est étudiée en détail, et les résultats expérimentaux montrent l'intérêt plus général du dispositif.

Références Introduction :

[Académie RST9] : « Sciences aux temps ultracourts, de l'attoseconde aux pétawatts », Académie des Sciences, RST n°9, septembre 2000

[Baltuska 2003] : A.Baltuska, Th. Udem, U. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle, V.S. Yakovlev, A.Scrinzi, T.W.Hänsch, F. Krausz, "Attosecond control of electronic processes by intense light fields", Nature 421, 611 (2003)

[Collins 1962]: R.Collins, P. Kisliuk, " Control of population inversion in pulsed optical masers by feedback modulation", J.Appl.Phys.,33,2009(1962)

[Cook 1987]: "Radar Signals, An introduction to Theory and application", C.E. Cook, M.Bernfeld, Artech House

[Diddams 2000]:S.A. Diddams, D.J. Jones, J. Ye, S.T. Cundiff, J.L. Hall, R.S.Windeler, R.Holwarth, Th. Udem, T.W. Hänsch, „Direct link between microwave and optical frequencies with a 300THz femtosecond laser comb”, Phys.Rev.Lett. 84, pp.5102-5105, (2000)

[Kazamias 2003]:Thèse de Sophie Kazamias, « Optimisation d'une source harmonique d'ordres élevés pour l'optique non-linéaire dans l'extrême UV », LOA 2003

[Maiman 1960] : T.H. Maiman, "Stimulated optical radiation in Ruby", Nature, vol. 187, pp. 493-497 (1960)

[Mocker 1965]: H.Mocker et R.Collins, " Mode competition and self-locking effects in Q-switched ruby laser (pulse regenerative oscillator cavity length effect)", Appl.Phys.Lett.,7,270(1965)

[Seres 2003]: E.Seres, R. Herzog, J.Seres, D.Kaplan, C.Spielmann, "Sub-10-fs, terawatt-scale Ti :sapphire laser system ", Opt.Lett. 28, pp.1832-1834, 2003

[Steinmeyer 2001]:G.Steinmeyer, L.Gallmann, F.Helbing, U.Keller, "New directions in sub-10-fs optical pulse generation", C.R.Acad.Sci. Paris, t.2, Série IV, p.1389-1406, 2001

[Strickland 1985]: D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses", Opt. Comm. 55,pp. 219-221, Dec (1985)

[Udem 1999] : Th.Udem,J.Reichert,R.Holwarth and T.W.Hänsch, "Absolute optical frequency measurement of the cesium D-1 line with a mode-locked laser", Phys.Rev.Lett.82,3568,(1999)

1. RAPPELS ET FORMALISME	17
1.A. DÉFINITIONS LIÉES AU CHAMP OPTIQUE.....	17
1.B. PROPAGATIONS LINÉAIRE ET NON LINÉAIRE, INDICE DES MATÉRIAUX.....	19
1.C. NOTATIONS ET DÉFINITIONS RELATIVES À L'ACOUSTO-OPTIQUE ET À L'ÉLECTRO-OPTIQUE	23
<i>1.C.1. Effet électro-optique</i>	<i>24</i>
1.C.1.a) Effet électro-optique dans le KDP.....	25
1.C.1.b) Effet électro-optique dans le RTP	26
<i>1.C.2. Effet acousto-optique.....</i>	<i>27</i>

1. Rappels et formalisme

Ce chapitre introduit le formalisme utilisé par la suite et quelques propriétés physiques. Le formalisme définit la phase spectrale et la largeur à mi-hauteur utilisées pour caractériser les impulsions. La phase spectrale est modifiée lors de la propagation à travers des matériaux de façon linéaire et non linéaire. Ces effets sur l'impulsion sont détaillés ensuite. Enfin, les notions de bases d'électro-optique et d'acousto-optique sont brièvement décrites, dans la perspective de comprendre le fonctionnement de la cellule de Pockels utilisée dans le quatrième chapitre et le filtre acousto-optique utilisé dans le cinquième chapitre.

1.A. Définitions liées au champ optique

Le champ électrique de toute onde optique est une fonction à valeurs réelles dépendant du temps, solution des équations de Maxwell. Nous noterons cette fonction $\varepsilon(t)$. Par transformée de Fourier de $\varepsilon(t)$, on obtient la décomposition en fréquence

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(t) \exp(i\omega t) dt, \text{ où } \omega \text{ est la pulsation optique } (\omega=2\pi f \text{ avec } f \text{ fréquence optique}).$$

On peut alors définir un signal analytique temporel complexe $E(t) = \int_0^{+\infty} \tilde{\varepsilon}(\omega) \exp(-i\omega t) \frac{d\omega}{2\pi}$, auquel est associé par transformée de Fourier une décomposition en fréquence

$$\tilde{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(i\omega t) dt = |\tilde{E}(\omega)| \exp(i\varphi(\omega))$$

tel que ce champ soit nul pour les fréquences négatives et égal à $\tilde{\varepsilon}(\omega)$ pour les fréquences positives.

On définit alors l'intensité spectrale ou spectre comme étant la densité spectrale d'énergie $I(\omega) = |\tilde{E}(\omega)|^2$. Dans de nombreux cas nous utiliserons cette grandeur normalisée en considérant l'énergie de l'impulsion comme unitaire.

La phase spectrale $\varphi(\omega)$ est par l'intermédiaire du retard de groupe $T(\omega) = \frac{\partial \varphi}{\partial \omega}$ une représentation du temps d'arrivée des différentes composantes spectrales. La mesure de la phase spectrale est difficile. Elle sera abordée dans le 5^{ème} chapitre de ce mémoire de thèse.

De même qu'en fréquentiel, on définit pour le domaine temporel la phase temporelle $\varphi(t)$ et l'intensité temporelle $I(t)$ telles que le champ électrique temporel s'écrive $E(t) = |E(t)| \exp(i(\varphi_0 + \varphi(t) - \omega_0 t))$ et $I(t) = |E(t)|^2$.

L'intensité temporelle est en fait la puissance instantanée de l'impulsion (dans de nombreux cas on considérera cette grandeur normalisée). φ_0 est la phase absolue, ω_0 est la pulsation porteuse dont le choix est arbitraire mais influe sur l'expression de $\varphi(t)$. Cette pulsation porteuse ou « centrale » est généralement choisie au centre de la bande spectrale de l'impulsion et elle permet d'éliminer les oscillations rapides de l'impulsion temporelle.

Les grandeurs et paramètres représentant une impulsion font l'objet de recherches dans le domaine du traitement du signal. Une des représentations intuitives est la distribution de Wigner-Ville de l'impulsion. Cette distribution de deux variables (pulsation du domaine fréquentiel et temps du domaine temporel) est à valeurs réelles :

$$W(\omega, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \exp(i\omega t') E(t + \frac{t'}{2}) E(t - \frac{t'}{2}) .$$

Elle est reliée de manière bijective au champ. De nombreuses propriétés intéressantes peuvent être démontrées [Bastiaans 1997]. Elle est une des représentations visuelles des impulsions ultrabrèves les plus explicites.

De même définissons quelques paramètres utiles dans la caractérisation d'une impulsion

ultrabrève: les moments du second ordre [Ripoche 1998] $\langle x^2 \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 |f(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |f(x)|^2 dx} .$

Ce qui donne pour une impulsion ultracourte dans le domaine temporel $\langle t^2 \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t^2 I(t) dt}{W}$

où $W = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt$ est l'énergie de l'impulsion.

On peut alors montrer les relations suivantes:

- $\langle t^2 \rangle \langle \omega^2 \rangle \geq \frac{1}{4}$, plus l'impulsion est courte, plus son spectre est large.
- Les fonctions qui réalisent le minimum sont les gaussiennes.
- $\langle t^2 \rangle = \frac{1}{8\pi^3 W} \int_{-\infty}^{+\infty} [\tilde{E}(\omega)^2 \varphi'(\omega)^2 + \tilde{E}'(\omega)^2] d\omega$. A spectre donné, la valeur minimale de la durée est obtenue pour une phase spectrale identiquement nulle. Dans ce cas l'impulsion est limitée par transformée de Fourier.

Les relations exposées ci-dessus ne sont pas valables pour la largeur à mi-hauteur. Or dans la littérature cette largeur est le paramètre utilisé. Nous nous en servons donc également dans ce manuscrit en conservant en mémoire la faible qualité de ce critère (notamment pour déclarer une impulsion « Fourier Transform »).

Afin d'illustrer la pertinence du moment d'ordre deux par rapport à la largeur à mi-hauteur, il faut comparer les effets de différentes phases spectrales sur un spectre donné. La phase spectrale est introduite par la dispersion de la vitesse de la lumière en fonction de la fréquence optique. Cette dispersion est traduite par la variation de l'indice optique avec la longueur d'onde.

Introduisons à présent le formalisme utilisé pour exprimer la phase spectrale et la dispersion à travers les matériaux.

1.B. Propagations linéaire et non linéaire, indice des matériaux

La propagation linéaire d'une impulsion ultrabrève est décrite dans le domaine spectral par un indice optique ne dépendant que de la pulsation : $n(\omega)$. L'indice optique d'un matériau est directement relié à sa susceptibilité linéaire exprimée par le tenseur symétrique χ_{ij} . Ce dernier étant symétrique, il est diagonalisable. Dans sa base propre (où il est diagonal), on a :

$$n_i(\omega) = \sqrt{1 + \chi_{ii}(\omega)},$$

où $n_i(\omega)$ est l'indice de réfraction optique dans la direction propre considérée.

Ces grandeurs sont complexes et la partie réelle de l'indice représente la vitesse relative de cette pulsation par rapport à la vitesse de la lumière dans le vide, la partie complexe étant liée à l'absorption du matériau.

La susceptibilité optique est reliée à la constante diélectrique ϵ par les définitions du vecteur déplacement \mathbf{D} et de la polarisation optique \mathbf{P} : $\mathbf{D}(\omega) = \epsilon \mathbf{E}(\omega) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\omega) + \mathbf{P}(\omega)$,

où $\mathbf{P}(\omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) \mathbf{E}(\omega)$, ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide ($8.8 \cdot 10^{-12} \text{F/m}$).

La constante diélectrique ϵ est donc directement liée à l'indice optique par :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 \epsilon_r(\omega) = \epsilon_0 n^2(\omega).$$

La dispersion traduit la variation de la vitesse de phase de la lumière en fonction de la pulsation optique. Cette vitesse est exprimée par rapport à la vitesse de la lumière dans le vide par la partie réelle de l'indice optique. La dispersion se traduit donc comme étant la variation de l'indice optique en fonction de la pulsation optique.

Physiquement, les parties réelle ϵ_1 et imaginaire ϵ_2 de la constante diélectrique sont reliées généralement par la relation de Kramers-Kronig :

$$\epsilon_1(E_{eV}) = 1 + \frac{2}{\pi} \text{VP} \int_0^{\infty} \frac{E_{eV}' \epsilon_2(E_{eV}')}{E_{eV}'^2 - E_{eV}^2} dE_{eV}',$$

où E_{eV} est l'énergie du photon de pulsation ω exprimée en eV.

Cette relation est issue du principe de causalité appliqué à la constante diélectrique. La notion de causalité traduit que le photon influe sur le milieu. Il s'agit de l'application physique directe des théorèmes de Titchmarsh [Titchmarsh 1948] et de Paley/Wiener [Papoulis 1962] sur les propriétés de la transformée de Fourier. Ces théorèmes statuent :

Si $u(x)$ est une fonction causale ($u(x)=0$ quelque soit $x < 0$, où $u(x)$ a un support fini) alors il existe une relation entre les parties réelle et imaginaire de sa transformée de Fourier: $\text{Im}[TF[u(x)]] = H\{\text{Re}[TF[u(x)]]\}$ où H est la transformée de Hilbert:

$$H\{u(t)\}(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{u(x+t) - u(x-t)}{t} dt = \frac{1}{\pi} \text{VP} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u(t)}{t-x} dt.$$

Ces théorèmes supposent que le théorème de Cauchy sur l'intégration dans le plan complexe est applicable. Or cette hypothèse est très restrictive et souvent non valable dans le cas de confinement spatial (couche mince, guide d'onde...) ou de discrétisation trop importante des valeurs. En effet, si pour une susceptibilité de matériau diélectrique de type lorentzienne, la relation de Kramers-Kronig est valable, elle n'est en revanche plus valable pour un interféromètre de Gires-Tournois [Beck 1991] ou pour un filtre "passe-tout" [Wang 2002].

Cette relation de Kramers-Kronig indique que pour les matériaux diélectriques transparents dans le visible, étant donné leur absorption dans l'UV, leurs dispersions sont de même signe.

La possibilité de violer cette relation permet d'obtenir des systèmes dont la dispersion est de signe opposé (interféromètre de Gires-Tournois par exemple). Cette compensation de la dispersion est essentielle pour les impulsions ultrabrèves et la technique d'amplification CPA.

L'effet de la dispersion sur une impulsion ultrabrève (à spectre large) est traduite par l'introduction d'une phase spectrale :

$$\varphi(\omega) = \frac{n(\omega)\omega L}{c}$$

où L est la longueur du matériau traversé.

On suppose en général que la variation de n(ω) est lente en fonction de ω, ce qui permet de faire un développement de Taylor de la phase spectrale:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + (\phi_1 \cdot (\omega - \omega_0)) + \left(\frac{\phi_2}{2!}\right) \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\phi_3}{3!}\right) \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \left(\frac{\phi_4}{4!}\right) \cdot (\omega - \omega_0)^4 + \dots$$

où φ₁ correspondant au premier ordre du développement est exprimé en fs, φ₂ est le deuxième ordre exprimé en fs², φ₃ le troisième ordre est exprimé en fs³, φ₄ le quatrième ordre en fs⁴.

L'effet physique du premier ordre correspond à un retard optique. Le second ordre est appelé "chirp" ou dérive de fréquences, il allonge temporellement l'impulsion. Le troisième ordre distord l'impulsion comme le montre les exemples de la figure ci-dessous:

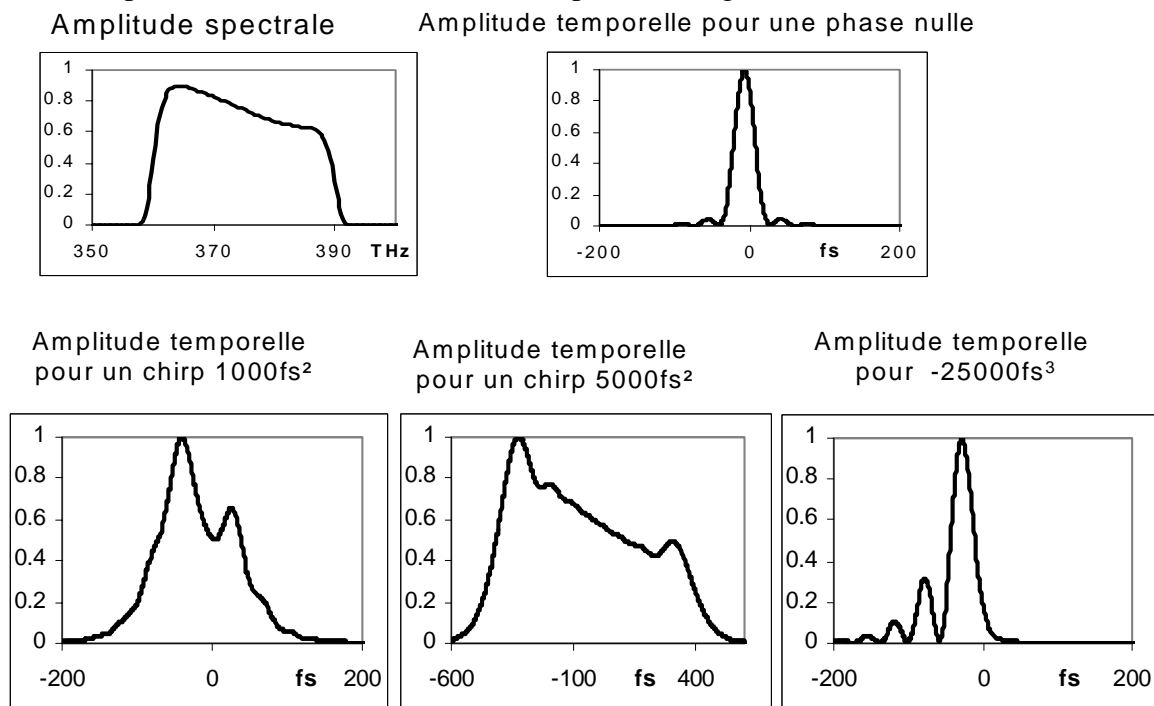


Figure 1.1: exemples d'effets des différents ordres de phase spectrale

Le profil temporel de l'impulsion dépend par conséquent beaucoup du type de dispersion. Pour obtenir l'impulsion la plus brève ayant un minimum de rebonds, il faut que la phase spectrale soit linéaire. Cependant le terme de troisième ordre bien qu'introduisant une distorsion de la phase conserve la brièveté de l'impulsion, surtout si l'on considère la largeur à mi-hauteur.

Si on reprend le critère de cette largeur à mi-hauteur pour caractériser l'impulsion, alors certains termes de la phase spectrale ne modifient presque pas cette largeur mais

profondément l'impulsion. Le tableau suivant montre une comparaison entre la largeur à mi-hauteur et la racine carrée du moment d'ordre 2 pour des impulsions ultrabrèves ayant différents types de phase spectrale:

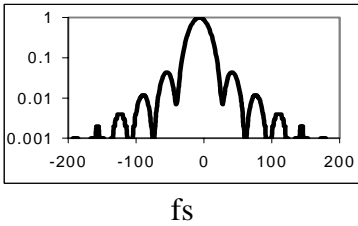

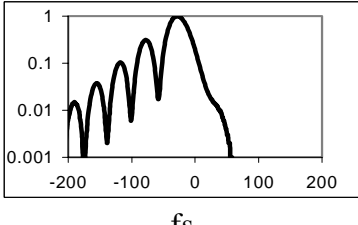

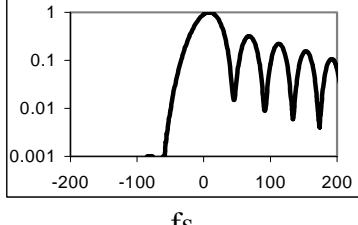
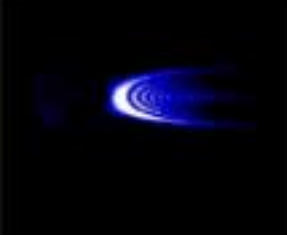
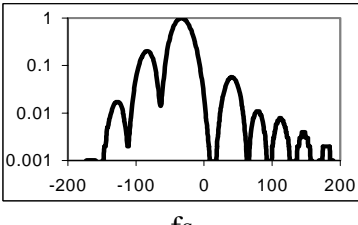

Phase spectrale	Largeur à mi-hauteur	Racine carrée du moment d'ordre 2	Profil d'amplitude temporelle	Représentation de Wigner-Ville
0	30.1fs	22.7fs	amplitude (u.a.) 	fréquence  temps
-25000fs^3	32.7fs	55.3fs	amplitude (u.a.) 	fréquence  temps
10^8fs^5	41.9fs	93.6fs	amplitude (u.a.) 	fréquence  temps
$-62000\text{fs}^3, 10^8\text{fs}^5$	30.1fs	47.9fs	amplitude (u.a.) 	fréquence  temps

Tableau 1.1 : comparaison largeur à mi-hauteur et racine carrée du moment d'ordre 2 sur différents profils temporels et leurs représentations de Wigner-Ville.

L'amplitude spectrale des impulsions du tableau ci-dessus est une supergaussienne d'ordre 7, de largeur 60nm centrée à 800nm que l'on creuse par un trou supergaussien de largeur 65nm,

de profondeur 0.6 centré à 778nm. La phase est exprimée par rapport à la longueur d'onde centrale 800nm.

On remarque dans les données du tableau que l'influence d'une phase spectrale impaire (cubique ou d'ordre 5) est très faible sur la largeur à mi-hauteur bien qu'importante sur l'allure temporelle de l'impulsion. La largeur à mi-hauteur n'est donc pas un critère fin de la qualité de l'impulsion ultrabrève. La notion d'impulsion limitée par transformée de Fourier (« Fourier Transform ») ne peut être déduite de cette largeur.

Le tableau ci-dessous rappelle quelques dispersions pour des matériaux utilisés dans les lasers ultrabrefs:

Matériau	ϕ_2 (fs ² /cm)	ϕ_3 (fs ³ /cm)
Ti:Sa	577	425
SiO ₂	358	275
BK7	445	322
SF10	1589	1042
KDP	271	457
Calcite	373	357
TeO ₂	4964	3246

Tableau 1.2: Comparaison des effets de distorsions de phase pour divers matériaux à 800nm ([Verluisse 1991]).

Des dispositifs optiques contredisant souvent la relation de Kramers-Kronig permettent de compenser les dispersions introduites par les matériaux. Ces dispositifs sont revus plus en détail dans la partie consacrée à la compression dans les lasers ultrabrefs à décalage de fréquence. Le tableau ci-dessous donne les valeurs des premiers ordres pour différents exemples de dispositifs:

Dispositif	ϕ_2 (fs ² /cm)	ϕ_3 (fs ³ /cm)	ϕ_4 (fs ⁴ /cm)
Compresseur de Treacy à réseaux de 1200tr/mm avec un angle d'incidence de 38°	-30000	50000	-50.10 ⁶
Etireur à réseaux avec imagerie de type doublet de Offner	30000	-50000	50.10 ⁶
Paire de prismes SF10	-10	-10	-500

Tableau 1.3: Comparaison des dispersions pour différents dispositifs de compensation à 800nm ([Verluisse 1991]).

On peut aussi avoir des comportements de dispersion "anormale" dans les matériaux à proximité de raie d'absorption [Landau]. Pour les semiconducteurs, dans le domaine spectral d'énergie plus faible que l'énergie de bande interdite E_g (Gap), on utilise une formule dite de Sellmeier qui correspond à une adaptation phénoménologique de la relation de Sellmeier [Rosencher]. Cette formule traduit la dispersion du matériau en exprimant l'indice optique en fonction de la pulsation $n(\omega)$. Pour le domaine spectral proche de E_g , la relation de Sellmeier est remplacée par une approche plus phénoménologique basée sur une modélisation de l'absorption (par exemple par le modèle d'Aframovitz) et la partie réelle est extrapolée à partir de la relation de Kramers-Kronig.

Les formules utilisées sont généralement des corrections phénoménologiques de ces relations de Sellmeier ou d'Aframovitz. Ces relations permettent de calculer les dispersions des matériaux traversés par l'impulsion.

Les dispersions « anormales » sont souvent utilisées dans l'infrarouge pour étirer ou recomprimer l'impulsion.

Au niveau de puissance crête (de l'ordre du térawatt/cm²) atteinte par les lasers ultrabrefs, la susceptibilité des matériaux et par conséquent leur indice optique contiennent des termes dépendant du champ électrique de l'impulsion elle-même. Dans ce cas, on développe de façon non linéaire la polarisation induite P:

$$P_i^{(n)}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi_{ii_1 \dots i_n}^{(n)}(\omega_1, \dots, \omega_n) E_{i_1}(\vec{r}, t) \dots E_{i_n}(\vec{r}, t),$$

où $\chi^{(n)}$ est le tenseur susceptibilité d'ordre n (en fait tenseur d'ordre n+1).

La susceptibilité linéaire exprimée dans la propagation linéaire est la susceptibilité d'ordre 1. Dans les matériaux centro-symétriques, seuls les ordres impairs comportent des tenseurs non nuls. Prenons l'exemple de la susceptibilité d'ordre 3, l'indice de réfraction optique résultant dépend alors de l'intensité temporelle de l'impulsion lumineuse, c'est l'effet Kerr: $n = n(\omega) + n_2 I(t)$. Cet effet est très important dans la réalisation des lasers ultrabrefs. Dans les domaines temporel et spatial, la variation de l'intensité provoque une compression ou focalisation de l'impulsion utilisée en particulier dans la dynamique de la propagation des solitons et dans la génération de continuum spectral.

Dans les lasers CPA classiques, on essaie de ne pas être affecté par cet effet dépendant de l'intensité du laser. Ainsi, on utilise un paramètre de contrôle, l'intégrale B exprimée en radian

et définie comme :

$$B(r, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I(r, z, t) dz,$$

où n_2 est l'indice non-linéaire, I l'intensité lumineuse, λ la longueur d'onde moyenne.

Ce paramètre évalue le déphasage temporel et spatial maximal dû à l'effet Kerr. Tant que sa valeur reste faible ($\ll 1$), cela signifie que la modulation de phase est alors négligeable. Si sa valeur devient trop élevée alors le matériau se transforme en amplificateur des défauts de phase (pour certaines fréquences spatiales notamment). Le bruit de phase peut alors être suffisamment amplifié pour déformer complètement le profil du faisceau. De plus des phénomènes locaux d'autofocalisation peuvent se produire. Si l'énergie contenue dans la partie du faisceau est suffisante, l'autofocalisation peut entraîner un dommage irréversible du matériau. Cet effet peut être évité par l'emploi de filtrage spatial des fréquences amplifiées [Hunt 1977].

Bien qu'en général pénalisant dans les amplificateurs, cet effet peut être très utile par exemple pour les oscillateurs femtosecondes. On utilise alors l'autofocalisation pour réaliser le blocage de mode, c'est la méthode dite KLM ("Kerr lens Mode Locking").

1.C. Notations et définitions relatives à l'acousto-optique et à l'électro-optique

Nous venons de voir que l'indice optique des matériaux peut-être modifié par le champ électrique de l'impulsion optique elle-même (effets non-linéaires, effet Kerr...). Dans ce manuscrit, je présente et étudie deux systèmes utilisant des modifications d'indices dues à un champ électrique (effet électro-optique, par exemple cellule de Pockels) et à une onde acoustique (diffraction acousto-optique). Je rappelle ici les concepts et notations repris et résumés du livre de A.Yariv et P.Yeh [Yariv].

1.C.1. Effet électro-optique

L'effet électro-optique traduit la modification des indices d'un cristal biréfringent en fonction du champ électrique dans lequel ce cristal est plongé. Nous ne considérerons ici que le terme linéaire de cet effet, initialement décrit par F.Pockels en 1893. Les coefficients électro-optiques r_{ijk} sont traditionnellement définis par

$$\eta_{ij}(E) - \eta_{ij}(0) = \Delta\eta_{ij} = r_{ijk} E_k$$

où E est le champ électrique appliqué au cristal, $\eta_{ij}(E)$ est le tenseur d'impermittivité diélectrique correspondant à l'inverse de la permittivité et donc directement relié aux indices

qui sont les racines carrées des valeurs propres de ce tenseur: $\eta_{ij} \equiv R \begin{pmatrix} 1/n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_z^2 \end{pmatrix} {}^t R$

où R est une matrice de rotation et x,y,z sont les axes propres du cristal.

Dans la base des axes propres, on nomme "ellipsoïde des indices" la surface définie par :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1.$$

Pour des raisons de symétrie (des équations différentielles et de non nullité de l'effet électro-optique linéaire (cristal non centrosymétrique)), le tenseur électro-optique linéaire est constitué de 18 éléments que l'on peut exprimer en notation contractée r_{ik} :

$$\begin{aligned} r_{1k} &= r_{11k} \\ r_{2k} &= r_{22k} \\ r_{3k} &= r_{33k} \\ r_{ijk} = r_{jik} &\Rightarrow \begin{aligned} r_{4k} &= r_{23k} = r_{32k} \\ r_{5k} &= r_{13k} = r_{31k} \\ r_{6k} &= r_{12k} = r_{21k} \end{aligned}, \text{ où les indices } 1,2,3 \text{ correspondent aux axes } x,y,z. \end{aligned}$$

Pour simplifier je ne considère que deux types de matériaux électro-optiques:

- le KDP (KH_2PO_4), le plus utilisé pour les cellules de Pockels rapide pour les lasers femtosecondes,
- le RTP (RbTiOPO_4), un cristal relativement nouveau [Cheng 1993] très prometteur (cf. chapitre 4).

1.C.1.a) Effet électro-optique dans le KDP

Le cristal de KDP est un cristal $\bar{4}2m$, les symétries cristallines simplifient le tenseur électro-optique linéaire:

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix}$$

avec $r_{41} = 8 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$, $r_{63} = 11 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$ pour KDP à 633nm, et $r_{41} = 8.8 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$, $r_{63} = 26.8 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$ pour KD*P (KD_2PO_4) à 633nm.

Ces coefficients électro-optiques modifient l'ellipsoïde des indices. Le coefficient donnant l'effet le plus important est r_{63} pour KD*P (6 signifie un couplage sur η_{xy} et 3 selon le champ E_z). Sous un champ électrique E_z , l'ellipsoïde des indices devient alors:

$$\frac{x^2 + y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_z xy = 1.$$

On change alors de base pour retrouver les expressions des indices (valeurs propres) :

$$\frac{x'^2}{n_x'^2} + \frac{y'^2}{n_y'^2} + \frac{z'^2}{n_z'^2} = 1$$

avec $x = x' \cos(45^\circ) - y' \sin(45^\circ)$, $y = x' \sin(45^\circ) + y' \cos(45^\circ)$, et $\frac{1}{n_x'^2} = \frac{1}{n_0^2} + r_{63}E_z$, $\frac{1}{n_y'^2} = \frac{1}{n_0^2} - r_{63}E_z$, $n_z' = n_e$.

Si on considère un cristal de KD*P coupé en "z-cut", avec des électrodes sur les faces avant et arrière du cristal auquel on applique une tension V , alors la tension modifiant le cristal en

lame demi-onde est: $V_\pi = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{63}}$ soit $V_\pi = 4.5 \text{ kV}$ à 800nm.

Cette tension est indépendante des dimensions du cristal. Elle est appelée tension demi-onde et notée V_π ou $V_{\lambda/2}$.

Un montage en modulation d'amplitude utilisant un tel cristal permet d'obtenir en sortie une transmission de l'intensité optique :

$$T = \sin^2 \left(\frac{\pi V}{2 V_\pi} \right)$$

pour un polariseur de sortie perpendiculaire à la polarisation incidente elle-même à 45° des axes x' et y' (c'est à dire selon x ou y):

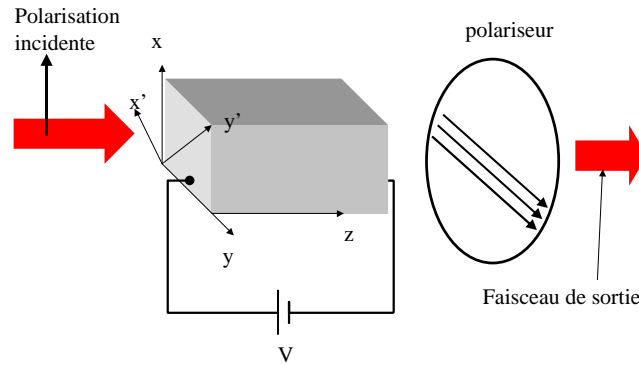


Figure 1.2 : cellule de Pockels en KD*P.

Ce dispositif permet de faire une commutation optique rapide (de l'ordre de quelques nanosecondes entre les états passant ($T=1$) et non-passant ($T=0$)).

1.C.1.b) Effet électro-optique dans le RTP

Le cristal de RTP est un cristal Orthorhombique 2mm. Il est chimiquement neutre (contrairement au KD*P qui est hydrophobe) et n'a pas de résonance piézoélectrique. Son tenseur électro-optique s'exprime par :

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

avec $r_{13} = 10.9 \cdot 10^{-12} m/V$, $r_{23} = 15 \cdot 10^{-12} m/V$, $r_{33} = 33 \cdot 10^{-12} m/V$ à 633nm.

La modification de l'ellipsoïde des indices est telle que:

$$x^2 \left(\frac{1}{n_x^2} + r_{13} E_z \right) + y^2 \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{23} E_z \right) + z^2 \left(\frac{1}{n_z^2} + r_{33} E_z \right) = 1$$

si le champ électrique est selon l'axe z, avec un cristal coupé selon y, où $n_x \approx 1.736$, et $n_z \approx 1.811$.

Dans ce cas le champ électrique peut être transverse à l'axe de propagation de la lumière. De plus les axes propres du cristal ne sont pas modifiés, seuls les indices (valeurs propres) le sont. La tension demi-onde d'un cristal de section carrée de largeur l et de longueur L est :

$$V_{\pi} = \frac{\lambda l}{(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})L} \text{ d'où } V_{\pi} = 2.5\text{kV à } 800\text{nm pour deux cristaux de } 6 \times 6 \times 7 \text{mm}^3 \text{ (il est}$$

absolument nécessaire d'utiliser dans ce cas deux cristaux à 90° l'un de l'autre pour éliminer les problèmes dus aux modifications d'indice liées à la température).

La tension demi-onde tension peut être diminuée en rallongeant le cristal ou en diminuant la section du cristal.

On peut constituer une cellule de Pockels pour faire de la commutation optique tout comme pour le KDP.

1.C.2. Effet acousto-optique

Comme l'effet électro-optique, l'effet acousto-optique se traduit par une modification de l'indice optique due à une onde acoustique. Le tenseur d'impermittivité est alors modifié par l'intermédiaire des coefficients élasto-optiques :

$$\eta_{ij} = P_{ij(kl)}s_{kl} + P_{ij[kl]}\Omega_{kl}$$

où $P_{ij(kl)}$ est le tenseur élasto-optique symétrique dit de Pockels, $s_{kl} = s_j = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right)$ est la

combinaison symétrique des gradients du déplacement, $P_{ij[kl]}$ est le tenseur élasto-optique

antisymétrique découvert par Nelson et Lax [Nelson 1970], et $\Omega_{kl} = \Omega_j = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} - \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right)$ est

la combinaison antisymétrique des gradients du déplacement. En général, les termes antisymétriques ne sont pas pris en compte. La conséquence de la modification des indices optiques est de générer un réseau de phase diffractant l'impulsion optique. Le filtre utilisé dans le 5^{ème} chapitre utilise cet effet dans une coupe très particulière.

Nous avons introduit ici le formalisme et les concepts nécessaires pour comprendre la suite de ce manuscrit, notamment la dispersion de la vitesse de phase de la lumière qui est à la base de l'amplification à dérive de fréquences et de la génération des impulsions ultrabrèves, l'électro-optique à la base de deux nouveaux systèmes de contrôle de l'impulsion laser ultrabrève, l'acousto-optique à la base du filtre acousto-optique dispersif programmable utilisé dans un dispositif original de mesure des impulsions.

Références Chapitre 1 :

[Bastiaans 1997] : "Application of the Wigner distribution function in Optics" ,M.J. Bastiaans, chapitre de "The Wigner distribution: Theory and Applications in Signal processing", W.Mecklenbraüker, F. Hlawatsch, Eds., Elsevier, 1997.

[Beck 1991] : M.Beck, I.A. Wamsley and J.D. Kafka, "Group delay measurement of optical-component near 800nm", IEEE J.Quant.Electron. 27 2074 (1991)

[Cheng 1993] : L.K.Cheng, L.T. Cheng, J.D.Bierlein, SPIE Vol 1863/43 (1993)

[Hunt 1977] : J.H. Hunt, J.A.Glaze,W.W.Simmons, "Suppression of self focusing through low pass spatial filter and relay imaging", Appl.Opt., 17, 2053-2057 (1977)

[Landau] : "Electrodynamique des milieux continus" Landau et Lifchitz, chap.X.

[Nelson 1970] : « New symmetry for acousto-optic scattering », D.F.Nelson, M.Lax, Phys. Rev. Lett. 24, p.379-380 (1970)

[Papoulis 1962] : A.Papoulis,"The Fourier integral and its application", McGraw Hill 1962

[Ripoche 1998] : J-F. Ripoche, "Mesure du profil temporel exact d'impulsions laser femtosecondes intenses", thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (1998)

[Rosencher] : "Optoélectronique" E. Rosencher, B. Vinter, chap 7., Eds. Masson

[Titchmarsh 1948] : E.C. Titchmarsh, " Introduction to the theory of Fourier integrals", Oxford Clarendon Press 1948

[Verluisse 1991] : Thèse de F.Verluisse, « Filtre acousto-optique programmable en amplitude et en phase : application aux impulsions laser ultrabrèves », Ecole Polytechnique 1999.

[Wang 2002] : "Causal "All-pass" filters do not satisfy Kramers-Krnoig Relations" L.J.Wang, submitted to Phys.Rev.A., <http://external.nj.nec.com/homepages/lwan/paper/paper52.pdf>

[Yariv] : "Optical waves in crystals", A.Yariv, P. Yeh, Edt Wiley

2. PRINCIPES ET PROPRIETES DES LASERS TITANE :SAPHIR DE TYPE CPA	31
2.A OSCILLATEUR FEMTOSECONDE	32
2.B ETIREUR	35
2.C AMPLIFICATEUR(S).....	35
2.C.1. <i>Estimations des non-linéarités sans saturation du gain.....</i>	<i>37</i>
2.C.2. <i>Estimations des non linéarités avec saturation du gain.....</i>	<i>37</i>
2.C.3. <i>Emission spontanée amplifiée (« ASE »).....</i>	<i>38</i>
2.C.4. <i>Origines et conséquences des fluctuations d'énergie.....</i>	<i>38</i>
2.C.5. <i>Rétrécissement spectral par le gain, stratégie et conséquences de la modulation d'amplitude contre le rétrécissement.....</i>	<i>39</i>
2.D COMPRESSEUR	40
2.E DIFFICULTES PERSISTANTES	41
2.E.1. <i>Synchronisation, gigue temporelle</i>	<i>41</i>
2.E.2. <i>Stabilisation.....</i>	<i>42</i>
2.E.3. <i>Contraste.....</i>	<i>42</i>
2.E.4. <i>Mise en forme de la sortie.....</i>	<i>42</i>
2.E.5. <i>Contrôle et mesure.....</i>	<i>42</i>

2. Principes et propriétés des lasers Titane :Saphir de type CPA

Le fonctionnement des lasers ultrabrefs amplifiés repose sur le principe de l'amplification à dérive de fréquence (CPA) dont l'objectif est de diminuer la puissance crête au niveau de l'amplification pour éviter tout dommage du milieu amplificateur. Ce principe est décrit dans la figure suivante:

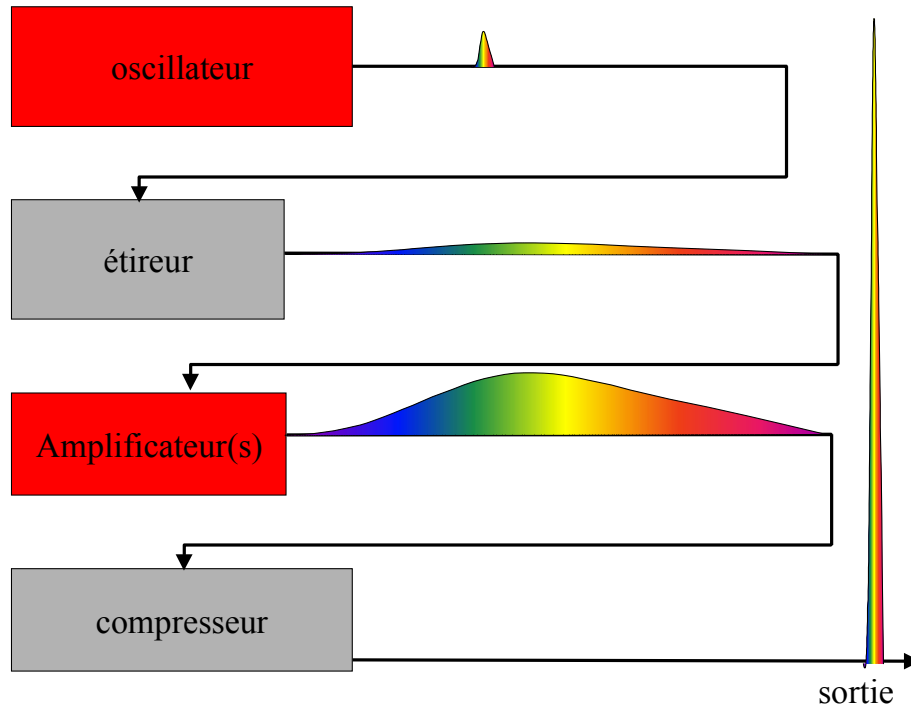


figure 2.1: Schéma de principe d'un laser ultrabrefs de type CPA.

Sont représentés en rouge, les composants optiques "actifs" c'est à dire ajoutant de l'énergie à l'impulsion, en gris, les composants "passifs".

L'oscillateur femtoseconde génère un train d'impulsions ultrabrèves (≈ 20 fs) de très faibles énergies (≈ 1 nJ). Une impulsion du train est sélectionnée et étirée temporellement (à 300ps) par un dispositif optique introduisant une forte dérive de fréquence (« chirp »). L'énergie de l'impulsion étirée n'est que peu modifiée (par les pertes optiques) en comparaison de la puissance crête de l'impulsion qui est diminuée d'un facteur supérieur à 1000. Cette impulsion est alors amplifiée par l'amplificateur sans risque de dommage lié à la puissance crête. L'impulsion en sortie a une énergie typique de 1mJ soit un gain d'un million. L'impulsion est alors recomprimée par le compresseur qui introduit une dérive de fréquence annulant celle introduite par l'étireur. L'impulsion de sortie a une durée typique de 50fs soit une puissance crête de 2GW.

Les impulsions amplifiées sont caractérisées par leurs puissances, leurs durées et leurs énergies. Mais pour exploiter complètement les possibilités de ces lasers, il faut spécifier plus en détail leurs caractéristiques (champ électrique temporel, fluctuations en énergie...) et leurs

artefacts (pré impulsion, piédestal autour de l'impulsion principale...). Pour comprendre l'origine et la nature de ces artefacts, analysons les différentes composantes. Commençons par étudier le fonctionnement de l'oscillateur femtoseconde.

2.A Oscillateur femtoseconde

L'oscillateur femtoseconde est un laser impulsionnel dont les impulsions doivent être les plus brèves possibles. Comme tout laser, l'oscillateur est un compromis entre un milieu amplificateur à gain optique et une cavité ayant des pertes. On peut schématiser le fonctionnement de l'oscillateur par:

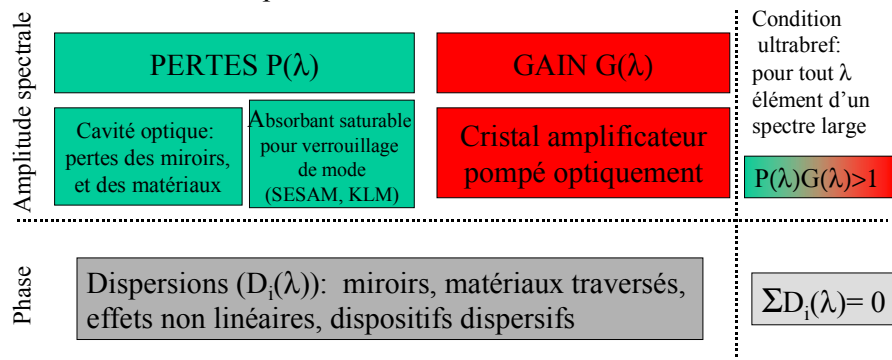


Figure 2.2: Schéma de fonctionnement d'un oscillateur ultrabref

Une impulsion ultrabrève a un spectre large dont les composantes spectrales sont en phase. Plus le spectre est large, et plus l'impulsion sera brève si et seulement si la phase spectrale est linéaire.

Pour que l'oscillateur femtoseconde génère des impulsions ultrabrèves, il faut ainsi remplir trois conditions :

- la cavité peut amplifier un spectre large, c'est-à-dire les composants (matériau amplificateur, miroirs...) fonctionnent sur une large bande.
- A chaque tour de cavité, la relation de phase des composantes spectrales doit rester linéaire, c'est à dire que les dispersions doivent être compensées sur la largeur du spectre et ce pour la puissance d'impulsion de fonctionnement (la cavité peut avoir une dispersion non nulle pour des impulsions de faible puissance).
- L'impulsion ultrabrève doit être le mode prédominant, c'est à dire que parmi l'ensemble des modes de fonctionnement possibles de ce laser, le fonctionnement avec une impulsion brève doit prévaloir sur les autres.

Pour obtenir un effet laser, il faut que le gain optique $G(\lambda)$ par tour de cavité dû à l'émission stimulée dans le cristal amplificateur soit supérieur aux pertes $P(\lambda)$ par tour de cavité à chaque longueur d'onde λ : $G(\lambda)/P(\lambda) > 1$. Pour obtenir une impulsion ultrabrève, il faut nécessairement avoir $G(\lambda)/P(\lambda) > 1$ pour λ appartenant à un intervalle spectral large. On en déduit qu'il faut un gain $G(\lambda)$ ayant un spectre large et des pertes $P(\lambda)$ telle qu'elles soient suffisamment faibles sur cet intervalle spectral. Pour le gain, la courbe $G(\lambda)$ ne dépend que du matériau. Plusieurs nouveaux matériaux sont actuellement étudiés (Ytterbium:KGW, ...) mais le plus utilisé et celui présentant la courbe d'amplification spectrale la plus large reste le saphir dopé au titane (Ti:Saphir) dont la courbe de gain en longueur d'onde est représentée sur la figure suivante:

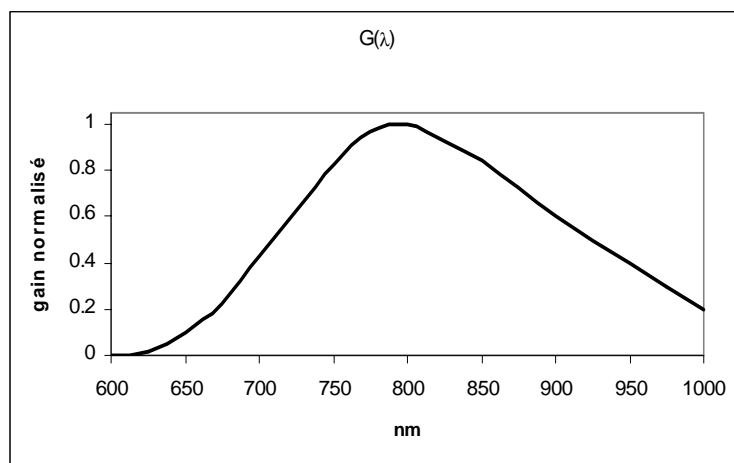


Figure 2.3 : gain spectral du saphir dopé au titane (Ti:Saphir)

Le choix des éléments de la cavité doit permettre d'obtenir des pertes $P(\lambda)$ suffisamment faibles pour avoir $G(\lambda)P(\lambda) > 1$ sur un spectre large.

La condition d'amplification du spectre large étant remplie, il faut à présent assurer la condition d'existence d'une impulsion ultrabrève dans la cavité. La phase spectrale d'une impulsion tournant dans la cavité doit être stationnaire. A chaque tour, la phase spectrale doit reprendre les mêmes valeurs. Autrement dit la dispersion globale sur un tour de cavité doit être nulle. Il faut ainsi compenser les dispersions des matériaux traversés. Pour cela, on utilise des dispositifs optiques ayant une dispersion de signe opposé. Une paire de prismes peut être utilisée ou des miroirs « chirpés » c'est-à-dire dont l'empilement de couches minces diélectriques introduit une dispersion particulière et contrôlée.

L'obtention d'une impulsion ultrabrève ne nécessite plus que l'oscillateur se verrouille dans cet état. En effet, plusieurs « modes » de la cavité laser sont possibles dont l'impulsion ultrabrève recherchée. Par « mode », nous entendons un état d'impulsion stable après un grand nombre de tours de la cavité. Il peut s'agir d'un fonctionnement en continu considéré comme une impulsion extrêmement longue, ou d'une impulsion ultrabrève. Pour obtenir une impulsion ultrabrève, il faut empêcher les autres « modes » en leur introduisant des pertes plus fortes ou favoriser l'impulsion ultrabrève par un gain plus fort. Dès que les différents « modes » seront alors en lutte pour exister, le mode favorisé prendra le dessus tuant ainsi les autres. Cependant le mode impulsionnel nécessite une perturbation de la cavité perturbant l'ordre établi (c'est à dire le fonctionnement continu) pour initialiser la compétition avec tous les concurrents au départ. Cette perturbation est obtenue par une variation « rapide » sur la cavité (mouvement d'un miroir, acousto-optique).

Pour les oscillateurs femtoseconde, deux techniques sont utilisées pour favoriser le mode impulsionnel:

- un absorbant saturable ultra-rapide basé sur l'absorption des photons par un matériau semiconducteur dont la saturation de l'absorption est adaptée en utilisant des puits quantiques, le SESAM [Keller 1996] (Semiconductor Saturable Absorption Mirror),
- ou une lentille de blocage de mode par effet Kerr (Kerr lens Mode Locking [Spence 1991]) qui utilise l'autofocalisation de l'impulsion courte dans un des matériaux traversés (par exemple le barreau amplificateur). L'impulsion ultrabrève subit alors de faibles pertes

en passant par une fente (« hard aperture ») ou en recouvrant mieux la zone amplificatrice du barreau amplificateur (« soft aperture »). Les impulsions plus longues ont une autofocalisation plus faible et donc conserveront une tache plus large coupée par la fente ou ont un gain plus faible car elles recouvrent moins bien la zone amplificatrice du barreau.

Par ailleurs, les dernières évolutions des oscillateurs vers les impulsions ultracourtes ou très puissantes montrent un intérêt important dans l'évolution des paramètres de la cavité. On initie le fonctionnement de la cavité en impulsionnel avec un réglage de dispersion permettant de bloquer l'oscillateur. Puis on modifie les paramètres de dispersion pour pouvoir modifier la largeur spectral par Auto Modulation de Phase (Self Phase Modulation) ou augmenter la puissance des impulsions (compensation des effets non linéaires) [Fernandez 2004].

La figure suivante représente une cavité oscillateur avec KLM en « soft aperture » et des miroirs chirpés :

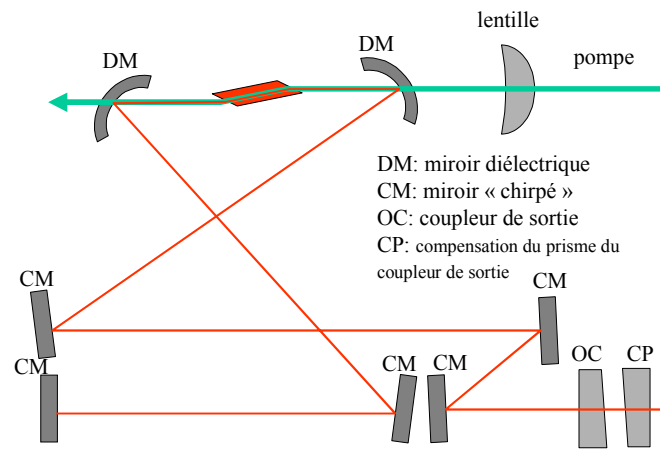


Figure 2.4 : oscillateur avec KLM et miroirs « chirpés »

Les performances typiques d'un type d'oscillateur commercial sont reprises dans le tableau suivant:

Durée d'impulsion	10fs
Largeur spectrale à mi-hauteur	100nm
Taux de répétition	75MHz
Puissance moyenne	300mW
Energie d'impulsion	4nJ
Puissance d'impulsion	330kW
Diamètre de faisceau	2mm
Divergence	<2mrad
Qualité du mode TEM ₀₀	M ² <1.3
Polarisation	>100:1
Bruit sur la bande	<0.1% rms
Stabilité long terme	+/- 2%

Tableau 2.1: performance oscillateur commercial (Femtolasers)

2.B Etireur

L'impulsion en sortie de l'oscillateur a une énergie faible (4nJ) mais est si brève que sa puissance crête est déjà de l'ordre de 300kW. Avant l'amplification par un facteur un million, il faut donc étirer temporellement l'impulsion pour ne pas endommager le barreau amplificateur. L'étireur doit étendre temporellement l'impulsion d'un facteur au moins 1000 (de quelques dizaines de femtosecondes à quelques centaines de picosecondes). Idéalement il ne doit ajouter à l'impulsion entrante qu'un terme de phase spectrale quadratique (« chirp » ou dérive de fréquence).

Cependant l'absence de système dépourvu d'ordres supérieurs (troisième, quatrième, ... ordres), implique le choix d'un étireur dont les ordres supérieurs peuvent être compensés par le compresseur en fin de chaîne. Les systèmes actuellement utilisés sont :

- paire de réseaux avec imagerie par triplet de Offner [Chériaux 1996] dépourvu d'aberration,
- matériau dispersif tel que des verres lourds,
- miroirs "chirpés", c'est à dire des miroirs diélectriques dont l'empilement de couches minces produit une dispersion particulière et contrôlée [Szpöcs 1994].

Ces systèmes sont utilisés séparément ou en combinaison. Le choix dépend toujours des caractéristiques du laser et du choix du compresseur. En particulier les contraintes de tenu au flux et à la puissance crête sont un problème important au niveau du compresseur, ce qui limite les choix possibles. On choisit alors l'étireur compensant l'ensemble amplificateur / compresseur.

2.C Amplificateur(s)

Pour les lasers basés sur le saphir dopé au titane, deux types de montage d'amplification existent: la cavité régénérative et le multi-passages. L'amplification doit transférer un maximum de l'énergie stockée dans le matériau amplificateur à l'impulsion entrante. Or le train d'impulsions sortant de l'oscillateur est composé d'impulsions très faibles en énergie de l'ordre du nanoJoule. Deux problèmes se posent pour amplifier:

- la vitesse de répétition des impulsions est trop grande (train d'impulsion à 100MHz), il est inimaginable de pouvoir pomper le matériau amplificateur à ces fréquences (la puissance moyenne reste toujours de l'ordre de quelques watts).
- en un seul passage, l'amplification de l'impulsion ne vide pas le matériau de toute l'énergie.

L'utilisation d'une cellule de Pockels sélectionnant une impulsion optique provenant de l'oscillateur avec un taux de répétition très inférieur à celui de l'oscillateur (de quelques hertz à quelques kilohertz) permet d'adapter la vitesse de répétition des impulsions au laser de pompe. Cette cellule est placée en entrée de l'amplificateur.

Le gain par passage dans le barreau amplificateur est de l'ordre de quelques unités. Pour atteindre le facteur d'amplification de un million, il faut passer de multiples fois dans le barreau. Dans l'amplificateur multi-passages, on fait passer le faisceau quatre ou huit fois (en général) selon des angles différents dans le barreau. Chaque passage amplifie d'environ un facteur 3 à 10. Pour la cavité régénérative, on utilise une cavité laser dans laquelle on injecte l'impulsion par une cellule de Pockels. L'impulsion se trouve « piégée » dans la cavité et passe de nombreuses fois (entre 20 et 40 passages) dans le barreau amplificateur. L'impulsion amplifiée est extraite de la cavité par une autre cellule de Pockels. En fait, le schéma de la figure suivante montre qu'une seule cellule peut assurer les trois fonctions de sélection de l'impulsion, d'injection et d'extraction :

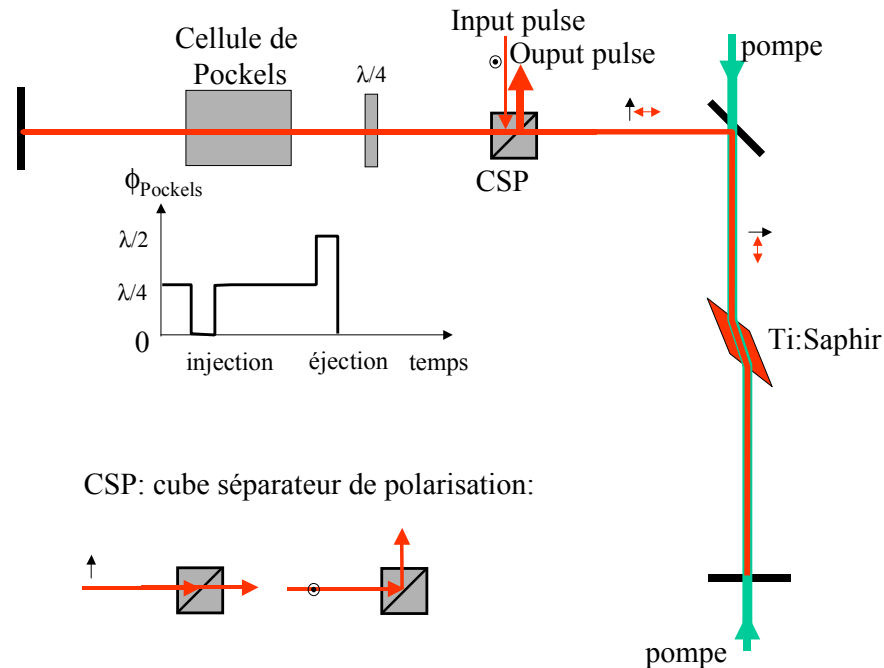


Figure 2.5 : cavité régénérative (les impulsions d'entrée et de sortie sont filtrées en utilisant un isolateur de Faraday ($+\lambda/2$ pour l'entrée, $-\lambda/2$ pour la sortie) et un cube séparateur de polarisation).

Pour obtenir l'amplification optique, on pompe le barreau amplificateur par un laser impulsionnel à 532nm avant l'amplification. Le laser de pompe typique est un laser Nd :YAG Q-switch avec doublage intracavité. Le temps de vie de l'état excité dans le titane saphir est d'environ $3.2\mu\text{s}$, la section efficace d'émission stimulée est de $2.8 \cdot 10^{-19}\text{cm}^2$, l'efficacité quantique de pompage est de 1 pour 532nm, la fluence de saturation $E_{\text{sat}}=0.9\text{J}/\text{cm}^2$, la longueur d'onde d'émission centrale est 790nm et la largeur à mi-hauteur de la fluorescence est de 180nm (toutes les données sont extraites de [Koechner]). L'indice non-linéaire du Ti:saphir est $n_2=3.2 \cdot 10^{-16}\text{W}/\text{cm}^2$.

Considérons le fonctionnement d'une cavité régénérative de gain environ 3 par passage. L'impulsion de l'oscillateur injectée dans la cavité à une énergie d'au moins 100pJ. L'énergie de sortie est de 1mJ. La largeur à mi-hauteur du faisceau dans le barreau amplificateur est de 0.5mm. Le barreau est long de 2cm. Le pompage est effectué en longitudinal des deux côtés pour obtenir une inversion de population régulière dans le cristal avec un niveau supérieur à la fluence de saturation par face.

L'intérêt de la technique d'amplification à dérive de fréquence est de limiter les effets des non linéarités.

Estimons l'importance de ces non linéarités pour un tel amplificateur en calculant l'intégrale B.

2.C.1. Estimations des non-linéarités sans saturation du gain

Dans le cas de non saturation, le gain est constant tout au long de l'amplification : $g_0 = \frac{\ln G_0}{l}$ où G_0 est le gain par passage ($G_0=3$), l la longueur du cristal ($l=2\text{cm}$). Après 17 passages, le gain obtenu est $G=3^{17} \approx 10^7$ amplifiant l'impulsion de l'oscillateur sélectionné de 100pJ à 1mJ.

La phase induite traduite par l'intégrale B vaut alors [Liu 1995] :

$$B = \frac{2\pi n_2}{\lambda} \int_0^L I(z, \tau) dz = \frac{2\pi n_2 I_{out}}{\lambda g_0},$$

où n_2 est l'indice non linéaire de l'effet Kerr $n_2=3.2 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2/\text{W}$, I_{out} est l'éclairement de l'impulsion de sortie au niveau du barreau $I_{out}=10^7 \text{W}/\text{cm}^2$, λ la longueur d'onde $\lambda=800\text{nm}$.

$$\text{Soit } B \approx 0.04\text{rad} \approx \frac{\pi}{80}.$$

Cette valeur représente l'écart maximal de phase maximal induit par l'effet Kerr sur l'impulsion. Spatialement cet effet sur un profil gaussien crée une lentille équivalente qu'il faut prendre en compte. Temporellement, l'impulsion étant étirée dans l'amplificateur par un très grand « chirp », son profil temporel ressemble à son profil spectral. Si le spectre est gaussien, alors on ajoute à la phase spectrale un terme dépendant de l'effet non linéaire et donc de l'énergie, du deuxième ordre (« chirp ») d'amplitude 0.04rad. Cet effet est ici négligeable mais un facteur 10 supplémentaire le rendrait pénalisant en élargissant l'impulsion [Perry 1994]. D'après ce calcul, il ne semble pas nécessaire de corriger un laser amplifié délivrant 1mJ étendu intracavité à 1ns.

En fait, l'effet est en fait plus grand en raison de la saturation du gain.

2.C.2. Estimations des non linéarités avec saturation du gain

L'intensité laser obtenue après K passages dans le barreau amplificateur est:

$$I_K = T I_S \ln \left\{ G_{K-1} \exp \left[\left(I_{K-1} / I_S \right) - 1 \right] + 1 \right\},$$

où T est la transmission pour un passage, $G_K = \exp(g_K l)$ est le gain d'un passage et $g_K = g_{K-1} - (p / I_S) \left[\left(I_K / T \right) - I_{K-1} \right]$ est la diminution du gain après le Kième passage (l est la longueur du barreau, g_0 est le gain petit signal initial), I_S la fluence de saturation, p est le coefficient de recouvrement du gain entre les passages ($p=0.5$ pour un recouvrement complet, $p=1$ si pas de recouvrement).

Par itération on peut ainsi calculer l'intensité pour un amplificateur multi-passages ou régénératif.

On obtient alors avec les mêmes valeurs que celles utilisées dans le cas sans saturation :

$$l=2\text{cm}, g_0=\ln(3)/2, I_S=0.001\text{J}/\text{cm}^2, p=0.5, T=0.97, 20 \text{ passages}$$

$$G=10^7$$

$$B \approx 0.1\text{rad}.$$

L'effet reste dans ce cas faible. Il est cependant fortement dépendant de la taille du faisceau dans le barreau amplificateur. Par conséquent toute modification de l'amplification nécessite de vérifier que cette intégrale B reste faible.

Pour des lasers térawatt (10Hz, 40fs, >100mJ), les non-linéarités sont beaucoup plus importantes et il convient d'étudier en détail ce problème. Des niveaux d'intégrale B de l'ordre de 1 sont, dans ce cas, courants. Il est alors nécessaire de : élargir le faisceau, filtrer spatialement les fréquences pouvant être amplifiées et faire de l'imagerie pour éviter toute formation de point chaud sur une optique. Du point de vue temporel, une intégrale B de 1 équivaut à introduire 1rad. Si l'impulsion a un spectre gaussien, alors temporellement quand elle est étirée elle est également gaussienne. L'effet Kerr ajoute alors une phase ayant ce même profil. Pour des spectres cannelés, la phase introduite est oscillante. Ce couplage de l'amplitude spectrale sur la phase spectrale est appelé couplage AM/FM (« Amplitude Modulation to Frequency Modulation »).

Dans le cas de façonnage d'impulsion, ce couplage intervient. Il faut donc toujours commencer par façonner l'amplitude avant la phase, sous peine de voir le réglage détruit par le couplage AM/FM.

Le couplage AM/FM introduit également des fluctuations de phase dues aux fluctuations d'amplitude des impulsions. En effet les impulsions en sortie d'amplificateur ont deux principaux artefacts :

- les fluctuations d'énergie d'impulsion à impulsion,
- le piédestal d'émission spontanée amplifiée.

2.C.3. Emission spontanée amplifiée (« ASE »)

Le gain de ces amplificateurs est tel que l'émission spontanée (la fluorescence), se trouve amplifiée à un niveau non négligeable. La cavité étant contrôlable par un commutateur optique, l'ASE récupérée en fin de chaîne est découpée par la cellule de Pockels d'extraction et ne correspond qu'à la partie obtenue lors de l'amplification de l'impulsion. Cette lumière forme une sorte de piédestal autour de l'impulsion dont le niveau est comparé à celui de l'impulsion. On parle de contraste ASE du laser. Ce contraste est exprimé en puissance ou en énergie et est le rapport entre la puissance ou l'énergie de l'impulsion sur celle du piédestal.

Ce piédestal peut être très pénalisant par exemple en physique des plasmas. Si le piédestal ionise la cible avant l'arrivée de l'impulsion, alors l'impulsion n'interagit pas avec la cible mais avec le plasma généré par le piédestal. La physique sous-jacente est totalement modifiée !

2.C.4. Origines et conséquences des fluctuations d'énergie

Les niveaux de puissance de ces lasers sont tels (térawatt) qu'ils sont très fréquemment utilisés dans des processus non-linéaires. Dans ce cas la fluctuation de l'énergie du laser δE se retrouve multipliée par le nombre de photons mis en jeu dans le processus non-linéaire. Pour obtenir des résultats reproductibles et stables, il faut donc que cette fluctuation soit faible. De plus pour les lasers où l'intégrale B est importante, celle-ci fluctuera également avec l'énergie. Dans ce cas non seulement l'énergie varie, mais également le profil temporel de l'impulsion via la phase spectrale modifiée par le couplage AM/FM.

Le niveau de fluctuations pic à pic en énergie typique est d'environ :

- entre 0.1% et 1% pour les oscillateurs,
- entre 1% et 10% pour les amplificateurs 1kHz,
- entre 5% et 30% pour les amplificateurs 10Hz.

Le tableau ci-dessous rappelle certaines causes de fluctuation et les solutions utilisées:

Causes	Solutions
Fluctuations des lasers de pompe	Saturation du milieu amplificateur
Retour dans la cavité	Lames prismatiques et isolateur de Faraday
Lasage transverse	Traitement absorbant du contour du cristal
ASE	Filtrage spatial, cellule de Pockels, filtrage non linéaire (miroir plasma, interféromètre non linéaire...)
Vibrations mécaniques	Mécanique anti-vibration
Effets thermiques instables	Cryogénie et gestion thermique du barreau amplificateur
Gigues temporelles ("jitter") électroniques sur déclenchement des pompes et des cellules de Pockels	Electronique de contrôle entièrement générée à partir de la fréquence de l'oscillateur utilisé comme horloge

Tableau 2.2 : Causes des fluctuations et exemples de solutions.

Hormis ces deux artéfacts, l'amplificateur modifie également le profil spectral de l'impulsion entrante par la dépendance du gain avec la longueur d'onde. On parle de rétrécissement spectral par le gain.

2.C.5. Rétrécissement spectral par le gain, stratégie et conséquences de la modulation d'amplitude contre le rétrécissement

Le rétrécissement spectral par le gain correspond aux conséquences du profil quasi-gaussien du gain du barreau amplificateur de Ti :Saphir. Ce barreau étant traversé une vingtaine de fois, ce profil est élevé à la puissance 20. La largeur à mi-hauteur du gain spectral est par conséquent très fortement réduite à environ 47nm [Backus 1998]. Il est possible de contrer ce rétrécissement en ajoutant des pertes spectrales dans la cavité aplatissant le gain global d'un tour de cavité. De plus une modulation d'amplitude de l'impulsion injectée permet également d'élargir à nouveau le spectre [Pittman 2002] en creusant un trou au niveau de gain maximal. Cette modulation AM peut entraîner une modulation FM par effet non-linéaire (Kerr) caractérisée par l'intégrale B.

Le Ti :Saphir a un élargissement homogène ce qui signifie que le gain est global. L'énergie prélevée à une longueur d'onde diminue le gain pour toutes les longueurs d'onde. Or la cavité amplificatrice est utilisée en régime de saturation avec une impulsion étirée dont la composante rouge précède la bleue. Donc dans les derniers passages où le gain diminue, la composante rouge voit toujours un gain plus important. C'est le décalage vers le rouge (« Redshift »). Ce décalage peut également être corrigé par l'utilisation d'atténuation spectrale. Il faut cependant prendre garde au fait que si l'impulsion injectée a une énergie trop faible, alors le contraste de l'impulsion de sortie avec l'ASE diminue très fortement. On parle de problème d'injection (l'impulsion injectée n'est pas assez forte).

Ces deux effets sont corrigeables soit en amont de la cavité, soit intracavité. La possibilité de pouvoir programmer les atténuations de corrections est très intéressante dans la perspective d'utiliser le laser à l'optimum ou à façon (façonnage d'impulsion).

Cependant, il faut séparer le deux problèmes vus précédemment.

La correction de la courbe spectrale de gain doit essentiellement être intracavité à cause de l'élévation à la puissance du gain en fonction du nombre de passage. L'atténuation intracavité ne doit en effet que corriger le gain d'un tour alors qu'en amont de la cavité il faut modifier le gain élevé à la puissance.

Pour le décalage vers le rouge, cet effet n'est dû qu'aux quelques derniers passages et donc est plus simple à corriger en amont.

En sortie de l'amplificateur, on a donc une impulsion de spectre large, étendue temporellement par l'étireur et les dispersions des matériaux traversés à des énergies de 1mJ (à quelques Joules pour les systèmes multitérawatt). Il faut à présent recomprimer cette impulsion pour obtenir une impulsion ultrabrève de très forte puissance, c'est le rôle du compresseur.

2.D Compresseur

Le compresseur est le dispositif de sortie du laser. Il est donc le seul composant optique à devoir tenir la puissance crête totale du laser (TeraWatt). Il doit également compenser les dispersions de l'étireur et des matériaux traversés. Le grand facteur d'étirement utilisé (de 20fs à 300ps) pour éviter les dommages et les effets non-linéaires dans l'amplificateur est très nettement plus important que les dispersions des matériaux. Donc le compresseur et l'étireur doivent avant tout se compenser l'un l'autre.

Le système de compression le plus répandu est celui dit de Treacy, c'est à dire deux réseaux parallèles :

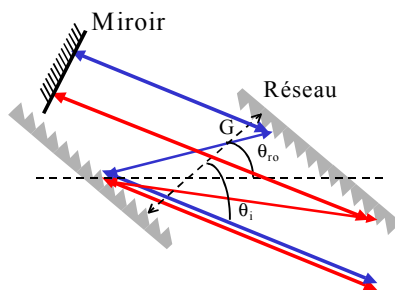


Figure 2.6 : schéma d'un compresseur. Les impulsions entrantes et sortantes sont décalées en hauteur, G est appelé le tirage, c'est la distance entre les réseaux.

Un tel système a une dispersion négative et n'utilise que des éléments en réflexion donc avec un seuil de dommage élevé. Ce système est utilisé en aller-retour afin d'éviter le chromatisme latéral obtenu après un seul passage.

En écrivant les trajets optiques en fonction de la pulsation optique ω , on obtient les différents ordres de phase spectrale introduits [Chanteloup 1998] :

$$\phi'_0 = \frac{G (1 + \sin \theta_{ro} \sin \theta_i)}{c \cos \theta_{ro}} : \quad \text{délai optique}$$

$$\phi''_0 = -4\pi^2 \frac{G}{\omega_0^3} \frac{N^2 c}{\cos^3 \theta_{ro}} : \quad \text{dispersion linéaire ou « chirp »}$$

$$\varphi_0''' = 12\pi^2 \frac{G}{\omega_0^4} \frac{N^2 c}{\cos^5 \theta_{ro}} (1 + \sin \theta_{ro} \sin \theta_i) : \quad \text{troisième ordre}$$

$$\varphi_0^{(4)} = 12\pi^2 \frac{G}{\omega_0^5} \frac{N^2 c}{\cos^7 \theta_{ro}} \left((\cos \theta_{ro} \cos \theta_i)^2 - 5(1 + \sin \theta_{ro} \sin \theta_i)^2 \right) : \quad \text{quatrième ordre.}$$

On voit très clairement dans ces expressions l'importance du tirage G qui permet de modifier la dispersion, principalement le deuxième ordre ou « chirp ».

En revanche, ces expressions ne montrent pas la possibilité d'obtenir du troisième ordre en tournant légèrement le second réseau (pour plus de détail et d'exactitude cf. référence [Martinez 1986]).

La technique de compression est essentiellement fixée par la nécessité de résister à la très forte puissance de sortie. Il s'agit d'ailleurs de la limitation principale pour les systèmes ultra-puissants (pétawatt). L'étireur est donc conçu par rapport au compresseur et non l'inverse. La technique la plus utilisée est l'étireur utilisant une paire de réseaux avec imagerie par triplet de Offner [Chériaux 1996] dépourvu d'aberration. Le but du système d'imagerie est de faire un système identique au compresseur (figure 5 précédente) mais avec une distance entre réseaux G négative. Si toutes les grandeurs sont identiques au signe près de G, alors l'ensemble compresseur étireur n'introduit aucune dispersion. En fait, il faut dérégler quelque peu le compresseur par rapport à ce point pour compenser également la dispersion des matériaux traversés. La compensation obtenue peut alors facilement annuler le « chirp », plus difficilement le troisième ordre, mais ne peut pas également éliminer le quatrième ordre. Il faut utiliser une stratégie plus complexe pour éliminer également le 4^{ème} ordre ou avoir recours à un dispositif programmable.

Ce dispositif étale spatialement le spectre et donc sur le second réseau, le spectre est étendu. Il faut faire attention de ne pas couper le spectre à ce niveau en particulier pour de très larges spectres.

De plus, l'efficacité de diffraction doit être très forte pour éviter de perdre trop d'énergie car chaque réseau diffracte deux fois l'impulsion (aller et retour). Ce paramètre d'efficacité est primordiale car on ne peut gâcher l'énergie si chèrement gagnée à l'amplification.

A ce point l'impulsion laser obtenue est recomprimée à sa durée la plus brève (de l'ordre de la dizaine de femtosecondes à quelques dizaines) et à sa puissance maximum (térawatt et bientôt pétawatt= 10^{15} W).

2.E Difficultés persistantes

Ces lasers ont, comme il est évoqué précédemment, connu une très grande activité de développement scientifique. Ils commencent à devenir des instruments utilisables par des non spécialistes.

Leurs caractéristiques de brièveté, de puissance et de taux de répétition (10Hz-1kHz) doivent être totalement exploitées à travers des mesures répétitives.

Cependant certains problèmes restent à résoudre pour faire, de ces sources et des mesures associées, des systèmes utilisables par tous, tous les jours sans nécessiter un spécialiste.

2.E.1. Synchronisation, gigue temporelle

L'impulsion est ultrabrève et donc toute mesure répétitive non directement optique doit pour exploiter cette brièveté être parfaitement synchronisée. L'électronique

conventionnelle exhibe des gigues temporelles ou « jitters » de l'ordre de la dizaine de picosecondes. L'exploitation de la brièveté des impulsions nécessite de conserver une résolution de l'ordre de la picoseconde (sinon autant utiliser un laser picoseconde). Or les problèmes de synchronisation à la picoseconde ne sont pas simples et le troisième chapitre en montre un exemple à travers des mesures de caméra à balayage de fente synchronisée sur un laser ultrabref.

2.E.2. Stabilisation

Les fluctuations en énergie du laser sont très pénalisantes dans les expériences où on cherche à accumuler un signal faible ou à comparer deux résultats successifs. D'autant plus que la très forte puissance de ces lasers en fait l'outil idéal d'étude des processus très fortement non-linéaires.

2.E.3. Contraste

Le contraste de l'impulsion de sortie est très important pour pouvoir exploiter pleinement la puissance de ces lasers. Par exemple dans le cas des plasmas, le piédestal d'ASE ou des pré-impulsions précédant l'impulsion principale, bien que beaucoup plus faibles, peuvent être suffisantes pour créer un pré plasma modifiant complètement l'interaction de l'impulsion principal avec la cible. Ce souci est très aigu pour les cibles solides et nécessite de contrôler le contraste et de le maintenir à un niveau très faible. Cet aspect n'est pas encore totalement résolu (cf. chapitre quatre) et fait l'objet d'un contrat européen (SHARP).

2.E.4. Mise en forme de la sortie

La correction des défauts de phase spectrale restants, de modification de l'amplitude et plus généralement le façonnage de l'impulsion sont également très importants. Une solution à ces problèmes est le filtre dispersif acousto-optique programmable (Dazzler) qui comme nous le verrons dans le cinquième chapitre ouvre de nouveaux horizons sur la mesure. La mise en forme de l'impulsion par un filtre acousto-optique programmable ne sera pas traitée dans ce manuscrit. Des résultats récents obtenus au CEA en collaboration avec O.Gobert seront évoqués dans la conclusion et un article (annexe 9) explique ce contrôle optimale. Ce problème est résolu par la combinaison du filtre acousto-optique et d'une mesure de phase et d'amplitude spectrales.

2.E.5. Contrôle et mesure

L'impulsion de ces lasers est définie par de nombreux paramètres (amplitude et phase spectrales, énergie, contraste, profil spatial) qu'il convient de contrôler et mesurer.

De plus, pour exploiter la brièveté des impulsions, il faut avoir des instruments et techniques de mesure ayant une résolution temporelle ultrarapide.

La suite de ce manuscrit présente plusieurs solutions à des problèmes évoqués ici. Le chapitre suivant présente la méthode de mesure directe la plus rapide : la caméra à balayage de fente. Il étudie et propose une solution au problème de la synchronisation appliquée au système de balayage de ces caméras. Le quatrième chapitre propose deux solutions, basées sur

Chapitre 2 : Principes et propriétés des lasers Titane :Saphir de type CPA

la technologie utilisée pour la synchronisation, pour augmenter le contraste ASE et stabiliser l'énergie des impulsions. Enfin le cinquième chapitre présente une nouvelle technique de mesure de l'amplitude et de la phase spectrales et revient sur l'intérêt de la mise en forme des impulsions.

Références Chapitre 2

[Backus 1998] : S.Backus, C.G.Durfee, M.M.Murnane, H.C.Kapteyn, "High Power ultrafast lasers", Rev.Sci.Instr., Rev. Art., Vol 69, No 3, 1207-1223 (1998)

[Chanteloup 1998] : Thèse de J.-C. Chanteloup, « Contrôle et mise en forme des fronts de phase et d'énergie d'impulsions lasers brèves ultra-intenses », Ecole Polytechnique 1998

[Chériaux 1996] : G.Chériaux, P.Rousseau, F.Salin, J.P.Chambaret, B.Walker, L.F.Dimauro, "Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification", Opt.Lett. 21, 414 (1996)

[Fernandez 2004] : A.Fernandez, T.Fuji, A.Poppe, A. Fürbach, F.Krausz, A.Apolonski, "Chirped-pulse oscillators: a route to high-power femtosecond pulses without external amplification", Opt. Lett. Vol. 29, p. 1366-1368, (2004)

[Keller 1996] : U. Keller, K. Weingarten, F. Kartner, D.Knopf, B.Braun, I.Jung, R. Fluck,C.Honninger, N. Matuschek, J. aus der Au, "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAMs) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2, 435-453 (1996)

[Liu 1995] : X.Liu, R.Wagner, A.Maksimchuk, E.Goodman, J.Workman, D.Umstadter, A.Migus, « Non linear temporal diffraction and frequency shifts resulting from pulse shaping in chirped-pulse amplification systems », Opt. Lett. 20, p.1163 (1995)

[Koechner] : W.Koechner, "Solid-State Laser Engineering", Springer Edt.

[Martinez 1986] : O.E.Martinez, "Grating and prism compressors in the case of finite beam size", J.Opt.Soc.Am. B 2, p.929 (1986)

[Perry 1994] : M.D.Perry, T.Ditmire, B.C.Stuart, « Self-phase modulation in chirped-pulse amplification », Opt. Lett. 19, p.2149 (1994)

[Pittman 2002] : M.Pittman, S.Ferré, J.P.Rousseau, L.Notebaert, J.P.Chambaret, G.Chériaux, « Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10Hz high-intensity laser system », Appl. Phys. B. 74, p.529 (2002)

[Spence 1991] : D. E. Spence,P. N. Kean,W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser",Opt. Lett., Vol. 16 Issue 1 Page 42 (January 1991)

[Szipöcs 1994] : R.Szipöcs, K.Ferencz, C.Spielmann, F.Krausz, " Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers", Opt. Lett. 19, 201 (1994)

3. METHODE DE MESURES ULTRARAPIDES DIRECTES	47
3.A Caméra à balayage de fente	48
3.A.1. <i>Présentation et description</i>	48
3.A.2. <i>Performances et limitations</i>	55
3.A.2.a) Résolution spatiale	56
3.A.2.b) Linéarités.....	56
3.A.2.c) Résolution temporelle	56
3.A.2.d) Sensibilité.....	59
3.A.2.e) Dynamique	60
3.A.3. <i>Nécessité de synchroniser et d'accumuler</i>	60
3.B Système de balayage sans gigue temporelle.....	62
3.B.1. <i>Problèmes de la synchronisation électronique et concept du balayage par photoconducteur</i>	63
3.B.2. <i>Choix du photoconducteur et du matériau</i>	65
3.B.3. <i>Etude du photoconducteur GaAs semi-isolant</i>	70
3.B.3.a) Rappels et étude théorique	70
3.B.3.b) Mesures expérimentales sur le photoconducteur.....	76
3.B.3.b.i) <i>Sensibilité</i>	76
3.B.3.c) Etude de la recombinaison de surface.....	83

Chapitre 3 : Méthode de mesures ultrarapides directes

3.B.3.c.i) Etude expérimentale	83
3.B.3.c.ii) Interprétation théorique	89
3.B.3.d) Claquage haute tension et dommages du photoconducteur	91
3.B.3.e) Conclusion de l'étude et conception finale du photoconducteur.....	95
3.B.4. Système de balayage basée sur une commutation par photoconducteur.....	97
3.B.4.a) Conception générale des circuits de balayage	97
3.B.4.b) Principes et limitations liées aux caractéristiques du laser.....	98
3.B.4.c) Présentation et Etude théorique du système avec compensation	107
3.B.4.d) Résultats expérimentaux	109
3.B.4.d.i) Présentation des expériences.....	109
3.B.4.d.ii) Résultats sur la rampe de haute-tension	112
3.B.4.d.iii) Résultats expérimentaux sur la résolution temporelle et la gigue temporelle	115
3.B.4.d.iii.1) Résultats pour un laser 1kHz (<1mJ) et une caméra à balayage de fente visible	115
3.B.4.d.iii.2) Résultats pour un laser 10Hz(<100mJ) et une caméra à balayage de fente X-UV.....	118
3.B.5. Conclusion	120

3. Méthode de mesures ultrarapides directes

La présentation succincte du laser ultrabref Titane :Saphir de type CPA précédente, permet d'introduire le besoin de détection ultrarapide adaptée à la brièveté des impulsions ainsi générées. Ce chapitre présente le premier travail de cette thèse : la réalisation d'un système de balayage de caméra à balayage de fente synchronisée à l'impulsion laser ultrabrève avec une gigue temporelle subpicoseconde. L'intérêt de cet instrument est la possibilité d'utiliser ce système de détection directe ultrarapide avec la source générant les impulsions les plus brèves.

En effet, la méthode de mesure temporelle ultrarapide la plus intuitive est de mesurer directement les événements avec un échantillonnage temporel extrêmement fin (de l'ordre de ou inférieur à la picoseconde).

L'avantage des méthodes directes est de ne pas nécessiter d'éléments non linéaires ou de montage de type pompe/sonde qui ne sont pas toujours applicables. Un exemple particulier est l'étude de la fluorescence résolue en temps des rayons X ou des rayons ultraviolets. Elle permet de déterminer les dynamiques transitoires de systèmes fortement excités par un laser ou par un rayonnement synchronisé avec le laser.

L'état de l'art actuel pour des détecteurs à base de semiconducteurs comme les photodiodes pin ultrarapides, est de l'ordre de la dizaine de picosecondes (bande passante de 100GHz). La capacité intrinsèque des dispositifs, les inductances parasites du circuit de mesure sont alors les principaux obstacles à l'obtention de réponses temporelles impulsionnelles ultracourtes (picoseconde). Un autre type de détecteur basé sur un tube cathodique permet d'obtenir des réponses impulsionnelles de l'ordre de la picoseconde, voire inférieures. Ce dispositif appelé caméra à balayage de fente et son adaptation avec les lasers impulsionnels ultrabrefs Titane:Saphir est l'objet de ce chapitre.

La première partie de ce chapitre rappelle le fonctionnement d'une caméra à balayage de fente ultrarapide, ses performances et limites. Nous verrons que les limitations laissent apparaître l'une des principales difficultés de cet instrument dans son utilisation optimale avec des lasers ultrabrefs amplifiés : la synchronisation et la réalisation de la rampe de balayage temporel.

La seconde partie présente l'étude et la réalisation d'un système de balayage parfaitement synchronisé avec un laser ultrabref amplifié Titane :Saphir de longueur d'onde autour de 800nm et nécessitant moins de 100 μ J d'énergie lumineuse par impulsion. Les résultats expérimentaux obtenus démontrent une résolution temporelle subpicoseconde conservée sur une accumulation de plus de mille impulsions (preuve de la qualité de synchronisation).

3.A Caméra à balayage de fente

Une caméra à balayage de fente est un dispositif permettant de visualiser l'évolution de l'intensité d'un signal lumineux dans le temps. La résolution temporelle de ce type de détecteur couvre le domaine temporel de la microseconde à quelques centaines de femtosecondes. Les domaines spectraux couverts vont du proche infrarouge aux rayons X.

Dans l'ensemble des caméras à balayage de fente, nous nous intéresserons à celles ayant une résolution temporelle de l'ordre de ou inférieure à la picoseconde. Cette partie décrit le principe de la caméra à balayage de fente utilisée, ses caractéristiques et performances. Nous verrons que les facteurs limitant la résolution temporelle et la dynamique imposent l'accumulation de mesures répétitives et le besoin de synchronisation sans gigue temporelle pour obtenir des performances optimales.

3.A.1. Présentation et description

La caméra à balayage de fente est principalement composée d'un tube cathodique à photocathode. Les photons du signal à mesurer sont transformés en électrons par la photocathode. Ces électrons sont accélérés par une électrode placée à un potentiel de l'ordre de la quinzaine de kiloVolts. Ils sont ensuite focalisés par un système d'optique électronique (ou imagerie électronique) et défléchis entre deux plaques par une rampe haute tension. Un écran à phosphore les transforme à nouveau en photons. L'acquisition s'effectue en général après reprise d'image par une caméra C.C.D (« Coupled Charge Device »). Le tube est représenté sur la figure suivante.

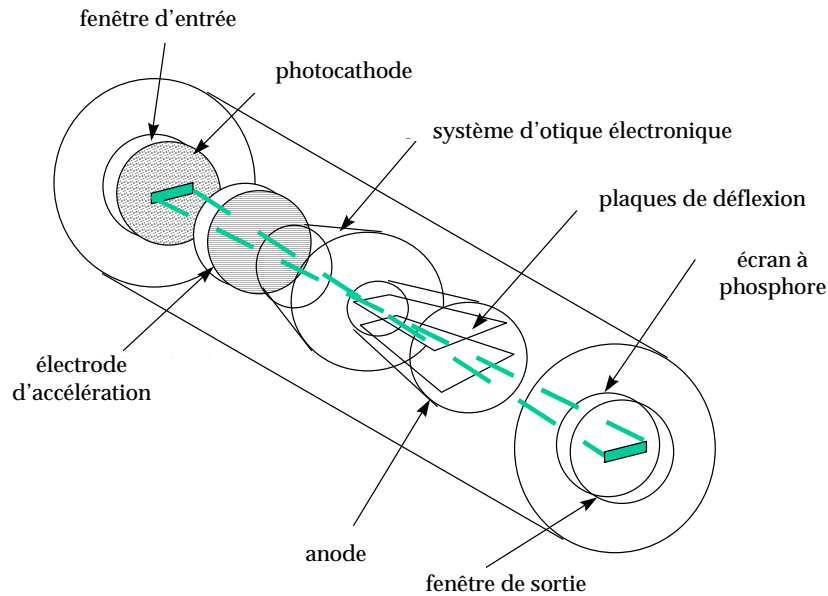


Figure 3.1 : Tube cathodique d'une caméra à balayage de fente

Il existe beaucoup de technologies de tubes différentes, je détaille ici la technologie des tubes de la société française Photonis.

La fenêtre d'entrée peut être constituée de saphir (pour l'UV), de verre (pour le visible) ou d'un faisceau de fibres optiques (pour maintenir la résolution spatiale quand l'expérience délivre l'impulsion à analyser par un faisceau de fibres optiques).

La photocathode peut être soit en « multialkali » ($SbNa_2KCs$) sensible aux longueurs d'ondes plus courtes que 800nm, en « extended Red MultiAlkali » (ERMA) pour des longueurs d'ondes au delà de 800nm, ou en iodure de potassium pour les rayons X. La sensibilité de ces photocathodes est de l'ordre de 10 à 20mA/W (soit 0.12 électron par photon à 266nm par exemple).

Plusieurs types d'électrodes accélératrices sont utilisées. Mais la géométrie la plus courante pour les électrodes accélératrices des tubes ultrarapides est la fente. Cette électrode est placée près de la photocathode et produit un champ électrique très fort nécessaire pour obtenir une résolution temporelle très courte (ceci réduit la dispersion des temps de vol des photoélectrons émis et permet de commuter le tube, cf. tensions dans un tube à balayage de fente cf. figure 2).

L'optique électronique ou imagerie électronique est très importante dans le fonctionnement du tube. Comme en optique, le faisceau électronique doit être focalisé pour

obtenir une image sur l'écran à phosphore. Le système d'optique électronique image la photocathode sur cet écran. Différents systèmes sont utilisés et constituent les principales différences entre tubes. Le tube Photonics utilise une technique de lentilles électroniques quadrupolaires de très bonne qualité qui permettent d'optimiser deux critères importants :

- 1) la qualité d'imagerie électronique géométrique,
- 2) éviter les concentrations d'électrons avant l'écran à phosphore qui conduit à la dispersion du paquet d'électron par la force de répulsion coulombienne.

De manière générale, pour limiter la dispersion par la force de répulsion coulombienne, le fonctionnement est à bas courant.

Les plaques de déflexion dévient les électrons en fonction de la tension qui leur est appliquée. Une rampe de tension linéaire balaie l'image à travers l'écran, créant une base de temps linéaire perpendiculaire à l'axe spatial. La linéarité et la pente de la rampe haute tension déterminent la qualité temporelle de la mesure. La génération de la rampe peut être effectuée de diverses manières. Elle est sujette à de la gigue temporelle ou « jitter » et à des non-linéarités.

Enfin le tube se finit par un écran à phosphore réalisé par un dépôt de phosphore de type P20 sur une plaque de fibres optiques. La rémanence de l'écran est de 0.22ms ce qui signifie que 90% des photons sont émis pendant ce temps.

Les deux ensembles hautes tensions appliquées au tube dans les cas ouverts et fermés sont représentés sur la figure suivante :

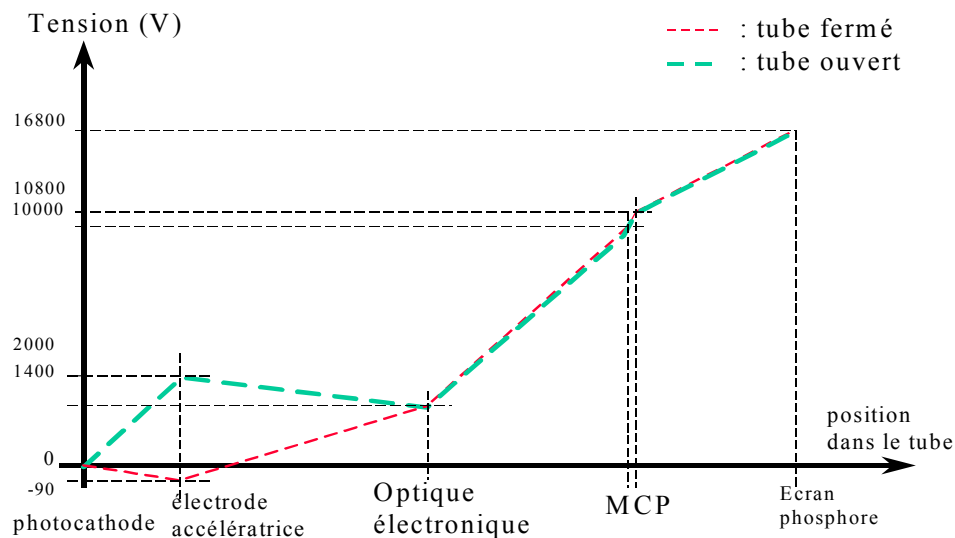


Figure 3.2 : Hautes tensions typiques de fonctionnement du tube « P960 ».

Il est possible en commutant la tension de l'électrode accélératrice de stopper les électrons photocréés et par conséquent de couper le signal (« tube ouvert » correspond au mode passant, « tube fermé » correspond à l'extinction du signal). Ceci peut-être utilisé pour limiter l'acquisition à un train d'impulsion laser défini.

Pour augmenter la sensibilité, l'image obtenue sur l'écran à phosphore est amplifiée en utilisant un amplificateur électronique de type MCP («Micro Channel Plate») [Dereniak]. Dans la plupart des tubes, ce système est collé directement sur l'écran à phosphore. Le MCP est une matrice de très petits tubes de quelques microns de diamètre dans lesquels un électron génère par cascade beaucoup d'autres électrons. En fait, chaque tube peut être vu comme une série de dynodes dans un tube photomultiplicateur comme l'illustre la figure suivante:

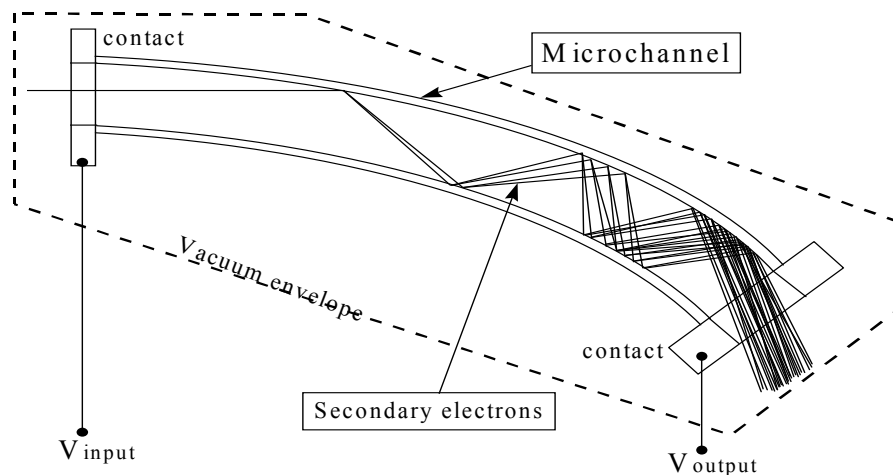


Figure 3.3 : Tube d'un amplificateur électronique « Micro Channel Plate »

Les tubes sont réalisés avec un mélange d'oxyde de silicium, de plomb, de composés alcalins calculés pour obtenir la résistance voulue (dans la gamme de 10^{10} - $10^{15}\Omega.cm^{-2}$) tout en produisant deux électrons à chaque collision d'un électron contre la paroi.

Les dimensions caractéristiques d'un amplificateur MCP sont : un diamètre de 17 à 85mm, une épaisseur d'environ 1mm, un diamètre de tube compris entre 8 et $20\mu m$. Un total de 10^4 à 10^7 microtubes peuvent composer un amplificateur. Le gain électronique d'un seul amplificateur est habituellement limité à 10^4 . L'uniformité spatiale du gain est de l'ordre de 4 à 5%. En cascade deux amplificateurs, on peut obtenir un gain de 10^7 mais la résolution spatiale est alors divisée par deux en raison de la dispersion des électrons quittant le premier amplificateur. La limitation du gain à 10^7 est liée à la tension créée par les électrons eux-mêmes contrebalançant la tension de 1 à 3kV alimentant l'amplificateur. L'intérêt de cet amplificateur est de permettre la détection d'un seul électron créé au niveau de la photocathode en entrée de la caméra. L'amplification doit par conséquent compenser le rendement de l'écran à phosphore et la sensibilité de la caméra CCD (« Coupled Charge Device ») d'acquisition.

L'amplificateur est directement suivi par une caméra CCD qui permet d'enregistrer numériquement l'image. Les reprises d'images entre l'écran à phosphore, l'amplificateur et la caméra doivent introduire un minimum de perte. L'ouverture optique de l'imagerie est alors

primordiale. Les galettes de fibres optiques permettent de conserver la résolution tout en limitant ces pertes.

Une caméra à balayage de fente permet de visualiser le comportement d'un phénomène lumineux selon trois « dimensions ». Le balayage apporte la dimension temporelle, via la position de la trace sur l'écran. La réponse en intensité de l'écran à phosphore correspond à l'intensité du signal lumineux. Il reste potentiellement une troisième dimension au choix de l'utilisateur (spectrale en utilisant un réseau, spatiale ...).

La figure suivante présente une image de caméra à balayage de fente d'une impulsion et les « dimensions » d'analyse possibles. En l'occurrence, le balayage s'effectue de bas en haut tandis que la dimension horizontale n'est, ici, pas utilisée .

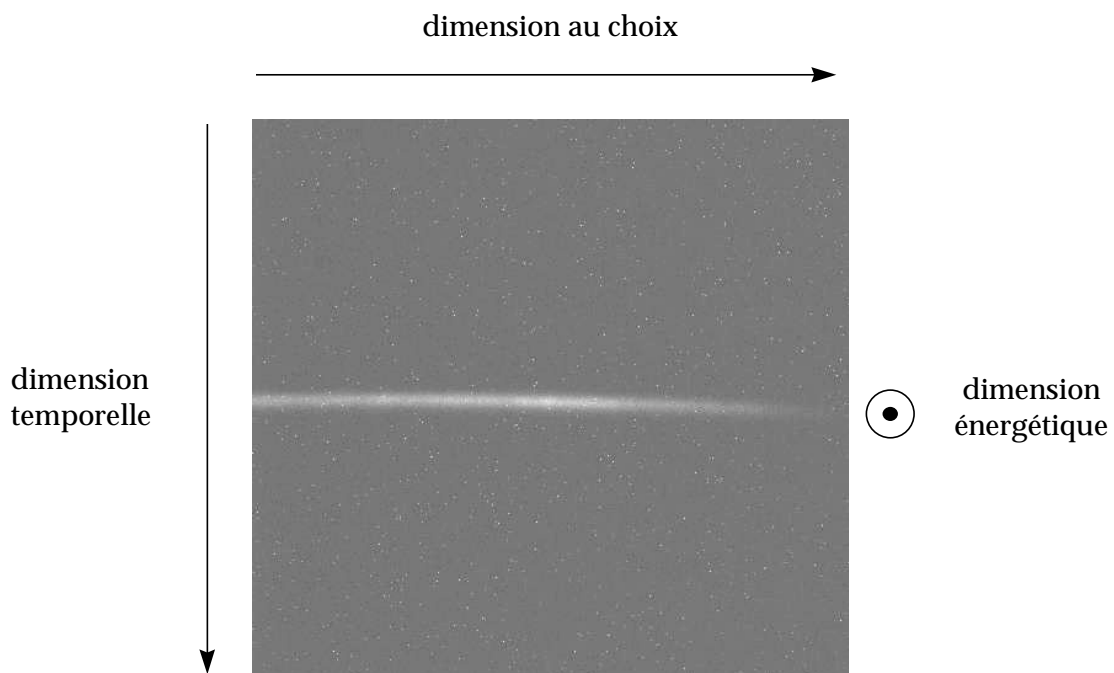


Figure 3.4 : Possibilités offertes par une caméra à balayage de fente

La figure ci-dessus a été obtenue en reprenant directement l'image obtenue sur l'écran à phosphore de la caméra à balayage de fente par une caméra CCD. Sans entrer dans le détail de ces détecteurs CCD, le bruit d'électrons relatif à un pixel est d'environ 20 électrons pour une bonne caméra.

Comme évoqué lors de la description du tube, la sensibilité optimale doit permettre de détecter sur la caméra CCD d'acquisition un électron créé au niveau de la photocathode. Il faut par conséquent que cette électron génère dans le pixel une charge correspondant à un signal au moins double du bruit lié à ce pixel, soit 40 électrons. L'écran à phosphore génère pour un électron environ 500 photons. La transmission optimale d'un système optique par galette de fibres optiques est d'environ 50%. Les 500 photons émis sur un pixel de l'écran à phosphore (1 pixel de l'écran à phosphore mesure $40\mu\text{m} \times 40\mu\text{m}$) sont collectés par plusieurs fibres optiques (diamètre de fibre $6\mu\text{m}$). Or la taille d'un pixel de caméra CCD est en général de $16\mu\text{m} \times 16\mu\text{m}$. Donc un pixel de l'écran à phosphore couvrent 9 pixels de la caméra CCD. En supposant une efficacité quantique de la caméra CCD de 0.8, le rapport signal à bruit de 2 sur les 9 pixels implique environ 450 photons arrivant sur cette caméra. Etant données les pertes de l'imagerie (50%), il faut donc environ 1000 photons par électron émis par la photocathode. Le facteur 2 d'amplification nécessaire est obtenu aisément par un amplificateur de type MCP introduit entre l'écran à phosphore et la caméra CCD.

Il est par conséquent possible d'utiliser la caméra à balayage de fente avec très peu d'électrons par impulsion dans le tube. La partie suivante détaillant les performances et les limitations montre que ce type de fonctionnement à bas niveau est très intéressant pour la résolution temporelle.

3.A.2. Performances et limitations

Après la présentation très générale précédente, concentrons nous dans cette partie sur les performances et les limitations des caméras à balayage de fente ultrarapides. Les caractéristiques instrumentales recherchées pour cet appareil sont :

- une résolution temporelle la plus fine possible (subpicoseconde),
- une très grande sensibilité : idéalement détecter un photon entrant,
- une dynamique la plus élevée possible,
- une linéarité dans les trois dimensions de mesure (énergétique, temporelle, spatiale),
- une grande résolution spatiale.

Plusieurs de ces caractéristiques sont antagonistes. La première caractéristique recherchée dans notre cas est la résolution temporelle. L'analyse des performances temporelles de chaque type de caméra à balayage de fente n'est pas l'objet de ce manuscrit. Je n'évoquerai donc par la suite qu'un éventail de techniques et nous étudierons plus en détail la caméra à balayage de fente Axis Photonics AXIS-PX montrée sur la figure ci-dessous :



Figure 3.5 : Caméra à balayage de fente AXIS

Cette caméra a été développée par J-C. Kieffer et C.-Y. Côté de l'INRS à Montréal en collaboration avec Photonis (ce produit commercial correspond à la caméra PX1 de l'INRS développée avec un tube de Photonis ([Bourty 1982], [Girard 1984], [Mens 1990])). C'est actuellement la caméra ayant le meilleur compromis résolution (700fs pour la caméra X) et dynamique.

L'étude détaillée des performances de cette caméra fera apparaître les antagonismes entre, par exemple, la résolution temporelle et la dynamique.

3.A.2.a) Résolution spatiale

La résolution spatiale correspond à la résolution de la caméra dans la direction perpendiculaire à la direction de balayage. Cette dimension est utilisée par exemple pour résoudre le signal spectralement avec l'utilisation d'un prisme. Dans ce cas, la résolution spatiale correspond à la résolution spectrale. Sur la caméra AXIS PX, elle est de $40\mu\text{m}$ sur une excursion de 15mm.

Seules les aberrations électroniques limitent à la fois la linéarité et la résolution comme le montre la courbure sur une image d'impulsion ultrabrève (figure 3.4 p.51).

3.A.2.b) Linéarités

La linéarité sur chacune des dimensions est une propriété essentielle pour l'exploitation quantitative des mesures de cet instrument. Nous venons d'évoquer que la linéarité sur le profil spatial en mode de balayage est détériorée par une courbure liée aux aberrations de l'optique électronique. La linéarité sur la dimension énergétique dépend directement de la linéarité de la photocathode et de la réponse de l'écran à phosphore. A faible niveau, cette linéarité est excellente. A fort niveau, en revanche des effets de saturation peuvent se manifester. De plus, des effets de charge d'espace diminuant la résolution temporelle sont en général visibles en même temps que la saturation.

La linéarité sur la dimension temporelle est directement due à la linéarité de la rampe de tension. Il convient par conséquent de vérifier cette linéarité expérimentalement. La résolution picoseconde nécessaire à cette mesure implique d'utiliser la caméra à balayage de fente elle-même. Nous verrons dans la partie expérimentale la mesure de cette linéarité.

3.A.2.c) Résolution temporelle

Les caméras à balayage de fente commerciales courantes permettent d'obtenir des résolutions en utilisation mono coup de 1 à 2ps notamment dans la gamme spectrale des

rayons X du keV ([Murnane 1990], [Kieffer 1996]). Plusieurs techniques ont été utilisées pour améliorer la résolution temporelle parmi lesquelles on peut citer l'utilisation d'une tension pulsée sur la photocathode [Shepherd 1995], des optiques électroniques magnétiques [Chang 1996], un système de déflexion sinuex [Cheng 2003] ou des optiques électroniques bilamellaires [Gallant 1997]. La meilleure résolution obtenue actuellement [Gallant 2000] est de 350fs (estimée par le temps de montée, "Rise time"), démontrée en mono coup, en utilisant la caméra X à balayage de fente PX1 avec des rayons X du keV et une photocathode pulsée à 250kV/cm. Cependant, la dynamique de la caméra est énormément réduite quand la résolution temporelle est augmentée en monocoup. Dans ce qui suit, nous discutons les principaux paramètres qui affectent cette résolution temporelle.

Les paramètres plus importants sont les limites dues à l'image statique de la fente d'entrée t_s , la dispersion du temps de vol des électrons t_{pk} et la charge d'espace qui entraîne un élargissement causé par la répulsion coulombienne t_{sc} (réf. [Bourty 1982],[Côté 1998]).

La contribution de l'image statique est définie par la largeur à mi-hauteur (FWHM « Full Width at Half Maximum ») de la réponse impulsionnelle spatiale (LSF « Line Spread Fonction ») de l'image de sortie divisée par la vitesse de balayage v : $t_s = \frac{LSF_{FWHM}}{v}$. Cette contribution est due à la charge d'espace (les électrons se repoussant entre eux, il est impossible de tous les focaliser en un point), et aux aberrations des optiques électroniques. Elle est diminuée par l'augmentation de la vitesse de balayage. Elle est donc contrôlable par l'intermédiaire de la rampe de balayage.

La dispersion du temps de vol des électrons provient principalement de la région d'extraction (entre la photocathode et l'électrode accélératrice). Elle est causée par la dispersion secondaire d'énergie des photoélectrons émis qui dépend de l'énergie des photons, du matériau de la photocathode et du champ électrique d'extraction. En effet, un électron s'extirpant de la photocathode peut conserver une énergie cinétique non nulle. Cette vitesse non nulle varie en intensité et en direction, ce qui modifie le temps de vol de l'électron entre son départ de la photocathode et son arrivée entre les plaques de déflexion de la caméra. Elle s'exprime par :

$$t_{pk} \approx 2 \sqrt{\frac{m_e V}{q}} \frac{\left[\sqrt{(E_0 + \Delta kT / 2)} - \sqrt{(E_0 - \Delta kT / 2)} \right]}{V/L} \approx \frac{3 \cdot 10^{-8} \left[\sqrt{(E_0 + \Delta kT / 2)} - \sqrt{(E_0 - \Delta kT / 2)} \right]}{E_{\text{extraction}}},$$

où m_e est la masse d'un électron, q sa charge, V la tension d'extraction, L la distance entre la photocathode et l'électrode d'accélération, E_0 est l'énergie moyenne des photoélectrons (en eV), ΔkT est la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la dispersion secondaire d'énergie (en eV) et $E_{\text{extraction}} = V/L$ est le champ d'extraction en V/cm. Dans le cas typique des photocathodes où $E_0 = \Delta kT/2$ avec une tension proche de la tension de claquage du vide (70kV/cm soit $V=15\text{kV}$ et $L=0.3\text{cm}$), la dispersion du temps de vol devient: $t_{pk} \approx \frac{3 \cdot 10^{-8} \sqrt{\Delta kT}}{E_{\text{extraction}}}$.

Au delà de 70kV/cm, le champ induit un claquage qui détruit la photocathode. Habituellement, la caméra Axis PX fonctionne avec un champ d'extraction fixe de 55kV/cm. On obtient alors pour la dispersion du temps de vol: $t_{pk} = 430\text{fs}$.

Sa valeur minimale pour la caméra PX1, utilisant une photocathode d'iodure de potassium (0.61eV FWHM de la dispersion secondaire d'énergie) et un champ d'extraction pulsé très fort ($\approx 200\text{kV/cm}$) est de 120fs. A ce niveau de champ d'extraction, la dispersion de temps de vol est alors due à la partie en aval de l'extraction. Pour éviter tout claquage au niveau de la photocathode, ce champ d'extraction n'est possible que sous la forme d'une impulsion de tension. Pour l'accumulation des mesures, le problème de l'impulsion de tension est alors d'obtenir une très grande stabilité coup à coup.

Les effets de charge d'espace influent sur la résolution temporelle (via une durée t_{sc}) lorsque la densité de charge est trop grande sur une durée importante, c'est à dire au niveau de la photocathode ou dans la partie de focalisation du tube. Ces effets sont compliqués à évaluer et dépendent de la géométrie des optiques électroniques [Siwick 2002]. On notera que ce terme est directement lié au nombre d'électrons. Pour le diminuer, il faut avoir moins d'électrons simultanément dans le tube.

La résolution temporelle du tube est estimée comme étant la somme quadratique de ces trois facteurs considérés indépendants: $\Delta \tau = \sqrt{t_s^2 + t_{pk}^2 + t_{sc}^2}$. Pour améliorer la résolution il faut donc minimiser ces trois contributions.

Pour diminuer les aberrations pouvant détériorer l'image, particulièrement les photoélectrons hors axe optique qui ont des trajectoires compliquées, le tube P860 utilise une géométrie bilamellaire pour l'imagerie électronique. Une anode d'ouverture très réduite ne transmet que les photoélectrons paraxiaux. Dans ce cas, la focalisation sur l'axe temporel est

très nettement améliorée mais au dépend d'une forte réduction du signal. Ceci couplé avec un balayage rapide permet de réduire la contribution de la largeur de l'image statique t_s en conservant une bonne résolution spatiale, mais au détriment de la sensibilité et de la dynamique.

Les limitations, en terme de résolution temporelle d'une caméra à balayage de fente, proviennent ainsi principalement :

- du champ électrique d'extraction limité par le claquage de la photocathode,
- de la focalisation des photoélectrons créant ainsi une charge d'espace qui par répulsion coulombienne élargit l'impulsion d'électron,
- des aberrations de l'imagerie électronique.

En utilisant une tension pulsée sur la photocathode, on peut diminuer l'élargissement à 120fs. La trace statique correspond à 200fs avec un balayage de 6ps/mm. La résolution mono coup mesurée est de 600fs (FWHM). Le paramètre limitant devient alors le terme de charge d'espace : $t_{sc}=350fs$. Ce terme ne peut être diminué que de deux façons :

- diminuer le nombre d'électrons par impulsions dans le tube,
- éliminer tout point de rassemblement des charges.

La première solution est directement exploitable mais elle contribue avec la limitation de l'ouverture de l'anode à diminuer le signal. La sensibilité et la dynamique sont alors très fortement altérées. Pour les augmenter, il faut accumuler les mesures.

La seconde solution implique une complexité accrue des optiques électroniques et est en contradiction avec la largeur de l'image statique. De plus elle nécessite une nouvelle mise au point du tube.

3.A.2.d) Sensibilité

La sensibilité de l'instrument est définie comme étant la puissance minimale du signal optique détectable que l'on peut exprimer en photons. Idéalement, la caméra à balayage de fente devrait permettre de mesurer chaque photon créant un électron sur la photocathode. Comme nous venons de le voir dans la partie précédente, la sensibilité est diminuée au profit de la résolution temporelle, en particulier par la réduction d'ouverture due à la fente étroite de l'électrode accélératrice.

La photocathode émet environ 0.12 électron par photon. La fente suivante laisse passer environ 1/5 des électrons (par approximation de l'angle solide sur le lobe d'émission électronique de la photocathode). Ensuite, chaque électron est détecté sur la caméra CCD si on utilise un amplificateur MCP avec un couplage par galette de fibres optiques. La sensibilité de la caméra est donc approximativement de 40 photons NEP (Noise Equivalent Power). Ce bruit peut être diminué par l'accumulation.

3.A.2.e) Dynamique

La dynamique de la caméra est le rapport entre les signaux maximum et minimum mesurables. Le signal minimum est défini par la sensibilité que nous venons de traiter. Le signal maximum est limité par les effets non linéaires tels que la saturation ou la modification de la résolution.

Dans le cas de la caméra à balayage de fente avec une résolution temporelle optimale, un signal fort est antagoniste d'une grande résolution temporelle à cause du problème de charge d'espace. Plusieurs solutions sont étudiées dans le cadre de la diffraction électronique résolue en temps dont l'utilisation d'une dérive de fréquence électronique pour contrer la dérive de fréquence due à la charge d'espace, le raccourcissement au maximum de la longueur de propagation des électrons (moins de quelques centimètres). Cependant ses solutions sont complexes et nécessitent une modification du tube cathodique.

Le plus simple est d'accumuler les électrons dans la caméra CCD et non dans le tube, diminuant ainsi la charge d'espace. Il est alors possible de combiner une grande sensibilité, une grande dynamique (limitée par celle de la caméra CCD) et une résolution temporelle optimale.

3.A.3. Nécessité de synchroniser et d'accumuler

La partie précédente démontre que pour augmenter la dynamique et la sensibilité sans détérioration de la résolution temporelle, il faut accumuler des signaux. Le rapport signal à bruit augmente comme la racine carrée du nombre d'accumulations. En accumulant 400 ou

40000 signaux, on obtient un gain de 20 ou de 200 ce qui correspond à 40s d'accumulations sur une expérience menée avec un laser 10Hz ou 1kHz respectivement.

Les limitations de dynamique sont directement résolues par l'accumulation.

De plus pour augmenter la résolution temporelle, il semble que le facteur limitant actuel et le moins contrôlable soit le problème de charge d'espace. Dans le cas extrême d'un seul électron dans le tube, ce problème disparaît complètement. Il est par conséquent intéressant de diminuer à chaque coup le nombre d'électrons et de reconstituer le signal par l'accumulation de nombreux coups.

L'accumulation du signal est donc primordiale. Le principal problème est la synchronisation du balayage par rapport à l'événement à mesurer. Si la synchronisation est imparfaite il faudra utiliser un repositionnement du signal par l'utilisation d'une référence :

La référence temporelle est un signal court clairement identifiable, par exemple dans le cas de mesure de fluorescence, une fraction du signal laser d'excitation. A la première acquisition, on repère la position du signal de référence sur l'écran. Puis pour toutes les images suivantes il faut recalculer le signal de référence sur cette position.

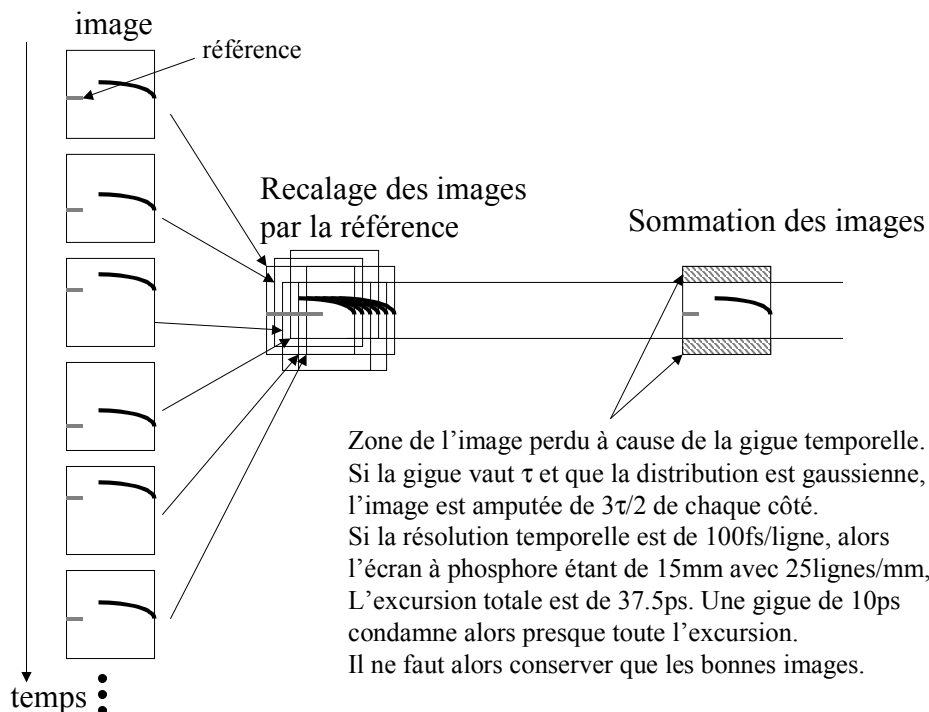


Figure 3.6 : Principe d'accumulation par traitement d'image et référence temporelle, illustration de la diminution d'excursion temporelle.

Cette solution est a priori implantable pour les systèmes à faible taux de répétition pour lesquels le temps de ces calculs de recalage reste raisonnable. Il faut cependant noter que le recalage exige un signal sur bruit suffisant pour l'impulsion de référence et que la génération d'un nombre élevé d'électrons détruit la résolution temporelle comme discuté plus haut.

Pour les systèmes à taux de répétition plus rapide (kHz), le traitement pour recalculer l'image devient de toute manière inenvisageable. De plus, l'écran à phosphore (suivant les types de phosphore) a une rémanence comprise entre 0.22ms et 2ms. Ce qui signifie que 90% des photons sont émis pendant ce temps. Des photons peuvent ainsi être émis pendant l'acquisition de l'image suivante, ce qui peut générer un signal parasite non négligeable.

Par ailleurs, comme le montre l'exemple de la figure 3.6, la présence d'une gigue temporelle conduit à une perte effective d'excursion temporelle.

Il est donc hautement préférable de travailler dans des conditions où la gigue temporelle est négligeable. La partie suivante présente une solution au problème de synchronisation avec le laser: un générateur de rampe de balayage haute-tension synchronisée avec une gigue temporelle subpicoseconde sur l'impulsion laser ultrabrève.

3.B Système de balayage sans gigue temporelle

Un générateur de balayage typique doit produire une rampe de tension linéaire d'au moins 1kV. Comme il y a deux plaques de déflexion, chaque plaque reçoit une rampe de tension d'au moins 500V.

Le schéma général correspondant à la synchronisation d'une caméra à balayage de fente avec un laser titane saphir amplifié est le suivant:

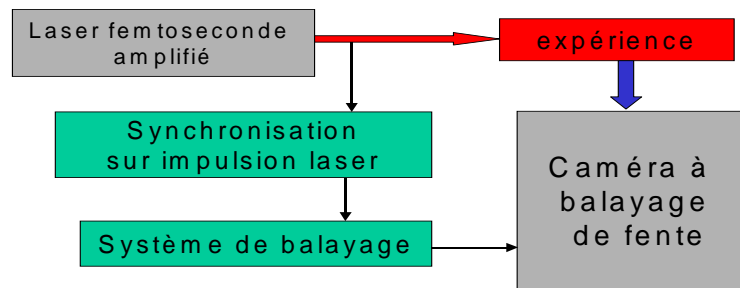


Figure 3.7 : schéma du montage expérimental d'une mesure avec laser amplifié et caméra à balayage de fente.

3.B.1. Problèmes de la synchronisation électronique et concept du balayage par photoconducteur

Les performances obtenues par les divers systèmes de balayage commerciaux sont similaires, c'est à dire un jitter de l'ordre de 10ps rms (« Root Mean Square » c'est à dire écart type). Le jitter indiqué ici est le jitter intrinsèque du système de balayage. Ce système doit être déclenché environ 30ns avant la génération de la rampe et toute gigue temporelle complémentaire sur la synchronisation du système de balayage s'additionne quadratiquement pour donner la gigue temporelle finale.

La limite technologique de 10ps rms est liée à l'utilisation de transistors à avalanche qui est la seule technologie existante combinant les hautes tensions et les vitesses de commutation désirées. Le processus d'avalanche dans le semiconducteur génère par collisions à partir de porteurs libres beaucoup d'autres porteurs libres. Le démarrage de ce processus est aléatoire ce qui conduit à une contribution intrinsèque à la gigue temporelle. On ne voit pas de changement de conception qui pourrait réduire cette gigue par un facteur important dans un proche avenir.

Cette gigue temporelle est clairement trop élevée pour permettre des expériences en accumulation dans une gamme subpicoseconde. La solution est de générer directement la rampe haute-tension de balayage par un dispositif commandé physiquement par l'impulsion laser elle-même. Cette idée initialement proposée au début des années 1980 par G.Mourou et W. Knox [Knox 1980], n'a pas été finalisée rapidement. Le dispositif le plus approprié est un commutateur optique à semiconducteur (« PCSS » en anglais pour « Photoconductor Semiconductor Switch »). L'avantage du commutateur photoconducteur à semiconducteur est que la commutation d'un tel dispositif par une impulsion laser n'est pas aléatoire. Les temps

de réponse sont liés au circuit électrique et donc déterministes. On écarte par conséquent les dispositifs semiconducteurs déclenchés optiquement utilisant l'avalanche pour augmenter la sensibilité. Leur gigue temporelle intrinsèque est en effet du même ordre de grandeur que les système à avalanche tout électronique (supérieur à 10ps rms). Le photoconducteur considéré par la suite, fonctionne donc toujours dans le régime linéaire.

Le schéma expérimental envisagé est alors :

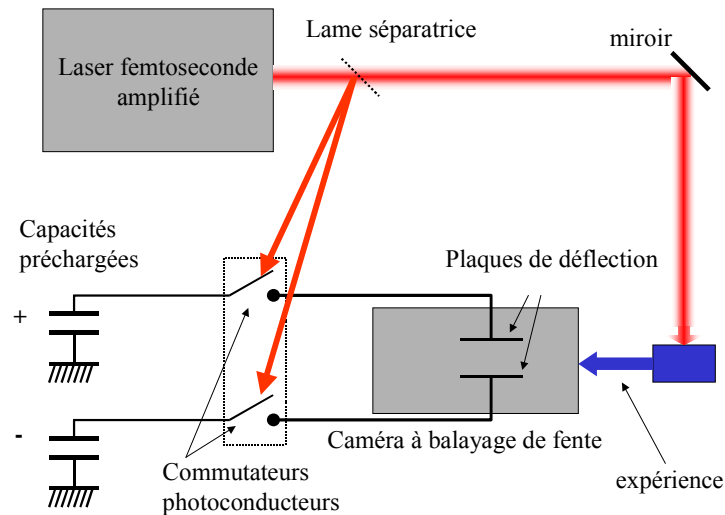


Figure 3.8 : schéma de fonctionnement avec commutateur photoconducteur

L'impulsion laser prélevée du faisceau principale par la lame séparatrice commute le photoconducteur. La capacité pré chargée se décharge alors dans la capacité des plaques de déflexion. La rampe haute tension générée est a priori parfaitement synchronisée sur l'impulsion la déclenchant. La vitesse de la rampe de haute tension est a priori directement proportionnelle à la capacité des plaques de déflexion et à l'impédance de la ligne. Le composant clé de ce système de balayage est le commutateur photoconducteur. Il doit permettre de commuter une tension relativement importante de façon rapide avec une fraction seulement de l'énergie du laser.

L'élaboration du photoconducteur nécessite de choisir le matériau et la technologie utilisée. La partie suivante explicite ces choix. Ensuite, l'étude du photoconducteur dans le cadre de son utilisation pour le système de balayage permettra de comprendre sa physique plus en détail. Enfin le système de balayage réalisé sera présenté et étudié dans la dernière partie.

3.B.2. Choix du photoconducteur et du matériau

Le choix du dispositif de commutation, un photoconducteur, provient de la possibilité dans ce type de dispositif de l'utiliser directement avec des hautes tensions et en déclenchement direct. Les porteurs créés dans le semi-conducteur sont directement utilisés pour la commutation. En théorie, avec une impulsion optique de déclenchement parfaite, aucune gigue temporelle autre que celle inhérente à la création des porteurs n'intervient. De plus la grande simplicité du photoconducteur permet d'en appréhender complètement la physique. La figure ci-dessous représente un photoconducteur tel que celui utilisé par Mourou et Knox ([Knox 1980]):

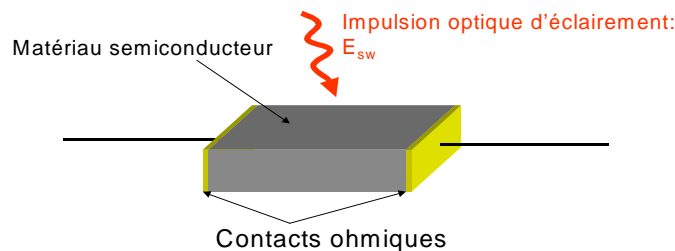


Schéma électrique équivalent:

$$R = f(E_{sw}) = \alpha(\Omega \cdot \mu J) / E_{sw}(\mu J)$$

Figure 3.9 : schéma d'un photoconducteur et équivalent électrique (R est la résistance du photoconducteur, α sa sensibilité)

Dans l'application de commutation haute-tension, on désire :

- un très grande résistance dans le noir (« Dark resistance »): pour éviter tout problème de précharge des plaques de déflexion,
- une grande sensibilité ($\alpha(\Omega \cdot \mu J)$ petit): pour être utilisable avec de faibles énergies de l'impulsion optique de déclenchement,
- une très bonne tenue à la haute tension.

Le photoconducteur choisi par G.Mourou et W.Knox était un photoconducteur à base de silicium intrinsèque. Le caractère intrinsèque d'un matériau semi-conducteur signifie l'absence de dopage et plus précisément l'absence d'impuretés. La résistance du matériau dans le noir est alors définie par la largeur de la bande d'énergie interdite (« Energy Band

Gap »). A cette époque, le silicium intrinsèque avait été démontré comme pouvant commuter avec une gigue temporelle faible des tensions allant jusqu'à 10kV, en particulier par D.H.Auston [Auston 1975] (d'où l'appellation commune de ce dispositif comme « Auston switch »). Mais ce matériau est-il le candidat idéal pour la commutation optique de haute tension utilisant des lasers ultrabrefs à 800nm ?

L'analyse présentée ici est très fortement inspirée du travail de thèse de F.Lacassie [Lacassie 1996], et du livre de A.Rosen et F.Zutavern [Rosen]. Il faut cependant préciser que l'analyse est faite ici pour des impulsions optiques de déclenchement issues de laser titane saphir et donc à 800nm, alors que les deux références précédentes ne considèrent que des lasers impulsionnels Nd :YAG à 1064nm ou doublé (532nm).

Le paramètre le plus limitant dans notre cas, est la sensibilité. En effet, on ne peut prélever qu'une petite partie du signal pour déclencher le système de balayage (<10%), le reste étant utilisé pour l'expérience elle-même. Les lasers 1kHz actuel délivrent environ 1mJ, on peut donc prévoir d'utiliser environ 100µJ pour déclencher le système. De plus, seul le fonctionnement linéaire du photoconducteur nous intéresse.

La tenue en tension doit permettre de commuter des tensions de 4kV.

On se limite à deux matériaux, couramment disponibles et dont la technologie est reproductible et bien maîtrisée :

- le silicium intrinsèque,
- l'arséniure de gallium (GaAs) semi-isolant.

Ce faisant, on élimine des solutions plus ou moins exotiques comme le diamant, SiC, etc.

Le caractère isolant des deux matériaux envisagés est très différent. Le silicium intrinsèque est un matériau très pur et structurellement parfait, donc sans états d'énergie dans sa bande interdite. Son caractère isolant provient de la faible densité de porteurs libres intrinsèques.

Pour l'arséniure de gallium, même le matériau le plus pur n'a pas un comportement intrinsèque. La très grande résistance de l'Arséniure de Gallium semi-isolant provient d'un blocage du niveau de Fermi en centre de la bande interdite par des niveaux d'énergie extrinsèques. Des défauts cristallins, en particulier de l'Arsenic excédentaire en position

Gallium, créent des niveaux profonds en milieu de bande interdite appelés « Electron Level Number 2 » ou « EL2 ». La très grande résistance du matériau est alors due au piégeage des porteurs libres. On peut délibérément augmenter ces défauts de stœchiométrie, comme c'est le cas pour l'Arséniure de Gallium dit basse température (LT GaAs). Mais le temps de recombinaison des porteurs libres créés par l'impulsion laser de déclenchement est alors réduit entre 1ps et 100ps. La très grande densité de défauts piège les porteurs alors trop vite pour notre application où la rampe haute tension doit être de l'ordre de la nanoseconde. Un bon optimum est alors le matériau brut sans ajout délibéré de pièges, sa résistance dans le noir est suffisante ($10^8 \Omega \cdot \text{cm}$).

La résistance dans le noir (traduisant le caractère isolant de ces deux matériaux) doit éviter une pré charge des plaques de déflexion. En effet, le photoconducteur doit avant tout supporter la tension de pré charge. Il doit également éviter un emballement thermique. Supposons que la tension appliquée au photoconducteur soit continue. Les photoconducteurs sont utilisés à température ambiante. Si le photoconducteur commence à conduire faiblement le courant, alors il s'échauffe par effet Joule. Cet échauffement entraîne l'augmentation de la population de porteurs libres créés thermiquement. La résistance du matériau à cet endroit diminue. Le courant augmente ce qui augmente l'échauffement. C'est l'emballement thermique qui peut aboutir à la destruction du matériau.

Cet emballement a lieu dans le silicium intrinsèque et sa constante de temps est de l'ordre de quelques microsecondes.

Dans l'arséniure de gallium, il n'y a pas d'emballement thermique mais des oscillations apparaissent sous forte tension avec une constante de temps de l'ordre de la microseconde (cf. [Lacassie 1996]).

Dans les deux cas, il est donc nécessaire d'utiliser une tension de charge pulsée. En revanche, l'Arséniure de Gallium semi-isolant est environ 1000 fois plus résistant dans le noir ce qui à dimensions de commutateur égales assure un plus faible courant de fuite et donc moins de problème de pré charge dans le noir.

Les deux matériaux ont été utilisés dans des expériences de commutations de tension supérieure à 10kV. La tenue en tension ne semble donc pas être un critère de choix du matériau.

Enfin, le paramètre le plus important dans notre application est la sensibilité. La résistance du photoconducteur pour une illumination uniforme ultrabrève de 1μJ (la durée d'impulsion optique est très inférieure au temps de vie des porteurs) s'exprime par :

$$R_{sw} \approx \frac{l^2}{(\sigma_0 + \eta q \mu \Delta n_p^s)}$$

où l est la distance inter électrodes, σ_0 est la conductivité dans le noir ($\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$), η l'efficacité quantique, q la charge élémentaire ($1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}$), μ la mobilité des porteurs ($\mu = \mu_e + \mu_h$ où μ_e mobilité des électrons, μ_h mobilité des trous) ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), Δn_p^s est le nombre de photons incidents pour 1μJ : $\Delta n_p^s \approx 4 \cdot 10^{12}$ photons .

Comme les matériaux considérés ont une très grande résistivité dans le noir, la résistance du

photoconducteur se simplifie : $R_{sw} \approx \frac{l^2}{\eta q \Delta n_p^s} \frac{1}{\mu}$.

La seule grandeur différenciant les deux matériaux intervenant dans la sensibilité est la mobilité des porteurs. Plus la mobilité est importante et plus la sensibilité augmente. L'arséniure de gallium ayant une mobilité supérieure à celle du silicium semble plus adapté.

De plus, la technologie des systèmes lasers femtosecondes évoluent vers des taux de répétition de plus en plus élevés. Or le silicium intrinsèque à une constante de temps de recombinaison de l'ordre de plusieurs dizaines de microsecondes. Il ne peut donc permettre des utilisations à des taux de répétition de 10kHz ou plus. Pour l'arséniure de gallium semi-insolant, la constante de temps est de l'ordre de quelques nanosecondes, le problème du taux de répétition ne se pose donc pas.

Le tableau ci-dessous réunit les données [Sze] et applications numériques pour les deux matériaux :

Matériau	Si (Silicium)	GaAs (Arséniure de Gallium)
type	intrinsèque $n_i \approx 10^{12} \text{cm}^{-3}$	semi-insolant $n_i \approx 10^8 \text{cm}^{-3}$
μ mobilité ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)	1500	8500
$R_{\text{dark}} = 1/\sigma_0$, résistivité dans le noir ($\Omega \cdot \text{cm}$)	$2.3 \cdot 10^5$	10^8

η efficacité quantique	1	1
Résistance pour 1 μ J uniforme et distance inter électrodes=2mm	40Ω.μJ	7Ω.μJ

Tableau 3.1: comparaison de la sensibilité et de la résistance dans le noir pour le silicium intrinsèque et l'arséniure de gallium.

L'arséniure de gallium semi-isolant est donc plus de 5 fois plus sensible . Il est a priori le meilleur candidat.

3.B.3. Etude du photoconducteur GaAs semi-isolant

J'étudie dans cette partie le photoconducteur et sa conception.

En introduction, je rappelle ici la conception et la physique relative au photoconducteur. Je détaillerai ensuite différents points sensibles du dispositif en comparant les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux.

3.B.3.a) Rappels et étude théorique

La géométrie du photoconducteur le plus simple est représentée sur la figure ci-dessous définissant les paramètres géométriques :

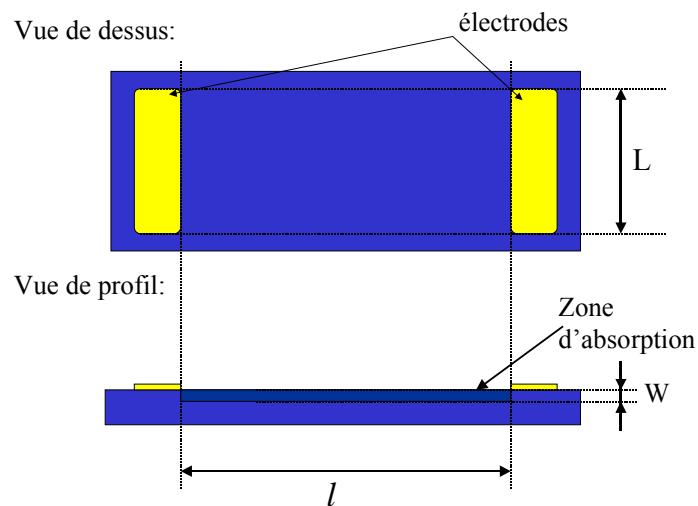


Figure 3.10 : géométrie simple du photoconducteur

Le tableau 3.2 suivant réunit certaines des propriétés physiques utiles de l'Arséniure de Gallium(réf. [Sze]) :

Concentration intrinsèque de porteurs à 300K , N_i (cm^{-3})	10^8cm^{-3}
Constante diélectrique relative : ϵ_r	13.1
Densité effective dans la bande de conduction, N_c (cm^{-3})	$4.7 \cdot 10^{17}$
Densité effective dans la bande de valence, N_v (cm^{-3})	$7.0 \cdot 10^{18}$
Energie de la bande interdite (eV) à 300K, E_g	1.424
Résistance intrinsèque ($\Omega \cdot \text{cm}$)	10^8
Temps de vie des porteurs minoritaires (s)	10^{-8}
Mobilité ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) : électrons μ_N	quelques milliers
trous μ_P	400
Longueur d'absorption à 800nm (1.55eV) (α en cm^{-1})	10^4

Tableau 3.2 : propriétés physiques de l'Arséniure de Gallium.

Un photon incident sur le photoconducteur génère une paire électron/trou dans l'épaisseur du photoconducteur suivant la probabilité définie par le rendement quantique η . Le rendement quantique correspond au produit du rendement quantique intrinsèque η_i par la transmission η_0 de la lumière dans le matériau semi-conducteur : $\eta = \eta_0 \times \eta_i = 1 \times (1 - e^{-\alpha W}) = 1$ où α est la longueur d'absorption, W l'épaisseur du semi-conducteur, et $\eta_0 \approx 1$ car le photoconducteur est recouvert d'un traitement antireflet. On considère pour l'instant que l'impulsion optique de déclenchement est infiniment courte et sans défaut. Son éclairement est supposé uniforme et vaut E_L (J/cm^2).

Le taux de génération $G_{op}(\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1})$ est donné par la relation ^[Rosencher] : $G_{op}(z) = \alpha F_{ph} e^{-\alpha z}$ avec z direction selon l'épaisseur du matériau et F_{ph} le flux photonique incident. Les porteurs ainsi créés peuvent se recombiner ou être balayés par le champ électrique appliqué au photoconducteur. L'équation d'évolution des populations de porteurs est donc en considérant le nouveau terme de recombinaison :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = G_{op}(z) - \frac{\Delta N}{\tau_N} + \frac{1}{q} \frac{\partial J_N}{\partial z},$$

où τ_N est les temps de vie des porteurs, J_N la densité de courant.

L'impulsion optique est considérée comme infiniment courte. L'évolution de la population

$$s'exprime très simplement par : \Delta N(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0 \\ \Delta N_{initial} e^{-t/\tau} & \text{si } t \geq 0 \end{cases},$$

où $\Delta N_{initial}$ est le nombre de porteurs initialement créés.

Comme la résistivité dans le noir est très grande ($>10^8 \Omega \cdot \text{cm}$), la résistance du photoconducteur se déduit directement de la population des porteurs libres (comme nous l'avons déjà vu lors de la comparaison avec le silicium intrinsèque) :

$$R_{sw}(t) \approx \frac{l^2}{(q\mu\Delta N(t))}.$$

Cette équation très simple montre la dépendance directe avec la mobilité, l'écart inter électrodes et le nombre de porteurs libres assurant la conduction. Donc pour optimiser le fonctionnement du photoconducteur (résistance la plus faible possible), il faut :

- 1) minimiser l'écart inter électrodes,
- 2) avoir la plus grande mobilité,
- 3) générer le plus de porteurs possibles,
- 4) conserver le plus grand nombre de porteurs libres, c'est à dire avoir la recombinaison la plus faible possible.

1) Comment minimiser l'écart inter électrodes ?

L'écart inter électrodes dépend essentiellement de la tenue à la haute-tension de précharge avant le déclenchement. Considérons une tension typique dans le noir aux bornes du photoconducteur de 4kV. Des champs limites de claquage sont données dans le tableau suivant :

matériau	air	GaAs
champs de claquage	10-30kV/cm	200kV/cm théorique 50-100kV/cm expérimental (réf[Lacassie 1996], [Rosen], [Pocha 1990])

Tableau 3.3 : champs de claquage des “matériaux” utilisés

Afin de s’assurer de la non détérioration du photoconducteur, on doit se limiter à 50kV/cm maximum. De plus par soucis de simplicité du montage et comme je l’explique dans la partie consacrée au claquage, pour obtenir une longue durée de vie du composant, on se limitera à 30kV/cm (seuil de claquage dans l’air). Par conséquent l’espace inter électrodes pour tenir 4kV sera de 1.5mm à 2mm.

2) L’espace inter électrodes fixe donc le champ électrique appliquée au photoconducteur. Le choix de l’Arséniure de Gallium est fait pour optimiser la mobilité des porteurs. Mais la mobilité est également dépendante du champ appliqué pour ce matériau. Sans entrer dans les détails, la vitesse des électrons augmente avec le champ pour atteindre une valeur maximale ($v_{\max} \approx 2 \cdot 10^7$ cm/s) pour un champ de l’ordre de 3kV/cm, puis diminue dans la zone nommée zone à conductivité différentielle négative pour tendre finalement vers la vitesse dite de saturation ($v_{\text{sat}} \approx 10^7$ cm/s). Donc si on veut exploiter la grande mobilité de l’Arséniure de Gallium, il faut essayer de limiter le champ électrique appliqué aux électrons. Ceci dépend du circuit électrique entourant le photoconducteur.

3) Le troisième paramètre physique à optimiser est le nombre de porteurs libres. Pour une énergie d’impulsion optique à 800nm, le nombre de porteurs initialement générés est donné par l’efficacité quantique. Avec un traitement antireflet et une épaisseur de semiconducteur supérieur à 10 μ m, le rendement quantique est environ 1, c’est à dire qu’un photon crée une paire électron/trou. De plus la géométrie des électrodes du photoconducteurs doit également correspondre le plus possible à la tâche d’éclairement. Ceci permet en effet d’utiliser un minimum d’optique de mise en forme et donc de limiter les pertes optiques.

4) Une fois cette paire créée, elle peut soit participer à la conduction, soit disparaître par un processus de recombinaison. Donc pour optimiser la sensibilité du photoconducteur, il faut diminuer au maximum la vitesse de recombinaison. Plusieurs processus de recombinaison prennent place dans l'Arséniure de Gallium :

- a) recombinaisons radiatives: les électrons et les trous se recombinent en émettant un photons,
- b) recombinaisons par effet Auger: un électron et un trou se recombinent en transférant le surplus d'énergie sur un troisième porteur libre (électron ou trou),
- c) recombinaisons par pièges: les porteurs se retrouvent piégés sur des impuretés ou des défauts de maille cristalline et se recombinent sur ce piège,
- d) recombinaisons de surface: les porteurs se retrouvent piégés sur des défauts cristallins de surface où ils se recombinent.

Du fait de la très grande mobilité des électrons comparée à celle des trous, on peut supposer initialement que la conduction est assurée par les électrons. Donc seule la population des électrons nous préoccupe.

- a) Le temps de recombinaison de volume ou recombinaison radiative est approché par : $\tau_{\text{pièges}} = (k_d n)^{-1}$,

où k_d est la probabilité de recombinaison radiative directe ($k_d \approx 7.5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$), n est la densité de population. La dépendance est linéaire avec la densité de population et on retrouve un temps de 10ns pour $n \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

- b) Le temps de recombinaison par effet Auger s'approxime par : $\tau_{\text{Auger}} = (Bn^2)^{-1}$,
où B est le coefficient Auger ($B \approx 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$, réf[Bube]). Ce processus devient important ($\tau_{\text{Auger}} < 10\text{ns}$) pour $n > 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

- c) Le temps de recombinaison par pièges s'exprime par : $\tau_{\text{pièges}} = (s_n N_p v_{\text{th}})^{-1}$,
où s_n est la section efficace de capture de l'ordre de 10^{-14} cm^2 ([Lacassie 1996]), N_p est la concentration en pièges (10^{15} cm^{-3}), v_{th} vitesse électronique ($v_{\text{th}} \approx 10^7 \text{ cm/s}$), d'où $\tau_{\text{pièges}} \approx 10\text{ns}$. Ce temps est indépendant de la densité de porteurs.

- d) Le temps de recombinaison de surface est négligé pour l'instant, il sera étudié plus en détail dans la suite. La recombinaison de surface dépend de la qualité de la surface du matériau et n'a pas de dépendance simple directe avec la densité d'électrons.

La courbe ci-dessous représente le temps de recombinaison composite en fonction de la densité d'électrons photo excités :

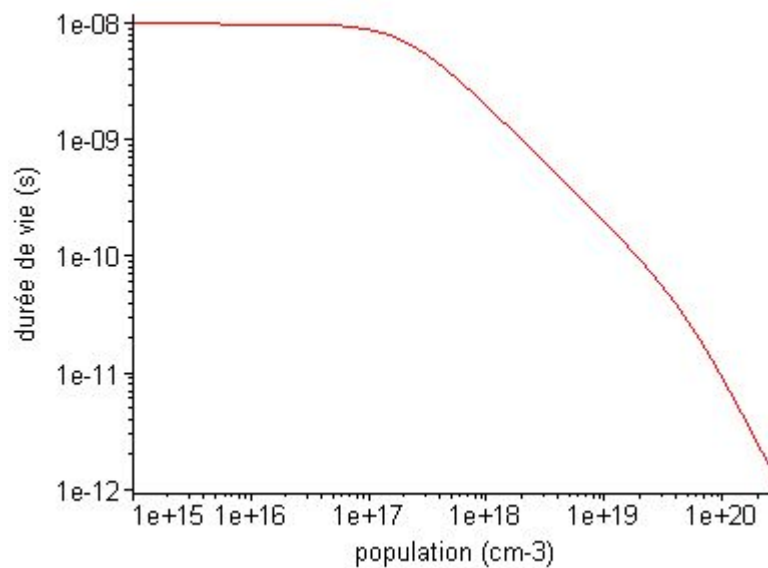


Figure 3.11 : durée de vie des électrons en fonction de leur densité

Il est donc souhaitable de limiter la densité de porteurs en dessous de 10^{17}cm^{-3} .

La géométrie du photoconducteur doit donc permettre d'obtenir une faible résistance avec cette densité de population. L'écart entre électrodes et l'absorption étant déjà fixé, il ne reste que la longueur des électrodes pour obtenir cette densité.

A 800nm, l'absorption se fait sur $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

La distance entre électrodes est fixée par notre critère de tenue en tension sous air et est de 2mm pour tenir 4kV (seuil à 30kV/cm).

On suppose que l'énergie des impulsions d'éclairement est d'environ $10 \mu\text{J}$. En supposant un rendement quantique égale à 1, on obtient $4 \cdot 10^{13}$ électrons. La densité des porteurs est alors

$2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-2}$. Donc pour obtenir une densité inférieure à $4 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$, il faut une longueur d'électrodes d'au moins 5cm.

Afin de simplifier l'éclairement et les pertes optiques liées à la mise en forme du faisceau, ainsi que son implémentation électronique, on utilise un profil interdigité tel que représenté sur la figure ci-dessous :

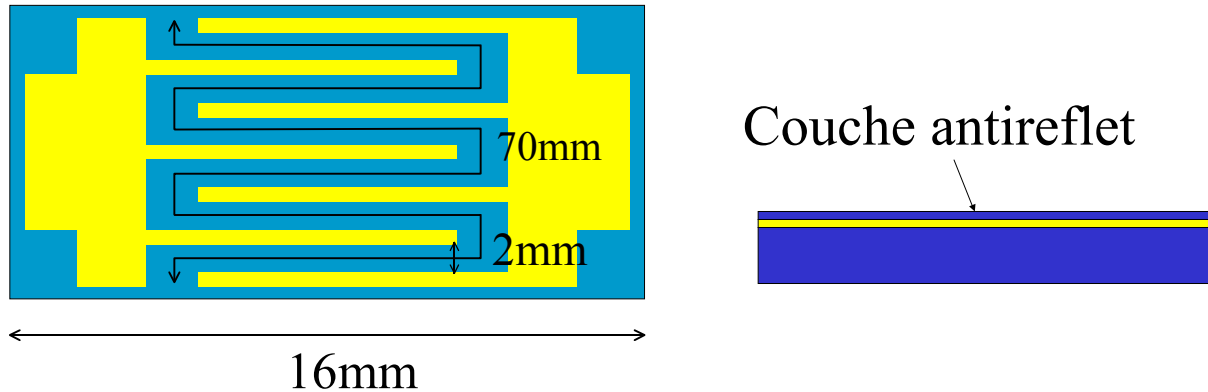


Figure 3.12 : allure du photoconducteur.

Ce profil permet en effet de conserver l'écart inter électrodes constant à 2mm tout en ayant une surface large pour conserver une densité de porteurs inférieure à $4 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$. La couche antireflet contribue également à diminuer les pertes.

3.B.3.b) Mesures expérimentales sur le photoconducteur

3.B.3.b.i) Sensibilité

Le photoconducteur ayant été élaboré, il convient à présent de vérifier sa principale caractéristique pour nous : sa sensibilité.

La mesure de sensibilité correspond à la mesure de la conductivité du photoconducteur en fonction de l'éclairement. La conductivité est déduite de la tension mesurée aux bornes de l'entrée 50Ω d'un oscilloscope sur un montage où le photoconducteur décharge une ligne 50Ω pré chargée. La décharge se fait dans une autre ligne 50Ω elle-même reliée à l'entrée de l'oscilloscope :

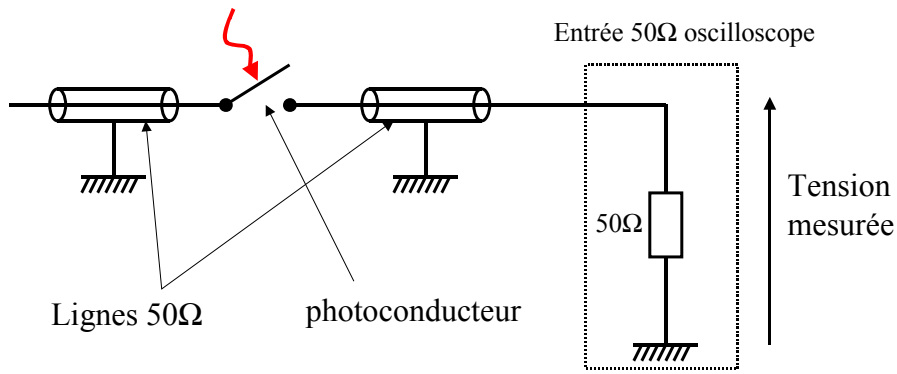


Figure 3.13: montage expérimental de la mesure de sensibilité

La ligne pré chargée (à gauche sur la figure) est très longue pour que la durée de décharge soit grande devant l'évolution de la résistance du photoconducteur que l'on veut mesurer.

La résistance du photoconducteur R_{switch} est alors directement reliée à la tension mesurée par :

$$V_{\text{oscilloscope}} = V_{\text{alim}} \frac{50}{100 + R_{\text{switch}}} \Leftrightarrow R_{\text{switch}} = 50 \frac{V_{\text{alim}}}{V_{\text{oscilloscope}}} - 100,$$

où V_{alim} est la tension d'alimentation (tension de pré charge) et $V_{\text{oscilloscope}}$ la tension mesurée sur l'oscilloscope.

En utilisant un oscilloscope rapide, on obtient la résistance du photoconducteur en fonction du temps. Une trace oscilloscope typique obtenue est :

:

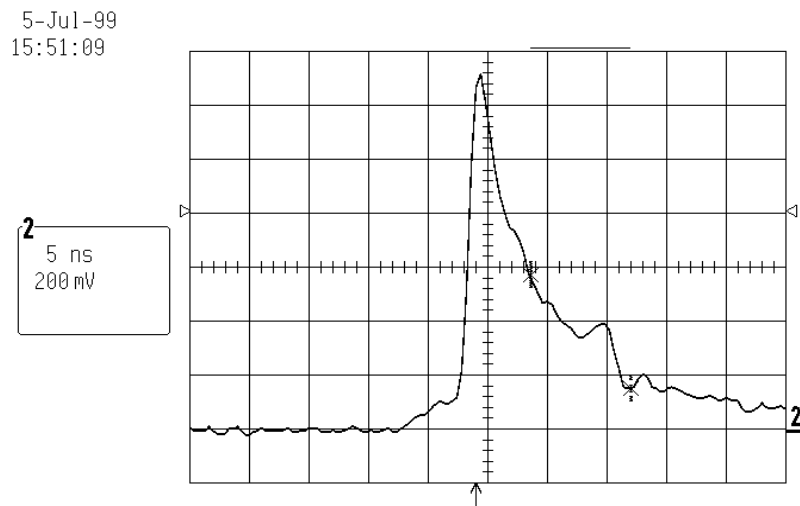


Figure 3.14 : trace oscilloscope lors de la mesure de conductivité du photoconducteur.

De cette courbe et de la connaissance de la tension d'alimentation V_0 , on peut déduire la conductance en fonction du temps :

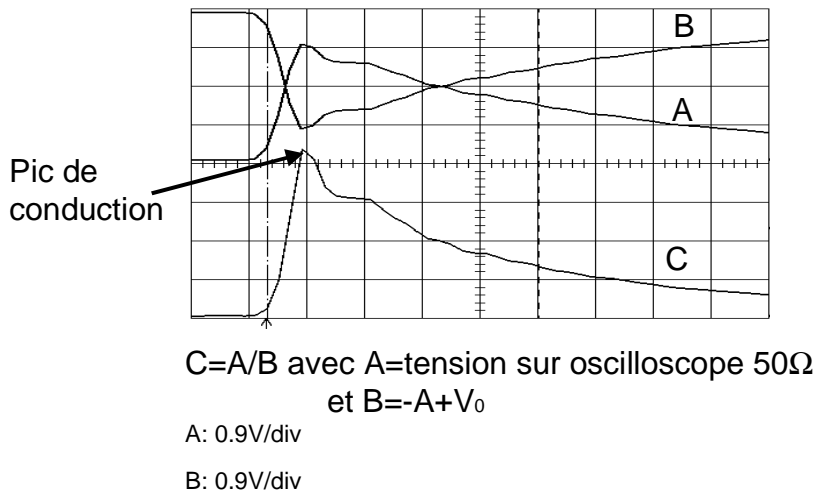


Figure 3.15 : signal de l'oscilloscope (trace A), calcul de la conductance par $C=A/B=$ conductance du photoconducteur où $B=-A+V_0$.

De nombreuses mesures ont été faites sur divers photoconducteurs et divers lasers, en particulier au CUOS (Michigan), au CEA (Saclay), au LOA (Palaiseau). Les valeurs typiques mesurées donnent une sensibilité moyenne des photoconducteurs, au pic de conductance, de $20\Omega.\mu J$ à $30\Omega.\mu J$ ce qui est supérieur à la valeur calculée de $7\Omega.\mu J$. Nous présentons ci-dessous une étude détaillée en fonction de l'éclairement qui permet d'interpréter ce résultat.

La conductance s'exprime en fonction de l'éclairement sous la forme :

$$G = E / \alpha \text{ où } \alpha \text{ est la sensibilité } (\Omega.\mu J) \text{ et } E \text{ l'éclairement en } J.$$

Donc la courbe de la conductance en fonction de l'inverse de l'éclairement en échelle logarithmique est une droite de pente -1 .

Sur la figure 3.16, on a réuni une série de mesures en fonction de l'éclairement pour différentes tensions d'alimentation et bandes passantes de l'oscilloscope. Les valeurs correspondent à la tension au pic de l'impulsion électrique, sauf pour une courbe correspondant à la tension 4ns après le maximum. On constate que le comportement à bas éclairement est en accord avec la simulation : pente -1 , sensibilité $7\Omega.\mu J$. A plus fort éclairement ($1\mu J/cm^2$ et au delà), la sensibilité se dégrade. La densité de porteurs à $1\mu J/cm^2$

est estimé à $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Par ailleurs un regain de sensibilité apparent est observé aux très forts éclairagements.

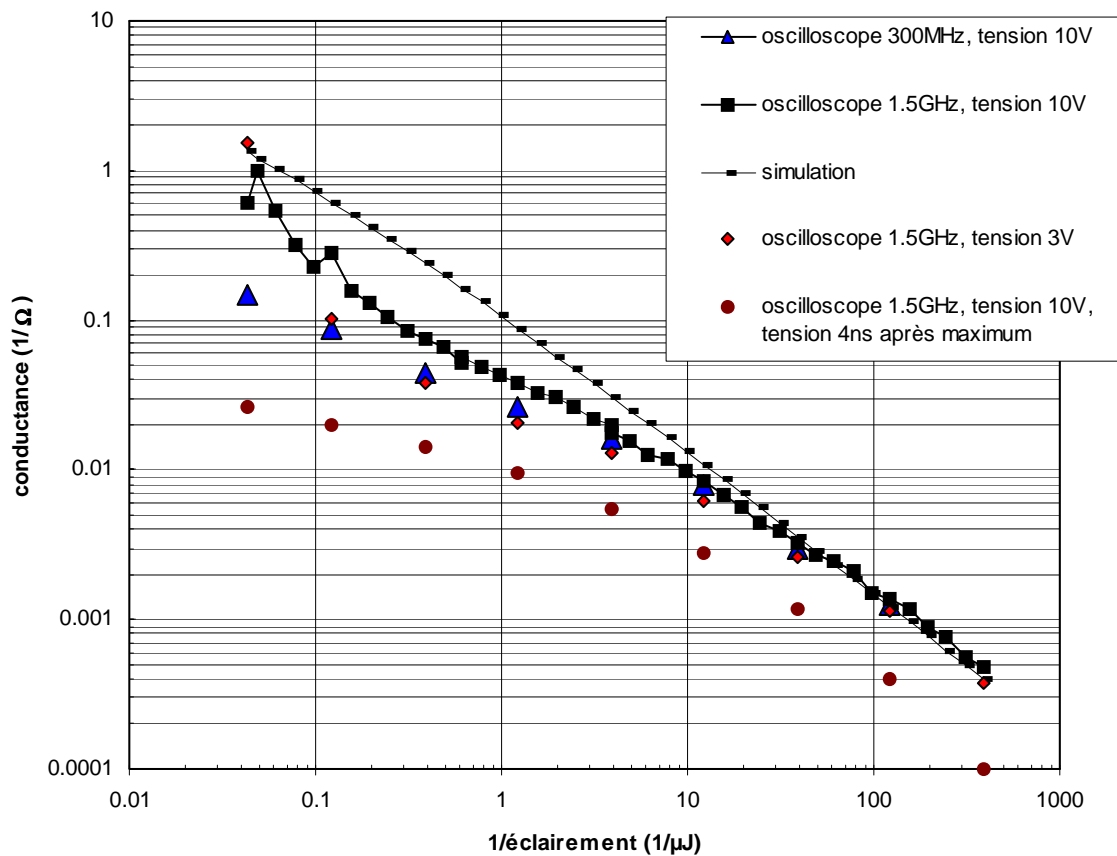


Figure 3.16 : conductance apparente en fonction de l'inverse de l'éclairement du photoconducteur.

Quels sont les mécanismes expliquant ces comportements ?

La conductance précédente est évaluée en mesurant la tension maximale de l'impulsion électrique générée par la fermeture du commutateur photoconducteur ou à un temps t après ce maximum. Il ne s'agit que d'une partie de l'information contenue dans les courbes de tensions obtenues. Deux types de phénomènes très différents peuvent affecter la mesure de la conductance présentée sur la figure 3.16. Le premier intrinsèque au matériau semi-conducteur dépend soit du nombre de porteurs libres, soit de la mobilité de ces porteurs. Le second correspond aux caractéristiques électriques du photoconducteur dont le modèle de pure résistance n'est probablement pas valable à l'échelle de temps considéré (la nanoseconde).

Les caractéristiques électriques sont directement liées à la géométrie du photoconducteur. La comparaison entre des photoconducteurs à géométrie simple et interdigitée permet de distinguer les grandeurs.

Dans la structure interdigitée, il existe divers niveaux de complexité liée aux désadaptations indiquées sur la figure 3.17.b.

On peut cependant analyser cette structure de la manière simplifiée à partir du raisonnement suivant :

- a) les doigts ont une inductance propre L_2 ,
- b) à bas niveau d'éclairement l'impédance correspondant à cette inductance est faible par rapport à la résistance R_1 calculée comme en courant continu, c'est-à-dire avec des lignes de courants perpendiculaires à la direction des doigts,
- c) à fort niveau d'éclairement un chemin électrique parallèle à la direction des doigts, de résistance R_2 , devient d'impédance faible et court-circuite l'inductance des doigts,
- d) à très fort niveau, le photoconducteur constitue un chemin conducteur parfait continu qui restitue la ligne électrique sans pratiquement de rupture d'impédance, avec des lignes de courant parallèles à la direction de la ligne.

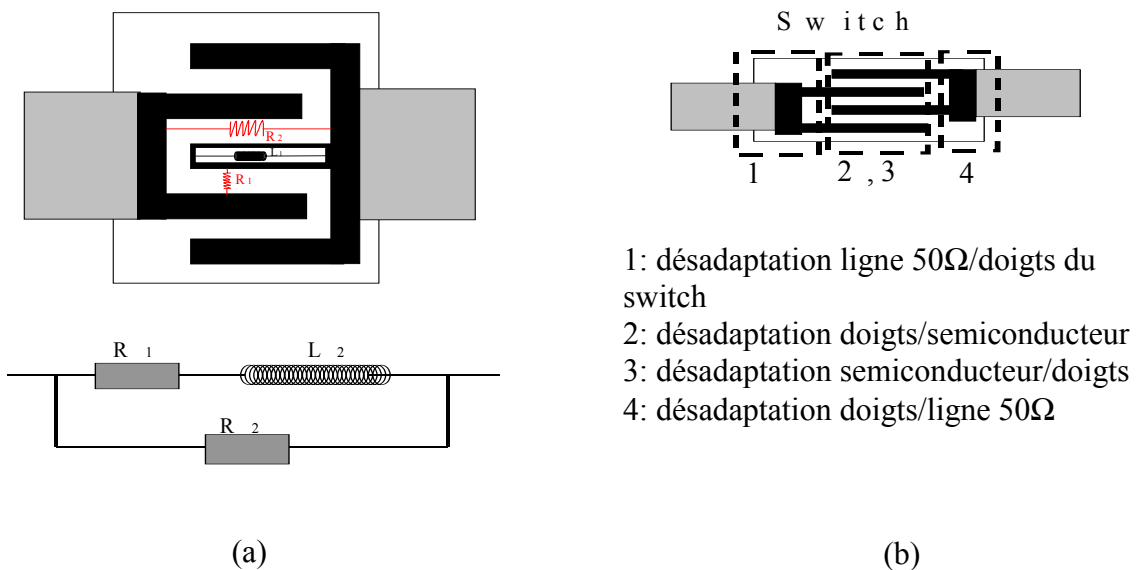


Figure 3.17 : (a) schéma électrique équivalent du photoconducteur, (b) origine de l'inductance.

Chapitre 3 : Méthode de mesures ultrarapides directes

Le court-circuit de l'inductance parasite explique la remontée de la courbe de conductance pour les fortes valeurs de l'éclairement. Par ailleurs cet effet d'inductance n'est visible que pour des mesures au temps courts permises par un oscilloscope de grande bande passante. On peut s'en affranchir soit en réduisant la bande soit en caractérisant la conductance par une mesure quelques nanosecondes après le maximum.

Dans ce qui suit nous analysons le comportement hors inductance caractéristique de la résistance R_1 et ne dépendant que des propriétés du photoconducteur.

Les données montrent que la conductance $1/R_1$ n'est pas linéaire avec l'éclairement.

Pour l'analyser introduisons la notion de mobilité apparente:

$$\mu = \frac{\sigma}{Nq}$$

où σ est la conductivité mesurée, $q=1.6 \cdot 10^{-19}C$ et N est la densité d'électrons estimées égale au nombre de photons incidents.

La non-linéarité peut se décrire sous forme d'une réduction de la mobilité apparente à fort éclairement qui peut-être soit due à une réduction de la mobilité réelle, soit due à une perte de porteurs à une échelle de temps inférieure à la résolution temporelle de la mesure.

La mobilité peut dépendre des charges électriques présentes dans le matériau et donc du nombre de porteurs, comme le montrent les mesures de mobilité en fonction du dopage. Cependant de tels effets sont observés à des densités de dopants de l'ordre de $10^{19}cm^{-3}$ très supérieures aux densités estimées dans le photoconducteur éclairé à $1\mu J$ ($4 \cdot 10^{16}cm^{-3}$). La décroissance de la mobilité n'est donc pas une explication vraisemblable du phénomène observé.

Une perte de porteurs par recombinaison rapide peut a priori provenir de :

- a) un mécanisme de recombinaison intrinsèque non linéaire comme par exemple l'effet Auger,
- b) une recombinaison extrinsèque par une grande densité de pièges avec dépendance en fonction de la densité de porteurs ,
- c) recombinaison de surface.

Les estimations présentées plus haut indiquent que les mécanismes intrinsèques n'ont pas le bon ordre de grandeur. La littérature ne nous donne pas d'indication d'un mécanisme extrinsèque de type b ([Lacassie 1996]). Par contre la recombinaison de surface est connue comme constituant un phénomène prépondérant dans les semiconducteurs III-V et semble l'origine la plus vraisemblable du phénomène.

Avant de présenter des mesures évaluant de manière directe l'importance de la recombinaison de surface dans nos échantillons, la figure 3.18 montre qualitativement l'effet des deux mécanismes identifiés sur les courbes expérimentales observées à l'oscilloscope.

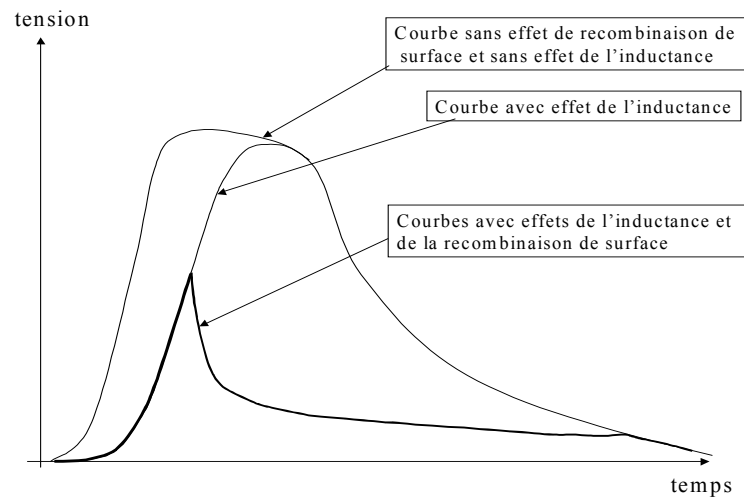


Figure 3.18 : explication qualitative de l'allure des impulsions observées, avec l'effet de l'inductance et de la recombinaison de surface.

3.B.3.c) Etude de la recombinaison de surface

L'étude de la sensibilité indique une forte possibilité pour que la recombinaison de surface initialement négligée ne soit pas négligeable.

Mesurons la recombinaison de surface pour confirmer cette hypothèse.

3.B.3.c.i) Etude expérimentale

Une méthode de mesure classique pour l'étude de la recombinaison est l'effet photo-magnéto-électrique [Aigrain]. L'exploitation de cette méthode avec des lasers femtosecondes est à notre connaissance originale.

La recombinaison de surface peut se mesurer par le flux de porteurs libres vers la surface correspondant aux courants de diffusion d'électrons et de trous associés aux gradients de densité. Ces courants sont verticaux (figure 3.19). En appliquant un champ magnétique perpendiculaire constant, les charges sont déviées (comme dans l'effet Hall). Il apparaît un courant parallèle à la surface qui peut être dans un circuit extérieur.

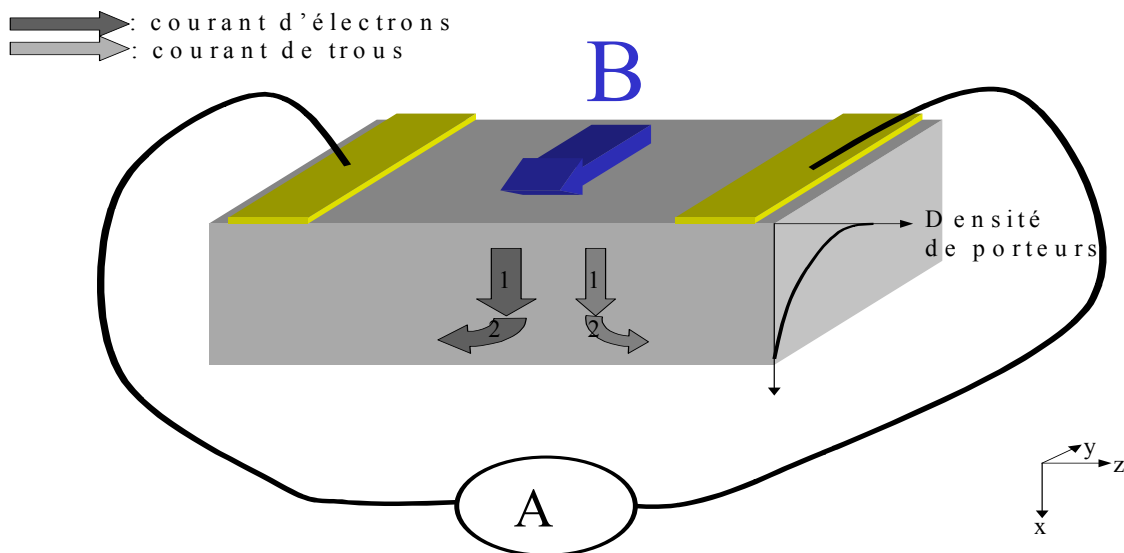


Figure 3.19 : géométrie du photoconducteur et configuration des courants et du champ magnétique dans l'effet photo-magnéto-électrique.

On utilise un montage simple à aimant permanent : $B \approx 500 \text{ Gauss} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ T}$.

On suppose par ailleurs pour l'instant que la recombinaison de surface est nulle ($S=0 \text{ cm/s}$).

Chapitre 3 : Méthode de mesures ultrarapides directes

Le nombre de porteurs créés est pour $1\mu\text{J}$: $\Delta p(x) = (\alpha I_{\text{lumière}} / h\nu) T e^{-\alpha x}$,

où α est l'absorption ($\approx 10^4 \text{cm}^{-1}$), $h\nu$ l'énergie d'un photon, $I_{\text{lumière}} = 1\mu\text{J}$, T est la transmission à l'interface non traitée ($T \approx 68\%$).

Le temps de relaxation diélectrique est suffisamment bref pour que l'on puisse considérer que les densités d'électrons et de trous générés soient égales en tout point (régime de diffusion ambipolaire):

$$\tau_R = \epsilon_s / \sigma \approx 100\text{fs} - 1\text{ps} \Rightarrow \Delta p(x) = \Delta n(x) \text{ où } p \text{ densité de trous, } n \text{ densité d'électrons.}$$

La diffusion des porteurs est alors telle que :

$$D \frac{\partial \Delta p}{\partial x} \approx D \frac{\Delta p}{L} \text{ avec } L = \sqrt{D\tau} \text{ longueur de diffusion, et } D \text{ coefficient de diffusion ambipolaire (cm}^2/\text{s}).$$

Dans ce régime ambipolaire, le coefficient de diffusion est de l'ordre de celui du porteur lent, ici des trous : $D = 2D_h$.

Le courant selon x (J_x) s'exprime alors en fonction de la profondeur : $J_x(x) = Dq \frac{\partial \Delta p}{\partial x}$ d'où en intégrant : $J_x = \int J_x(x) dx = Dq \Delta p_{x=0}$ car $\alpha d \gg 1$, où α est l'absorption (cm^{-1}) et d est l'épaisseur du matériau ($\Delta p_{x=d} = 0$).

Le champ magnétique B dévie les charges et génère un courant selon z (J_z) essentiellement dû aux électrons ($\mu_e \gg \mu_h$). Par analogie avec l'effet Hall :

$$J_z(z) = \mu_e B J_x \Rightarrow J_z = \int J_z(z) dz = \mu_e B l D \Delta p_{x=0} q \text{ avec } l \text{ largeur (selon } y) \text{ du dispositif.}$$

Finalement l'intensité du courant généré par le photoconducteur vaut :

$$i = \mu_e l B D (\alpha I_{\text{lumière}} / h\nu) T q.$$

Application numérique :

$$T = 68\%, \mu_e = 8500 \text{cm}^2 / (\text{Vs}), B = 500 \text{Gauss} = 5 \cdot 10^{-2} \text{T} = 5 \cdot 10^{-6} \text{Vs/cm}^2, D = 20 \text{cm}^2/\text{s}, \alpha = 10^4 \text{cm}^{-1},$$

$$I_{\text{lumière}} = 1 \mu\text{J}/\text{cm}^2, \lambda = 0.8 \mu\text{m} \Rightarrow \Delta p_{x=0} = 2.7 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}, l = 1 \text{cm}$$

$$i = 3.73 \text{mA}/(\mu\text{J}/\text{cm}^2).$$

En l'absence de recombinaison de surface, dans une charge 50Ω , on obtiendra environ 190mV de tension pour $1\mu\text{J}/\text{cm}^2$ c'est à dire très facilement mesurable par un oscilloscope. Pour une recombinaison de surface infinie, le signal s'annule.

Examinons maintenant la durée d'établissement de ce signal. L'équilibre est atteint lorsque la recombinaison de surface égale la diffusion des porteurs vers la surface :

$$S_n = Dn/L = D\left(1/\sqrt{D\tau}\right) \text{ d'où } \tau = D/S^2 \text{ est le temps caractéristique de retour à l'équilibre.}$$

Ce temps est d'autant plus court que la recombinaison est importante.

Pour $D=20\text{cm}^2/\text{s}$ et $S=10^6\text{cm}/\text{s}$ (recombinaison de surface élevée) alors $\tau=20\text{ps}$.

Pour $S=10^3\text{cm}/\text{s}$ (recombinaison de surface faible) alors $\tau=20\mu\text{s}$.

On pourra donc caractériser la recombinaison de surface soit par l'amplitude du signal, soit par la durée d'établissement du signal si la résolution temporelle est suffisante.

Une simulation numérique, réalisée en considérant trois cas temporels distincts : avant, pendant et après l'impulsion optique carrée de durée 1ps, et utilisant la différence finie dans le domaine temporelle pour résoudre les équations différentielles montre la décroissance rapide du signal PME (« Photo-Magnéto-Electrique ») en fonction de la vitesse de recombinaison (cf. figure 3.20). La comparaison PME / photoconduction en considérant un temps d'intégration de 100ps (300MHz) pour l'oscilloscope (figure 3.20 (c) et (d)) montre la sensibilité de la mesure PME à la recombinaison de surface (figure 3.21).

La figure ci-dessous montre les résultats de la simulation :

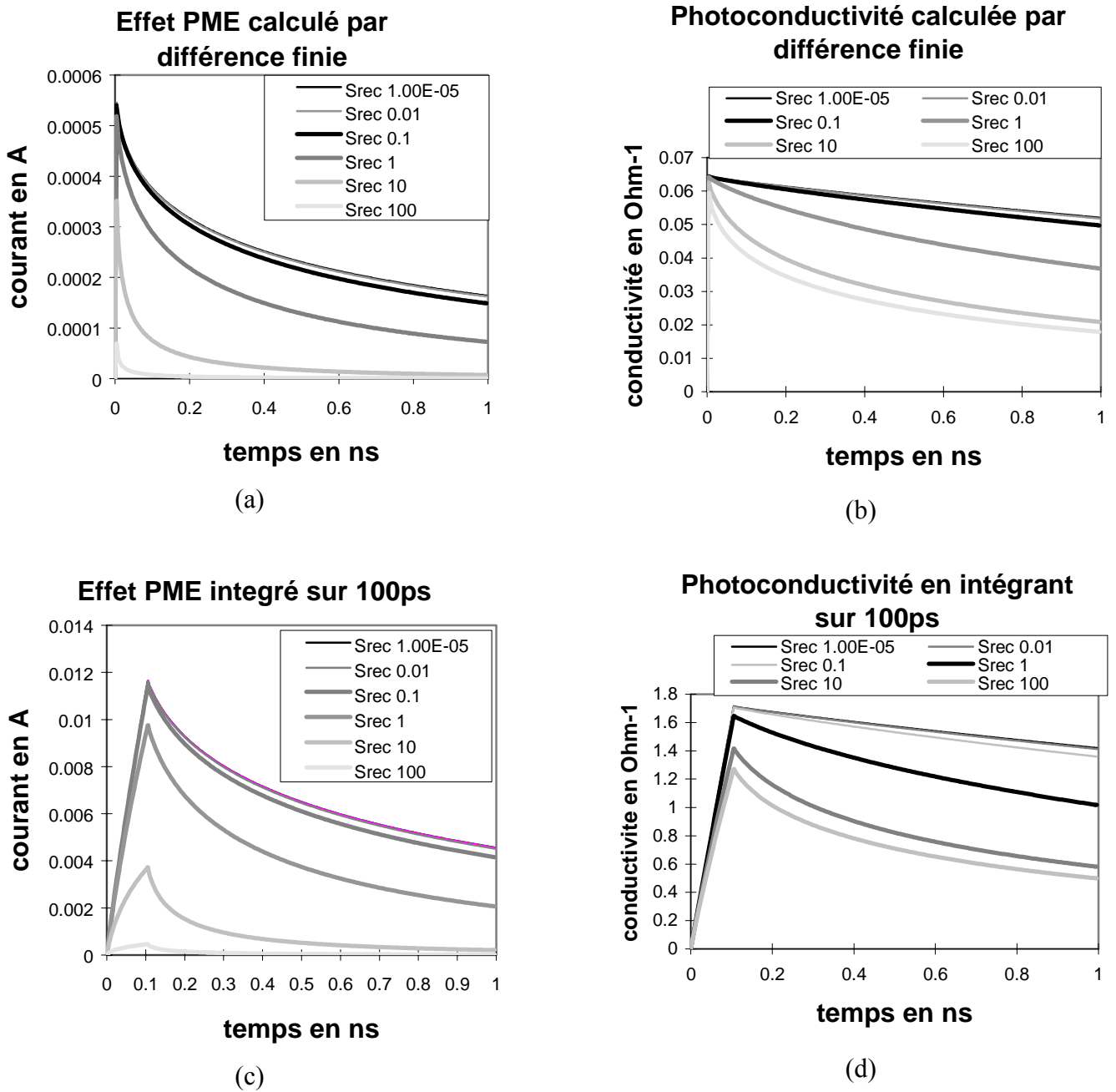


Figure 3.20 : résultats de simulations numériques de l'effet PME et de la photoconduction en fonction de la recombinaison de surface exprimée par Srec en m/s.

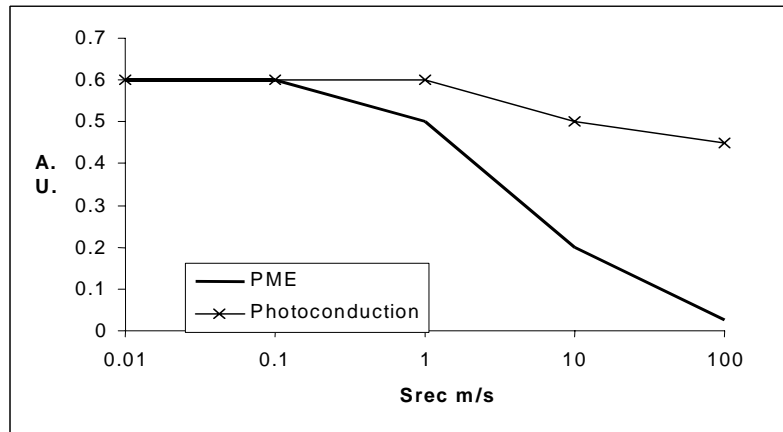


Figure 3.21 : maximum de la tension obtenue sur oscilloscope avec l'effet PME en fonction de la vitesse de recombinaison et comparaison avec le signal obtenu par photoconduction (renormalisé au même point initial).

Deux expériences ont été menées : l'une avec un échantillon sans traitement de surface et l'autre avec un traitement correspondant à une hétérostructure de surface d'AlGaAs. La grande bande interdite de ce matériau introduit une barrière énergétique empêchant les porteurs d'accéder à la surface. La recombinaison de surface doit donc être fortement diminuée par ce traitement.

Une courbe typique de tension PME en fonction du temps est présentée sur la figure ci-dessous (voir détails expérimentaux en annexe 1):

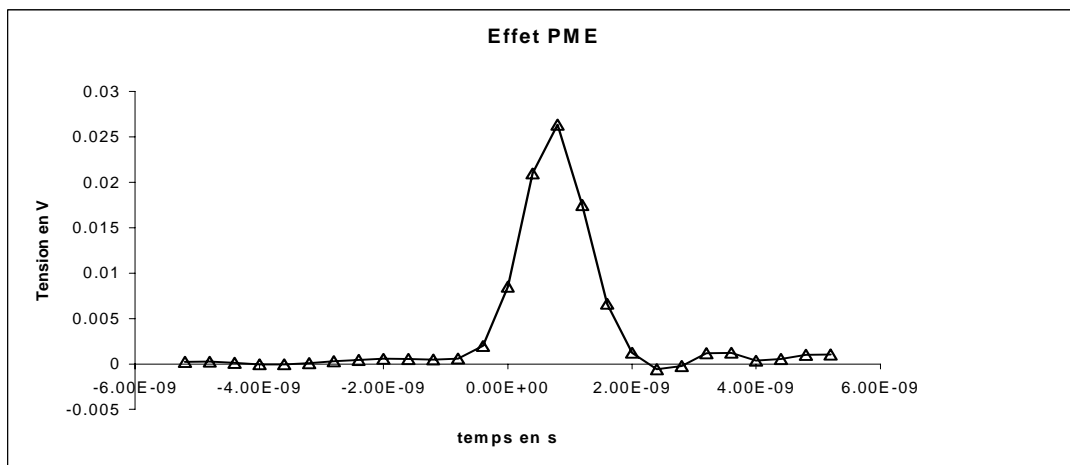


Figure 3.22 : tension PME mesurée à l'oscilloscope 300MHz voie 50Ω.

Les résultats pour ces deux échantillons sont présentés sur la figure suivante qui montre le maximum de l'impulsion électrique en tension en fonction de l'éclairement du photoconducteur (le détail est présenté dans l'annexe "Etudes expérimentales du photoconducteur et du système de balayage").

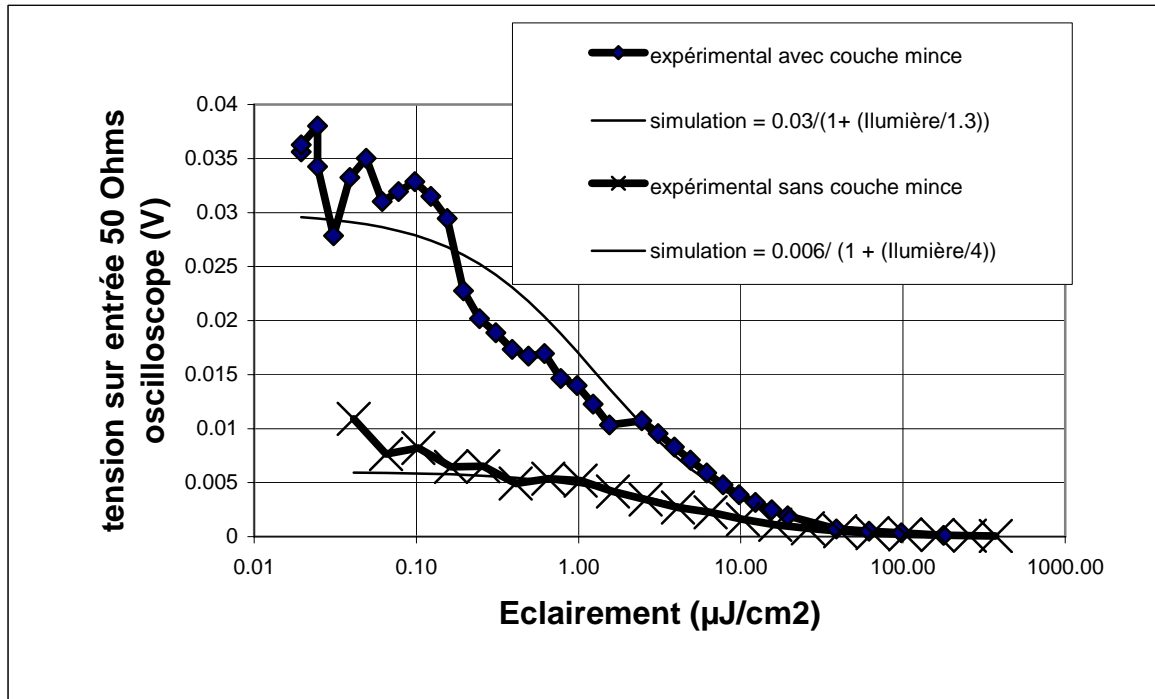


Figure 3.23 : résultats expérimentaux de la tension sur 50Ω générée par le courant de l'effet PME pour deux échantillons avec et sans couche limitant la recombinaison de surface en fonction de l'éclairement.

Cette expérience montre l'efficacité du traitement de surface à faible éclairement (augmentation de l'amplitude de l'effet PME). On observe également une dégradation de la réponse lorsqu'on augmente l'éclairement. La dégradation d'un facteur 2 à $1\mu\text{J}/\text{cm}^2$ est en bon accord avec le niveau d'éclairement où une dégradation de la photoconductivité a été observée.

Cette augmentation de la recombinaison de surface avec l'éclairement est contre intuitive puisqu'on attendrait plutôt une saturation des centres de recombinaisons de surface avec l'éclairement.

L'interprétation la plus naturelle consiste en une dégradation de l'efficacité de la barrière de blocage. C'est ce que nous discutons ci-dessous.

3.B.3.c.ii) Interprétation théorique

La recombinaison de surface caractérise le fait qu'à la surface du composant il existe de nombreuses liaisons insatisfaites. Ces lacunes sont autant de pièges pour les porteurs libres. Le coefficient caractéristique de la recombinaison de surface S s'exprime en cm/s. Comme pour les pièges dans le volume du matériau, S est fonction du nombre de piège : $S = s_p v_{th} N_{st}$ où s_p est la section efficace, v_{th} la vitesse des porteurs libres, N_{st} la densité surfacique de pièges.

Pour expliquer l'effet de seuil pour une densité de $4 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ($1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$) observé sur la sensibilité, on ne peut pas utiliser une saturation des électrons dans la bande de conduction ($N_c = 4.7 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$).

Les photoconducteurs utilisés lors de la mesure de la sensibilité étaient recouverts d'une couche mince d'AlGaAs dont l'énergie de bande interdite est plus grande et l'accord de maille excellent. Cette couche doit normalement permettre de créer une barrière de potentiel devant la surface empêchant ainsi les électrons et les trous d'atteindre la surface pour y être piégés.

Pour expliquer l'augmentation de la recombinaison de surface à partir de $4 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$, cette barrière doit s'abaisser à partir de cette densité.

Un effet de charge d'espace permet d'expliquer ce seuil bas. Considérons la structure de bande du dispositif représentée par le diagramme de bande (a) de la figure 3.24. Initialement, avant l'excitation par l'impulsion optique, la barrière de potentiel est efficace. Elle est répartie, en général, pour deux tiers sur la bande de conduction, et un tiers sur la bande de valence. Avec la génération des paires électron/trou par les photons de l'impulsion optique, il se trouve très proche de la surface une grande quantité de charges. Cette quantité est d'autant plus importante que l'absorption est très forte dans l'arséniure de gallium. La barrière de potentiel vue par les trous est deux fois plus faible que celle vue par les électrons. La barrière de potentiel vue par les trous est perméable soit par effet tunnel, soit par des états intermédiaires dans la couche mince d'AlGaAs dont le matériau présente de nombreux défauts. Des trous se piègent ainsi sur la surface et sur ces défauts (figure 3.24 (b)). Cette concentration de charges positives piégées en surface et mobiles conduit à modifier la barrière de potentiel vue par les électrons (figure 3.24 (c)). Cette barrière peut alors être traversée par les électrons par effet tunnel direct ou effet tunnel assisté par des états intermédiaires (figure

3.24 (d)). Les électrons peuvent ainsi atteindre sur la surface où ils se recombinaient avec les trous précédemment piégés.

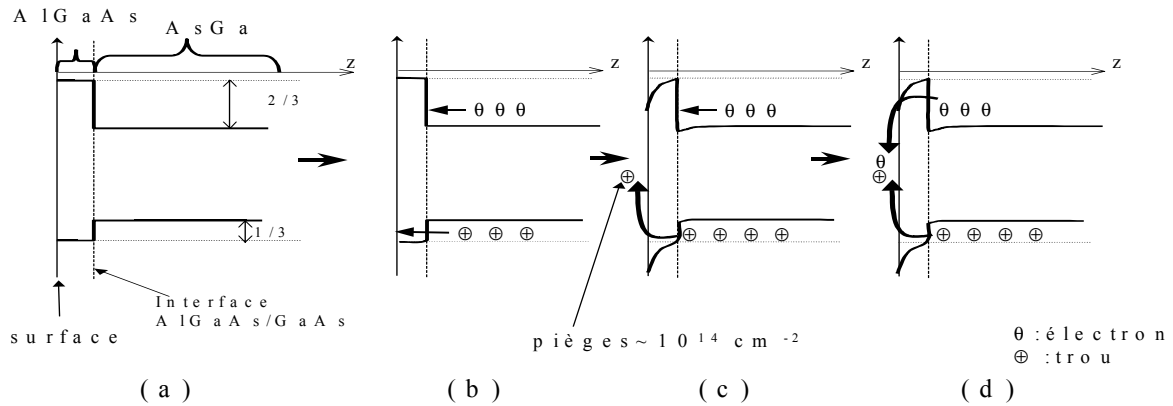


Figure 3.24 : effet de charge d'espace sur la barrière de potentiel limitant la recombinaison de surface.

La dynamique de la recombinaison de surface est très rapidement augmentée par le processus décrit sur la figure 3.24. Ensuite, elle est limitée par la population des trous à proximité de la surface. En effet, la vitesse de diffusion des trous vers la surface est relativement lente et limite la vitesse de recombinaison. L'équilibre s'établit sur le compromis entre vitesse de diffusion des trous pour arriver à proximité de la surface et la vitesse de diffusion des électrons par effet tunnel à travers la barrière de potentiel.

La figure suivante rappelle les deux processus en compétition et montre une analyse qualitative de l'évolution de la population et de la recombinaison de surface en fonction du temps :

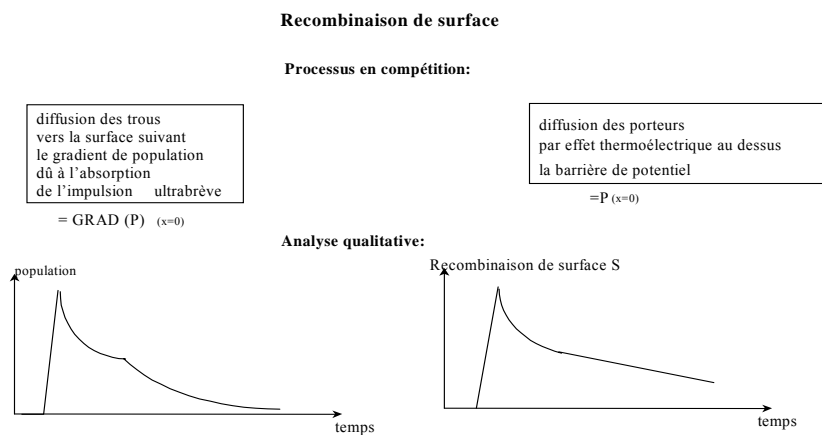


Figure 3.25 : estimations qualitatives sur la variation de la population et la vitesse de recombinaison de surface en fonction du temps.

Peut-on améliorer l'efficacité de la couche de blocage ?

Il faudrait élever la barrière de potentiel et diminuer la perméabilité de la couche actuelle. Mais les couches utilisées dans cette étude contiennent déjà la concentration d'aluminium maximum au-delà de laquelle la stabilité de la couche en présence d'atmosphère oxydante n'est pas assurée. La perméabilité de la couche est très probablement due à la mauvaise qualité de ce matériau et à son oxydation. Nous n'avons pas entrepris d'expérience à plus forte concentration sachant que les résultats risquaient de ne pas être durables. Il faudrait essayer un autre type de matériau pour réaliser cette barrière.

On joue donc sur la conception géométrique du photoconducteur pour obtenir la résistance la plus faible possible à éclairage donné. C'est la recombinaison de surface qui constitue le facteur limitatif de ce point de vue plutôt que la recombinaison dans le volume comme discuté précédemment.

3.B.3.d) Claquage haute tension et dommages du photoconducteur

Pour que les photoconducteurs soient utilisables, il faut qu'ils tiennent suffisamment la haute tension (4kV au moins) et que leur durée de vie correspondent à un temps d'utilisation suffisant (3ans sur un système 1kHz fonctionnant 10heures par jour correspond à $4 \cdot 10^{10}$ coups).

Le claquage peut se produire avant le déclenchement par l'impulsion optique ou après.

Avant le déclenchement, l'étude de la tenue à la haute tension dans le noir est bien documentée et montre qu'il est nécessaire de n'appliquer la haute tension que peu de temps avant la commutation, typiquement moins de $1\mu\text{s}$ (cf. réfs [Lacassie 1996], [Rosen]).

Après l'arrivée de l'impulsion optique, il faut éviter toute cause de filamentation. Le but est alors de faire décroître la tension aux bornes du photoconducteur le plus vite possible et ceci sans oscillations trop importantes.

Lors de l'étude expérimentale, nous avons observé :

- une absence de claquage dans le noir,

- un claquage sous lumière qui augmente avec la tension et la diminution de l'éclairement et présente une dégradation au niveau des électrodes beaucoup plus importante du côté de l'anode :

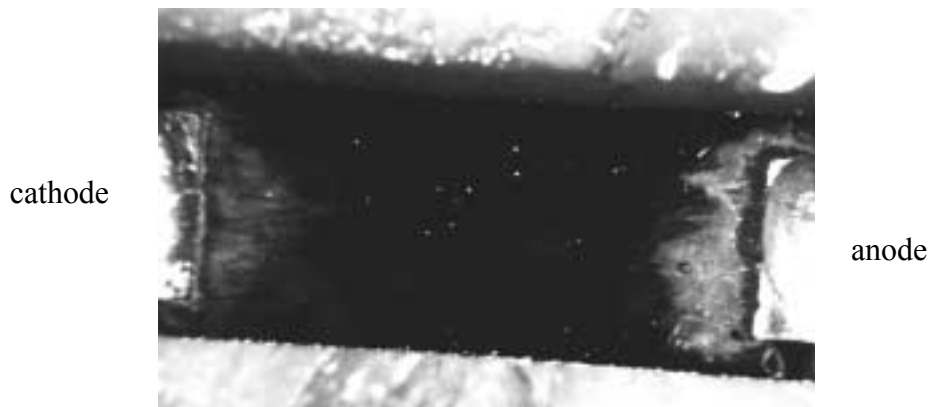


Figure 3.26 : photoconducteur après plusieurs claquages dans l'air.

- des claquages plus destructifs avec l'utilisation d'un liquide isolant (Fluorinert) et moins destructifs sous air.

Le processus typique de destruction est montré dans la figure suivante :

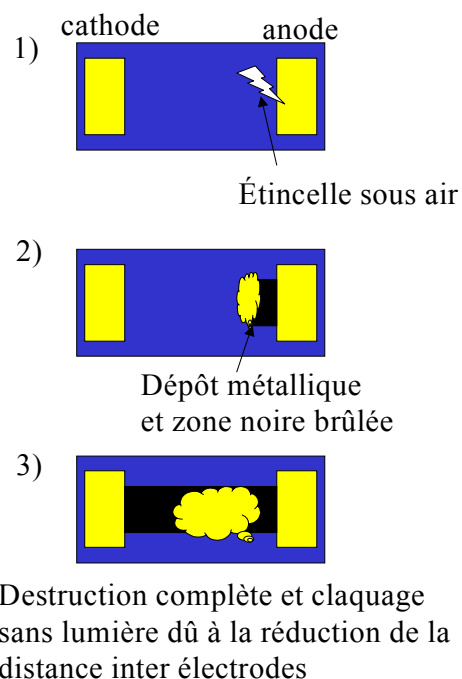


Figure 3.27 : processus typique de destruction

L'anode devient entourée d'une zone isolante noire suivie d'un dépôt d'or. Le dépôt d'or correspond à de l'or arraché à l'électrode et déposé sur la surface du photoconducteur par un

arc électrique (ou un filament). Bien qu'endommagé par ce claquage, un photoconducteur peut continuer à fonctionner tant que la zone noire ne devient pas complètement opaque et que le dépôt d'or ne crée pas une pointe générant un arc électrique lors de la pré charge de la haute tension. La zone noire correspond très probablement à une détérioration de la couche de nitrure recouvrant les photoconducteurs pour le traitement anti-reflet.

Comment expliquer cette prépondérance du claquage à l'anode ?

Les contacts ont un dopage N. La cathode injecte bien les électrons nécessaires au courant mais l'anode n'injecte pas les trous nécessaires pour équilibrer la charge électrique. La dérive des trous en présence d'un champ électrique extérieur appliqué, dérive non compensée par injection de trous par l'électrode, provoque l'accumulation d'une grande charge négative près de l'anode. Les électrons ne peuvent pas se maintenir dans cette zone qui devient très rapidement (temps de relaxation diélectrique) une zone de grande résistivité. La longueur et donc la résistance de cette zone augmente au fur et à mesure de la dérive. Ce faisant, une part de plus en plus importante de la tension est appliquée aux bornes de la zone et donc le champ électrique (E_{ZI}) y augmente jusqu'à dépasser la limite diélectrique soit de l'arséniure de gallium, soit de l'extérieur.

Le courant de claquage régule alors le champ électrique dans la zone : $E_{ZI} = E_{\text{claquage}}$.

La dimension de la zone isolante continue à croître avec la dérive jusqu'à ce que la tension aux bornes de cette zone deviennent comparable à la tension appliquée. La figure 3.28 résume ce processus.

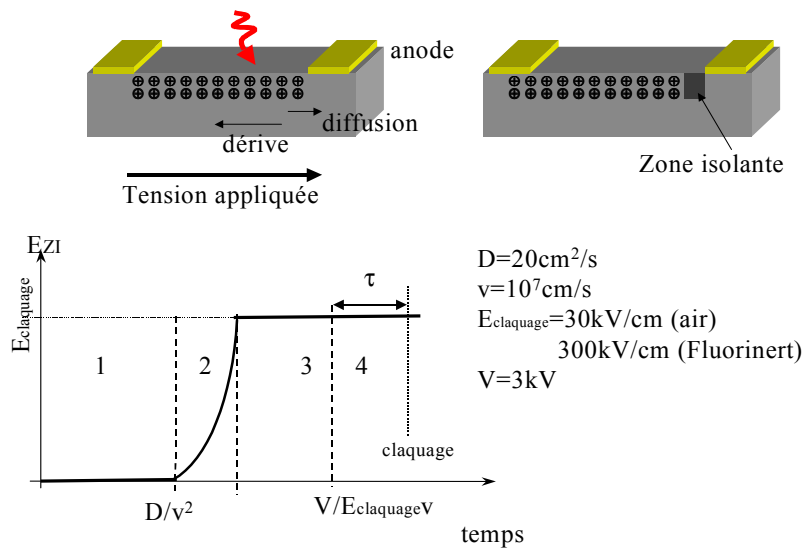


Figure 3.28 : création de la zone isolante, évolution du champ dans cette zone en fonction du temps et cause du claquage.

Les zones de la courbe d'évolution du champ sont :

- 1 : $t < D/v^2$, la dérive des trous est plus petite que la diffusion, pas de zone isolante,
- 2 : $t > D/v^2$, la zone isolante se crée, se développe et se vide, le champ y augmente,
- 3 : $E_{ZI} \geq E_{\text{claquage}}$: le claquage conserve le champ à sa valeur seuil, il n'y a pas encore filamentation, la zone continue de croître à champ fixe et donc la tension aux bornes de la zone augmente,
- 4 : la tension d'alimentation est atteinte, la zone est alors soumise à une tension constante et son champ décroît ce qui est propice au phénomène de lock-on avec un temps caractéristique d'environ 10ns ($\tau = 1\text{mm}/10^7\text{cm/s}$).

Comment comprendre le résultat paradoxal observé que le fait de mettre le commutateur dans un liquide de haute rigidité diélectrique (Fluorinert) conduise à des dégradations plus importantes que le fonctionnement dans l'air :

- 1) le champs électrique dans la période 4 est plus faible dans l'air et donc les phénomènes destructeurs comme l'électromigration depuis l' électrode sont moins important.

- 2) Lorsqu'on dépasse le seuil de rigidité diélectrique d'un matériau fluoré, les espèces réactives créées dans le plasma peuvent être extrêmement agressives et augmenter la dégradation.

En résumé l'air joue un rôle de fusible limitant les conséquences d'un claquage.

Diverses solutions ont été explorées pour augmenter la limite de claquage, en particulier des électrodes configurées pour avoir une grande longueur spécifique à petite échelle (profil fractal) peuvent diminuer la vitesse de dérive locale.

3.B.3.e) Conclusion de l'étude et conception finale du photoconducteur

Au cours de cette étude, le photoconducteur a été optimisé pour :

- 1) supporter 4kV sans dommage,
- 2) avoir la plus grande sensibilité $\alpha(\Omega.\mu J)$ possible,
- 3) une géométrie simple d'utilisation (connections électriques et surface à éclairer).

Ceci a conduit aux éléments de conception suivants :

- 1) Pour simplifier, le photoconducteur est utilisé à l'air ambiant. La tenue à la tension de 4kV, impose alors un écart inter électrodes de 2mm.
- 2) Une fois la distance inter électrodes fixée, la largeur de l'électrode doit être la plus grande possible pour diminuer la densité de porteurs afin de réduire et la recombinaison de volume et la recombinaison de surface. De plus pour ne pas perdre d'énergie lumineuse, on utilise une couche antireflet protégeant également le matériau.
- 3) un photoconducteur étroit et large, par exemple 2mm x 50mm, n'est pas très simple d'utilisation. On utilise par conséquent un profil inter digité.
- 4) Le photoconducteur est utilisé simplement dans l'air.

Chapitre 3 : Méthode de mesures ultrarapides directes

Le photoconducteur finalement employé pour le dispositif de balayage est celui décrit sur la figure ci-dessous :

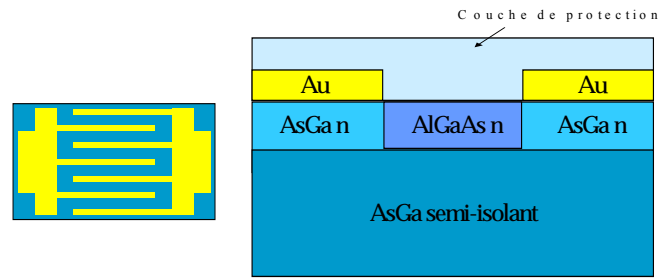


Figure 3.29 : photoconducteur, vue de dessus et en coupe.

Il est utilisé dans l'air ambiant. Sa sensibilité est d'environ $30\Omega\cdot\mu\text{J}$. Il est donc utilisable dans des configurations de générateurs d'impulsions microstrip avec des énergies de quelques dizaines de microJoules. Le laser associé sera donc typiquement de classe milliJoule ou plus élevé.

3.B.4. Système de balayage basée sur une commutation par photoconducteur

Après avoir déterminé le photoconducteur dans la partie précédente, cette partie expose son utilisation dans le système de balayage sans gigue temporelle (dit sans gigue temporelle). Ce système de balayage est optimisé pour fonctionner avec la caméra à balayage de fente AXIS présentée précédemment. Le principe et l'utilisation d'un tel générateur de rampe haute-tension pour balayage de caméra à balayage de fente basée sur des commutateurs photoconducteurs sont décrits par l'intermédiaire de son implémentation sur une expérience de fluorescence résolue en temps. Les deux principales causes de giges temporelles (ou « jitter ») dues au laser seront ensuite étudiées. Etant donnée le cahier des charges du système de balayage en terme d'allure de la rampe haute-tension, de stabilité et de gigue temporelle, il est alors nécessaire d'introduire une compensation des fluctuations de l'impulsion laser de déclenchement. Le système de compensation et les paramètres permettant son optimisation sont ainsi étudiés théoriquement.

Les résultats expérimentaux présentés par la suite démontrent la pertinence de ce système et le fait que la résolution est alors optimale. Les résultats présentés ont été obtenus sur une caméra visible avec un laser 1kHz commercial et sur une caméra rayons X sur deux lasers 10Hz différents.

3.B.4.a) Conception générale des circuits de balayage

Le concept le plus simple à envisager est de décharger une capacité C dans la capacité des plaques c à travers le commutateur (figure 3.30). La décharge sera d'autant plus rapide que les connections sont courtes et la résistance du commutateur faible. De manière générale, le schéma équivalent pendant est de type RLC (figure 3.30.b.a) où R est la résistance du commutateur et L l'inductance résiduelle des connections. L'inconvénient principal de ce type de montage est que la tension aux bornes des plaques est oscillante. Si le signal est de longue durée, par exemple plusieurs microsecondes avec une composante rapide (picoseconde), les oscillations conduiront à un phénomène de retraçage qui superposent des contributions de l'impulsion longues sur la composante rapide étudiée. Ce genre de circuit est à la rigueur

utilisable dans certaines expériences où le signal est intrinsèquement court mais rédhibitoire pour les expériences de fluorescence.

On préférera alors connecter le commutateur aux plaques à travers une ligne de transmission adéquate pour éliminer les phénomènes de retraçage (figure 3.30.b). Dans ce cas le circuit équivalent durant la charge est de type RC où R est l'impédance caractéristique de la ligne et la capacité correspond à celle des plaques. Dans la suite on considérera uniquement ce type de circuit, qui par ailleurs simplifie l'implantation en introduisant une longueur de câble entre le générateur de rampe et le tube de la caméra à balayage de fente.

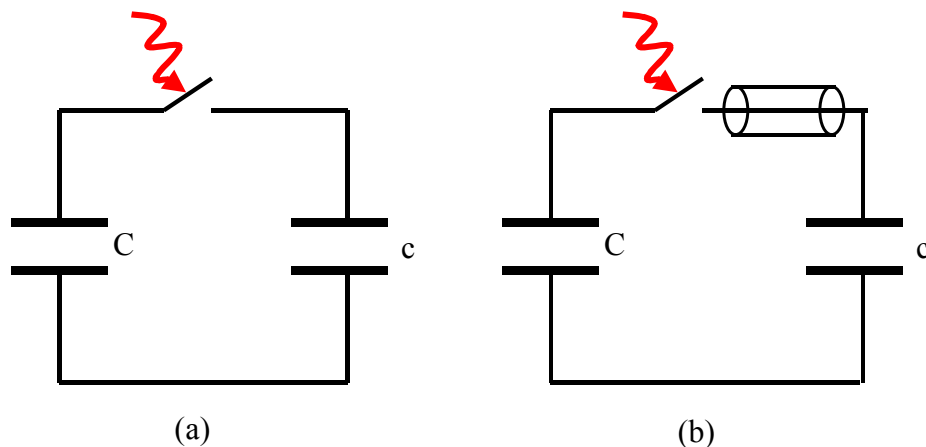


Figure 3.30 : schémas des circuits de balayage

3.B.4.b) Principes et limitations liées aux caractéristiques du laser

Pour illustrer le principe de fonctionnement, prenons l'exemple d'une expérience de fluorescence résolue en temps et générée par laser CPA Titane:Saphir. Le système de balayage est décomposé en quatre parties distinctes :

- d) l'alimentation haute tension continue,
- e) le système de génération de la rampe avec les commutateurs photoconducteurs,
- f) le module de contrôle de la mise en route du système et des délais de pré charge de la haute tension pulsée,
- g) l'interface avec la caméra à balayage de fente.

Dans une expérience de fluorescence résolue en temps, la caméra à balayage de fente enregistre l'émission d'un matériau éclairé par le laser ultrabref.

Chapitre 3 : Méthode de mesures ultrarapides directes

La rampe de balayage est appliquée aux plaques de déflexion de la caméra par la commutation de deux photoconducteurs éclairés par une petite partie de l'impulsion laser prélevée par une lame séparatrice en sortie du laser. L'énergie nécessaire pour la commutation est d'environ $100\mu\text{J}$. La longueur d'onde de l'impulsion de déclenchement doit être inférieure à 850nm .

La figure ci-dessous montre une représentation et un schéma de l'expérience :

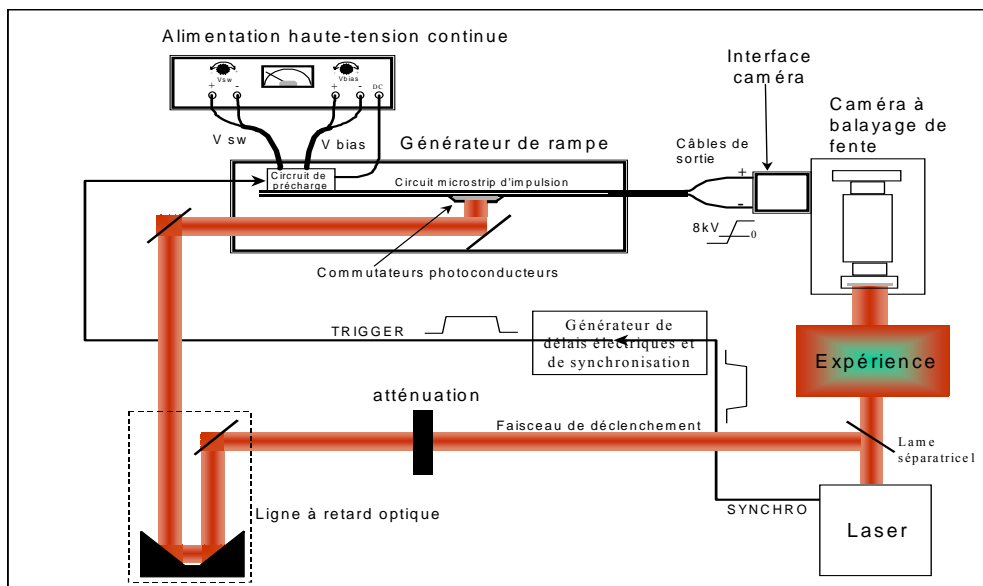
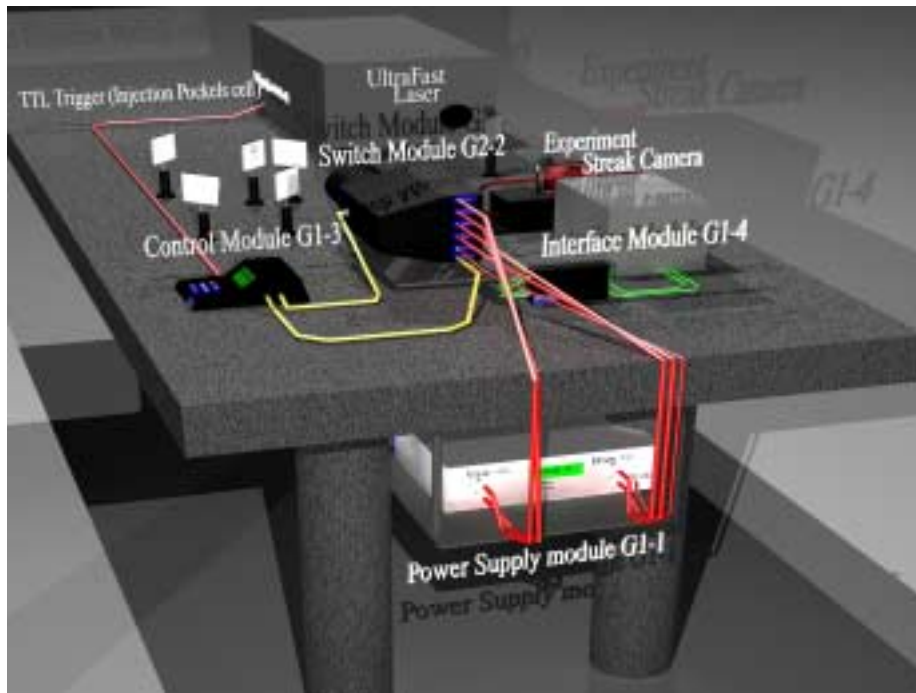


Figure 3.31: représentation et schéma d'une expérience de fluorescence résolue en temps.

Chapitre 3 : Méthode de mesures ultrarapides directes

Avec une caméra AXIS, l'interface avec la caméra est constituée dans la plupart des cas simplement de câbles coaxiaux de connections du générateur de rampe à chaque plaque de déflexion.

L'intérêt du système de balayage étant d'être parfaitement synchronisé, détaillons comment effectuer cette synchronisation et quels sont les différents délais à régler.

La rampe de balayage doit être appliquée aux plaques de déflexion de la caméra exactement quand les électrons produits par le signal de fluorescence sur la photocathode arrivent entre les plaques. Le retard optique de l'impulsion de déclenchement doit donc être parfaitement réglé pour assurer cette condition.

On considère les temps suivants :

- a) le temps nécessaire aux électrons émis par la photocathode pour arriver entre les plaques de déflexion est d'environ 2ns (t_4 sur la figure 3.32).
- b) Le système devant être réglé pour un fonctionnement en milieu de rampe, l'intervalle entre le début de la rampe de balayage et l'instant où les électrons sont défléchis est d'environ 1ns (t_7 sur la figure 3.32).
- c) La durée de propagation de la rampe de tension à travers les lignes reliant les commutateurs photoconducteurs aux plaques est d'environ 3ns (t_6).
- d) Le temps de propagation de l'impulsion optique principale entre le point de prélèvement (la lame séparatrice) et l'expérience est t_2 .
- e) Le temps de propagation du signal optique entre l'expérience et la photocathode est t_3 .
- f) t_5 est le temps de propagation de l'impulsion optique de référence entre la lame séparatrice et les photoconducteurs. Ce temps est ajustable par la ligne à retard optique qui permet un ajustement de l'ordre de 1ns avec une excellente précision ($300\mu\text{m}=1\text{ps}$).

La synchronisation optique implique la relation : $t_2+t_3+t_4 = t_5+t_6+t_7$.

Chapitre 3 : Méthode de mesures ultrarapides directes

Il reste encore à synchroniser la pré charge de la haute tension car les photoconducteurs ne supportent pas la haute tension continue. Il faut donc générer une impulsion de synchronisation électrique (« trigger ») en avance par rapport à l'impulsion de déclenchement optique. Le signal de synchronisation arrive sur le module de contrôle, qui est essentiellement un générateur de retards, t_1 ns avant l'impulsion optique. Le temps de pré charge et de stabilisation est d'environ 300ns. Le signal de pré charge délivré par le module de contrôle doit donc arriver t_9 (≈ 300 ns) avant l'arrivée de l'impulsion de déclenchement. Si le signal provenant du laser (souvent le signal de synchronisation de la cellule de Pockels d'injection ou de sélection pour les lasers CPA) est plus en avance, on introduit par le module de contrôle le retard t_8 .

La synchronisation électrique est alors : $t_8 + t_9 = t_1 + t_5$.

La tolérance admise sur la gigue temporelle de ce signal de synchronisation électrique est relativement large (environ 10ns).

La figure suivante illustre les différents temps des synchronisations décrits ci-dessus :

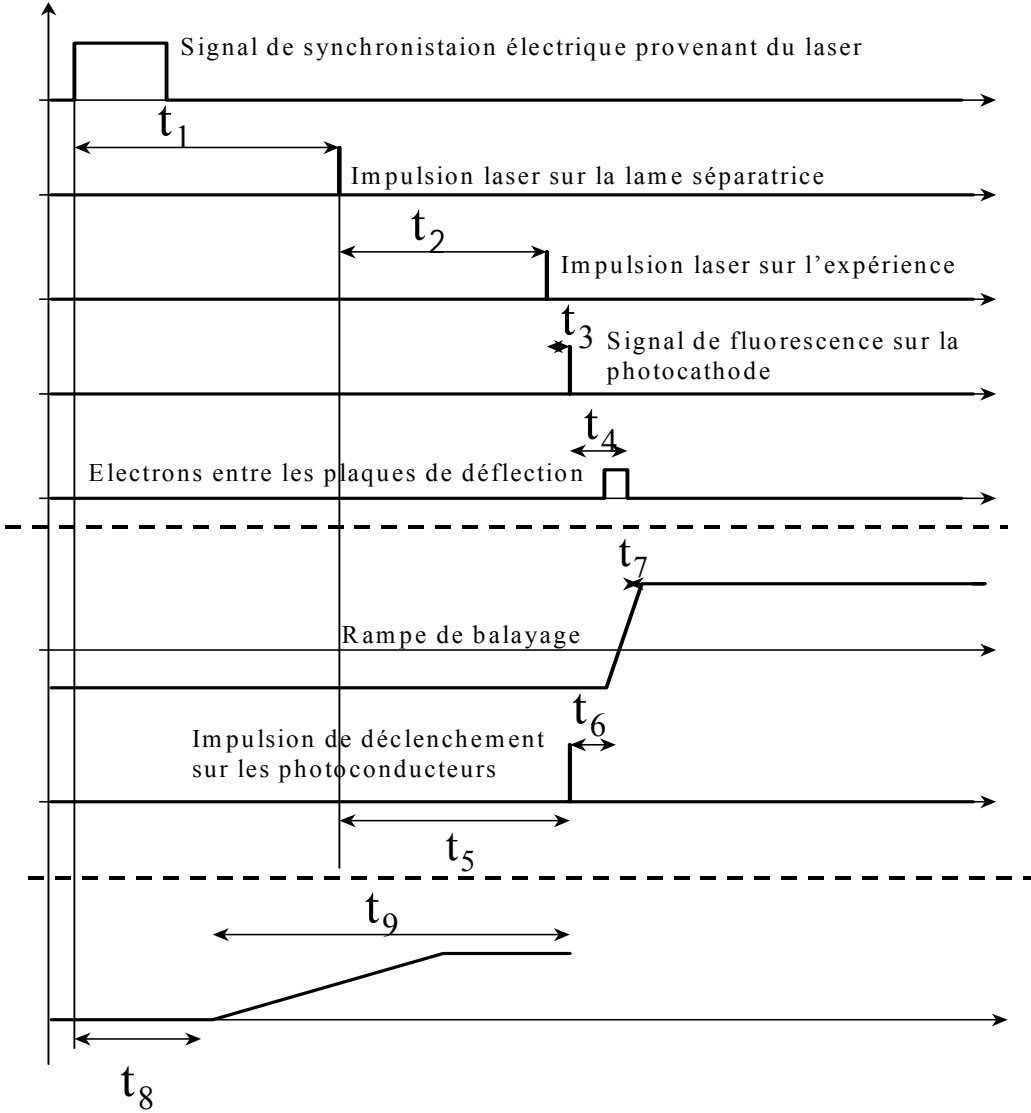


Figure 3.32 : schéma de synchronisation de la génération de rampe.

La technique de réglage de ces temps implique de les effectuer avec la caméra elle-même car les temps sont très courts. On balaye au début très lentement en utilisant une tension de rampe réduite puis on augmente la tension et donc la vitesse de balayage au fur et à mesure en recentrant la trace observée sur la caméra par le réglage de la ligne à retard optique.

La système de balayage peut être schématisé par :

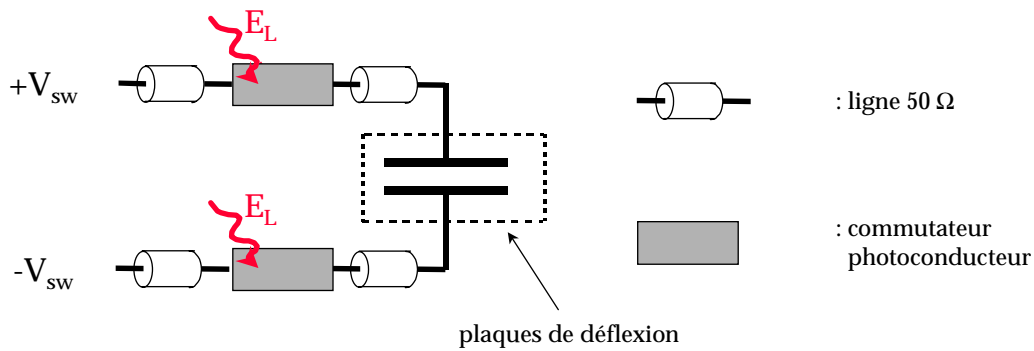


Figure 3.33: schéma du système de balayage sans compensation

La tension sur les plaques de déflexion ($V_{plaques}$) s'exprime par :

$$V_{plaques} = 2V_{sw} \frac{50}{R_s + 100} = 2V_{sw} \frac{50E_L}{\alpha + 100E_L}$$

où V_{sw} est la haute-tension d'alimentation (V), R_s la résistance des photoconducteurs (Ω), E_L l'énergie lumineuse déclenchant un photoconducteur (μJ), α est la sensibilité du photoconducteur ($\Omega \cdot \mu J$).

Un laser ultrabref de type CPA (10Hz ou 1kHz) n'est pas parfait. Quand on branche directement le système de balayage sur un oscilloscope, on observe :

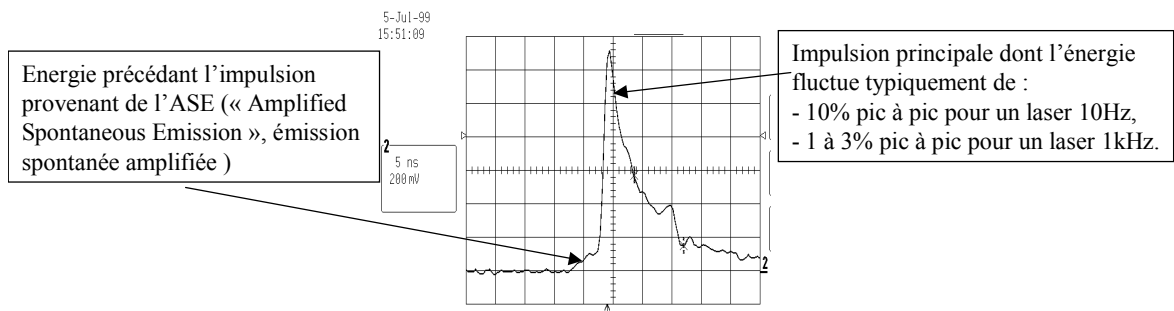


Figure 3.34 : trace oscilloscope d'une voie du système de balayage montrant les deux défauts de l'impulsion laser à prendre en compte

Le problème de l'énergie précédant l'impulsion que j'appelle par la suite ASE (« Amplified Spontaneous Emission »), est de rendre conducteur les photoconducteurs avant l'impulsion principale. La capacité des plaques de déflexion commence alors à se charger avant l'impulsion et la rampe due à l'impulsion principale est décalée par cette pré charge. La

pré charge des plaques due à l'ASE fluctue comme l'ASE (fluctuations de la pompe ou fluctuations intrinsèques) et ceci induit une gigue temporelle sur la rampe de balayage :

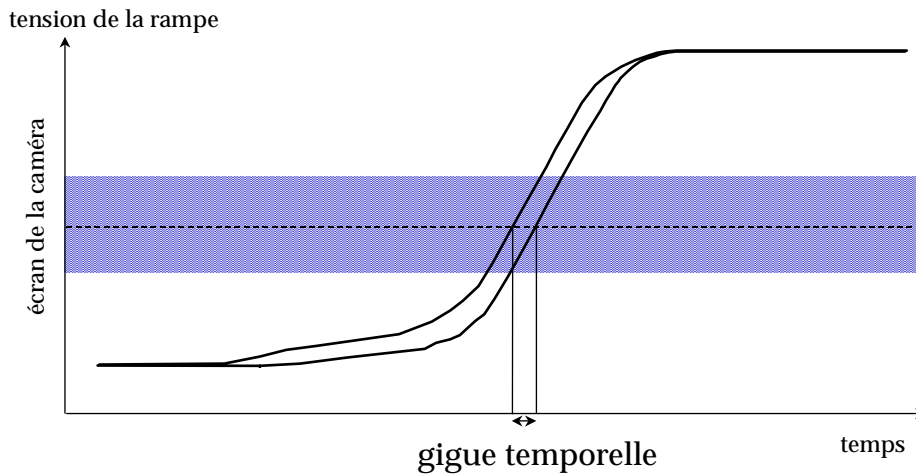


Figure 3.35 : gigue temporelle introduit par le piédestal d'ASE.

La tension de pré charge due à l'ASE (V_{ASE}) s'écrit :

$$V_{ASE} = \frac{V_{sw} t_{ASE} E_L}{2C\alpha\Gamma}$$

où V_{sw} est la haute tension d'alimentation (V), t_{ASE} est la durée du piédestal (s), E_L l'énergie d'éclairement d'un photoconducteur (μJ), C la capacité des plaques (F), α la sensibilité du photoconducteur ($\Omega.\mu J$), Γ est le contraste en énergie (rapport de l'énergie du piédestal d'ASE à l'énergie de l'impulsion principale).

La gigue temporelle liée à l'ASE τ_{ASE} s'exprime par :

$$\tau_{ASE} = \frac{t_{rampe}}{V_{sw}} \left(\frac{\partial V_{ASE}}{\partial \Gamma} + \frac{\partial V_{ASE}}{\partial E_L} + \frac{\partial V_{ASE}}{\partial t_{ASE}} \right) \approx A.E_L$$

où t_{rampe}/V_{sw} est la pente de la rampe de balayage et où A est une constante. La tension de pré charge due à l'ASE varie donc suivant les trois paramètres E_L , t_{ASE} , Γ .

La gigue temporelle est le résultat des fluctuations en fonction de ces trois paramètres. Il peut être approché par une dépendance linéaire en fonction de l'énergie d'éclairement E_L .

On peut réduire le piédestal d'ASE pour la génération de la rampe de balayage avec l'utilisation d'un filtre absorbant saturable du type RG830 ou RG850. L'inconvénient de ce type de filtre est que sa non linéarité a tendance à augmenter l'autre défaut de ce type de laser : les fluctuations d'énergie de l'impulsion principale.

Tout laser amplifié a des fluctuations d'intensité pic à pic, c'est à dire des fluctuations de l'énergie contenue dans l'impulsion. L'ordre de grandeur est d'environ 1% pour un bon laser 1kHz et 10% pour un très bon laser 10Hz. Les valeurs de fluctuations considérées ici sont dites « pic à pic » et non des valeurs dite « rms » (écart type). Il y a un facteur 3 entre ces deux valeurs (« pic à pic = 3 rms ») pour une distribution gaussienne.

Dans notre cas la rampe de balayage dure environ 500ps à 1ns. Une variation de 1% correspond alors à 5ps ou 10ps ! En réalité, on modifie la résistance du photoconducteur et non pas directement la rampe. De plus la rampe est symétrique et donc la gigue temporelle à considérer est sur la moitié de la durée de la rampe :

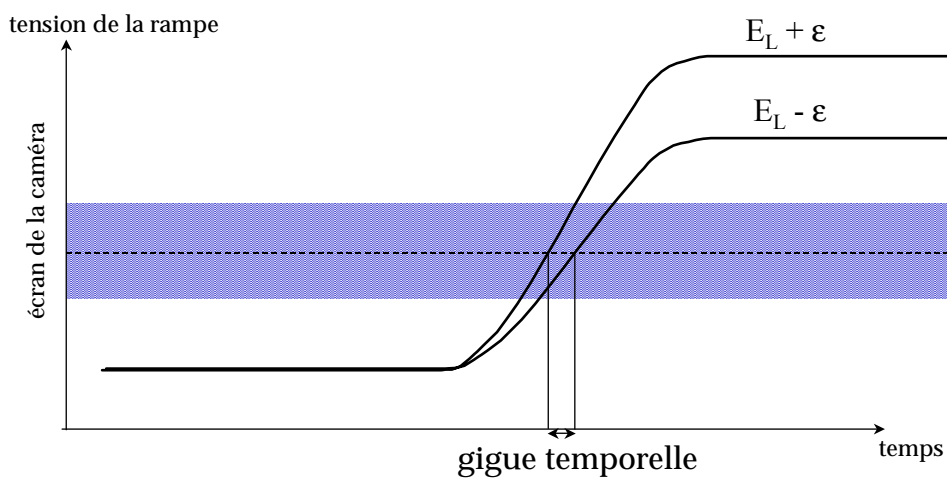


Figure 3.36 : gigue temporelle introduit par les fluctuations du laser.

La gigue temporelle introduit par les fluctuations de l'intensité du laser s'écrit :

$$\tau_{\text{pic}} = t_{\text{rampe}} \left(\frac{\alpha}{\alpha + 100E_L} \right) \left(\frac{\Delta E_L}{E_L} \right)$$

où je rappelle que t_{rampe} est la durée de la rampe (s), α est la sensibilité du photoconducteur ($\Omega \cdot \mu\text{J}$), E_L est l'énergie éclairant le photoconducteur dont la variation est ΔE_L .

Cette gigue temporelle peut être réduite en travaillant à la saturation du photoconducteur (c'est à dire pour E_L grand). Ceci demande beaucoup de l'énergie du laser pour la rampe et donc d'autant moins pour l'expérience. De toute manière l'amélioration est limitée par le fait que la gigue temporelle liée à l'ASE discuté plus haut est une fonction croissante de E_L . On aura donc un optimum en fonction de E_L .

De manière générale, la résolution de la caméra à balayage de fente utilisée avec ce système de balayage, s'exprime par la résolution temporelle après accumulation d'un grand nombre de coups :

$$\tau_{\text{total}} = \sqrt{(\tau_{\text{caméra}}^2 + \tau_{\text{pic}}^2 + \tau_{\text{ASE}}^2)}$$

où $\tau_{\text{caméra}}$ est la résolution temporelle de la caméra ($\approx 500\text{fs}$).

La variation de la résolution temporelle de la caméra en fonction de l'éclairement des photoconducteurs a l'allure qualitative suivante :

Largeur à mi-hauteur de la réponse impulsionnelle temporelle de la caméra en mode accumulation

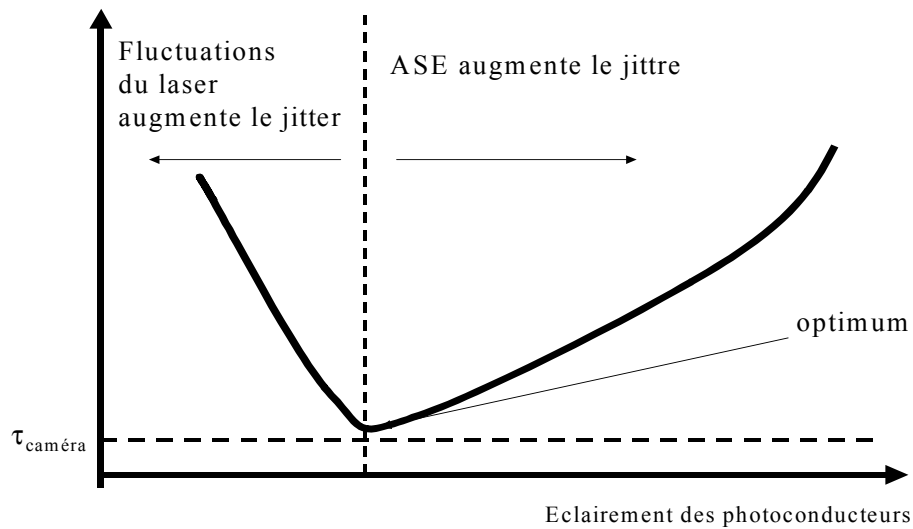


Figure 3.37 : estimation qualitative de la résolution temporelle de la camera en fonction de l'éclairement des photoconducteurs.

Le minimum résulte des contributions respectivement croissante et décroissante de respectivement τ_{ASE} et τ_{pic} . La valeur de ce minimum est essentiellement déterminée par les caractéristiques de contraste et de stabilité du laser. Tout gain sur ces paramètres améliore la valeur au minimum et déplace le point de fonctionnement. On va voir maintenant qu'il est possible de réduire τ_{pic} pour un laser donné en utilisant une technique de compensation.

3.B.4.c) Présentation et Etude théorique du système avec compensation

L'élargissement τ_{pic} est dû au fait que la pente de la rampe augmente avec l'énergie laser. Le principe de compensation que nous avons retenus consiste à introduire un 3^{ème} conducteur dans le circuit, monté en parallèle dont l'effet est de réduire la pente quand l'éclairage augmente.

La figure suivante compare les circuits avec et sans compensation :

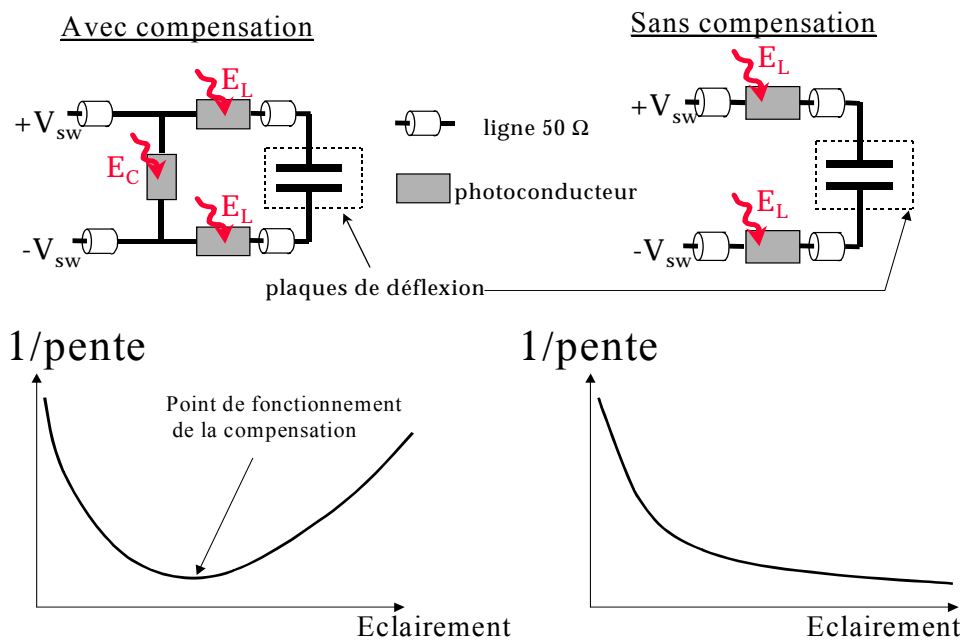


Figure 3.38 : comparaison des architectures et des comportements des systèmes avec et sans compensation en supposant une impulsion sans piédestal d'ASE.

La valeur asymptotique de la tension aux bornes des plaques de déflexion dans l'architecture

avec compensation s'exprime par :
$$V_{\text{plaques}} = 2V_{\text{sw}} \frac{50}{50+R_s} \frac{R_{S \text{ comp}}}{100+R_{S \text{ comp}}}$$
,

où V_{sw} est la haute-tension d'alimentation, R_s est la résistance du photoconductor principal fermé éclairé par E_L , $R_{S \text{ comp}}$ est la résistance du photoconductor de compensation fermé éclairé par $E_C = kE_L$ ($k < 1$).

Sur la figure 3.38, on a tracé l'inverse de la pente de balayage en fonction de l'éclairage, calculé par cette formule et montré pour comparaison cette quantité pour le circuit sans

compensation. L'effet du photoconducteur en parallèle est d'introduire un minimum résultant de la compétition contradictoire entre le photoconducteur en parallèle qui réduit la tension appliquée et les photoconducteurs série qui augmente le courant dans les plaques.

En travaillant à un point de fonctionnement proche de ce minimum, on obtient une dépendance réduite en fonction de l'impulsion laser. La gigue temporelle calculée au premier

ordre s'écrit :
$$\tau_{pic} \propto \Delta E_L \cdot \frac{(BE_L^2 - A)}{(1 + BE_L)^2 (A + E_L)^2},$$

où A et B sont des constantes positives, $A = \frac{\alpha}{50}$ où α est la sensibilité du photoconducteur

principal ($\Omega \cdot \mu J$), $B = \frac{100k}{\beta}$ où k est la rapport entre éclairement du photoconducteur de

compensation et photoconducteur principal et β est la sensibilité du photoconducteur de compensation ($\Omega \cdot \mu J$).

On peut annuler cette gigue au premier ordre en choisissant: $A = BE_L^2$ d'où $k = \frac{\alpha\beta}{5000E_L^2},$

condition qui correspond au minimum.

Dans la pratique le fonctionnement sera plus complexe : résistance du photoconducteur variable dans le temps et non linéaire en fonction de l'éclairement, inductance parasite résiduelle, etc. Cependant l'existence d'un extremum en fonction de l'éclairement est assurée étant donné qu'asymptotiquement la réponse sera faible tant aux faibles éclairements qu'aux forts éclairements. Le principe de compensation est donc robuste.

3.B.4.d) Résultats expérimentaux

3.B.4.d.i) Présentation des expériences

Les résultats présentés dans cette partie sont le fruit des expériences réalisées au Max Planck Quantum Optics Institute à Garshing (Allemagne) avec le Pr. Eidmann et le Dr. Ulrich Andiel, à l'université Dalhousie à Halifax (Canada) dans le laboratoire du Pr. Cozens, avec Charles Belzille et Christian-Yves Côté d'Axis photonique et Guillaume Dupuis en stage à Fastlite, et enfin à l'Institut National de Recherche Scientifique à Montréal (Canada) dans le laboratoire du Pr. Jean-Claude Kieffer, avec C. Belzille et C.-Y. Côté. Afin d'identifier les différentes expériences, on les désignera par la suite respectivement expériences « MPQ », « Halifax », « INRS ».

L'expérience « Halifax » est une expérience avec une caméra à balayage de fente fonctionnant dans le visible utilisée sur un système laser commercial 1kHz Clark-MXR. Le montage expérimental est représenté sur la figure suivante :

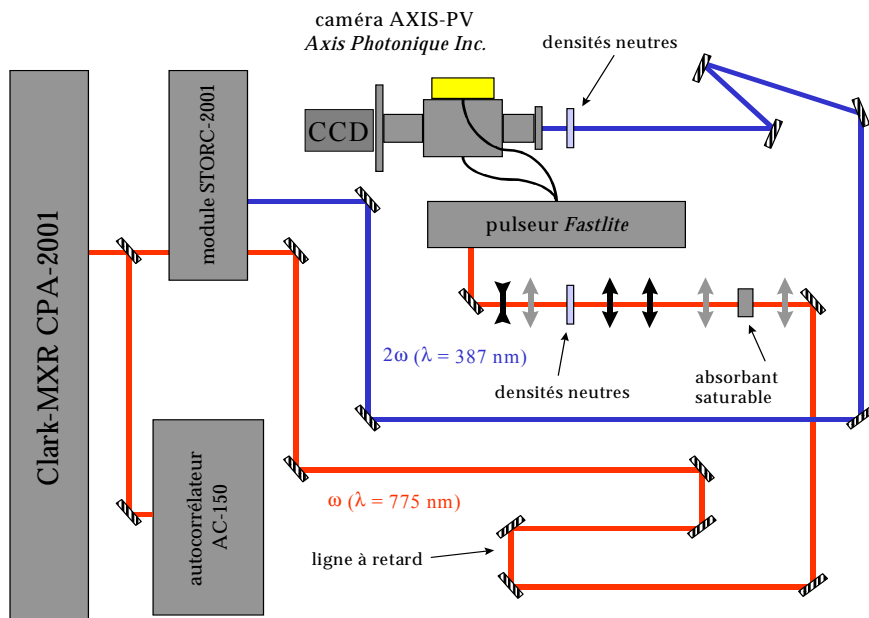


Figure 3.39 : montage expérimental de l'expérience "Halifax"

Dans cette expérience, on a voulu tester plusieurs architectures de photoconducteurs. L'optique d'éclairage des photoconducteurs est adaptée aux différentes architectures testées. Ces différents montages ont pour but de trouver expérimentalement le point de

fonctionnement optimum de la compensation. Le montage expérimental à l'avantage d'avoir une ligne à retard optique bien réglée et de grande excursion (60cm équivalent à 4ns). Il a donc permis de tracer la position de l'impulsion sur l'écran de la caméra à balayage de fente en fonction du retard. Cette mesure constitue une excellente mesure de la rampe dont la précision est celle de la résolution de la caméra soit de l'ordre de 1ps. Les mesures d'énergie ont été effectuées derrière les densités neutres. C'est à dire que l'énergie reçue par un photoconducteur principal est environ 16% de la valeur mesurée. A titre d'exemple, l'énergie maximale d'éclairement utilisée est 170 μ J ce qui correspond à 27 μ J par photoconducteur principal. Le terme « principal » signifie le photoconducteur inséré dans la ligne de transmission par opposition au photoconducteur de compensation qui court-circuite les deux lignes. Les trois architectures testées à Halifax sont :

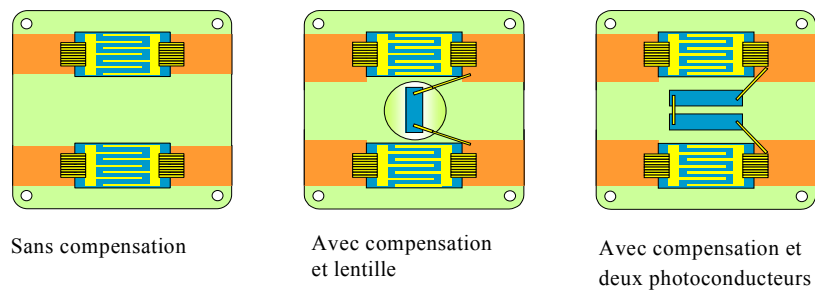


Figure 3.40 : trois architectures de photoconducteurs utilisées dans l'expérience "Halifax"

Les caractéristiques de contraste (piédestal ASE) et de fluctuation du laser sont résumées dans le tableau ci-dessous avec et sans absorbant saturable et suivant les architectures car ces caractéristiques ont changé au cours de l'expérience en particulier à cause d'un problème de refroidissement du laser:

Architecture testée	Avec/sans absorbant saturable RG830/850	Contraste en énergie	Fluctuations pic à pic en %
Sans compensation	Sans absorbant saturable	1/1000	10.7%
	Avec absorbant saturable	1/6000	18.9%
lentille	Sans absorbant saturable	1/100	6.3%
	Avec absorbant saturable	1/7000	11.1%
2 photoconducteurs	Sans absorbant saturable	1/1000	10.7%
	Avec absorbant saturable	1/6000	18.9%

Tableau 3.4: caractéristiques du laser de l'expérience "Halifax"

Chapitre 3 : Méthode de mesures ultrarapides directes

Les expériences dites « MPQ » et « INRS » sont similaires. Le laser est un laser 10Hz ayant des fluctuations pic à pic de l'ordre de 10% à 30% suivant les expériences. Le contraste en énergie de l'ordre de 1/1000 sans absorbant saturable et supérieur à 1/10000 avec absorbant saturable. Ces deux expériences ont permis d'atteindre des résolutions subpicosecondes, l'expérience « MPQ » étant la première avec ce système de balayage à avoir obtenu une telle résolution.

Le montage expérimental est très proche de celui de la figure 3.39. Cependant le laser 10Hz est beaucoup plus énergétique. Le modèle de caméra est un modèle pour rayons X-UV. Par conséquent, l'impulsion infrarouge est triplée (266nm) avant d'être envoyée sur la photocathode de la caméra à balayage de fente X.

Seulement deux architectures seront comparées sur ces deux expériences, l'une sans compensation, l'autre avec un photoconducteur de compensation sans lentille.

Les résultats présentés de ces expériences sont les meilleures performances obtenues pour chaque expérience. La variation de la résolution temporelle en fonction de l'énergie lumineuse pour retrouver la courbe en V théorique liée aux giges temporelles dues à l'ASE et aux fluctuations a été mesurée (c.f. annexe 1 "Etudes expérimentales du photoconducteur et du système de balayage" pour les détails).

Une photo du système de balayage utilisé dans les premières expériences est présenté sur la figure suivante. Dans ce montage on travaille avec une alimentation haute tension extérieure indépendante. Dans des expériences plus récentes, alimentation et circuit de commutation ont été réunis en un seul bloc.



Figure 3.41 :premier système de balayage

3.B.4.d.ii) Résultats sur la rampe de haute-tension

Cette partie présente les caractéristiques électriques de la rampe et de la compensation : allure de la rampe, sa linéarité, ses modifications avec les paramètres du laser (contraste ASE et fluctuations), fonctionnement de la compensation. Ces résultats ont été obtenus à Halifax avec une ligne à retard optique longue.

Les courbes suivantes représentent la position de l'impulsion brève vue par la caméra sur l'écran en fonction de la position des miroirs de retour de la ligne à retard optique (15cm \leftrightarrow 1ns) pour une tension de balayage telle que l'ensemble de la rampe soit contenu dans l'écran de la caméra :

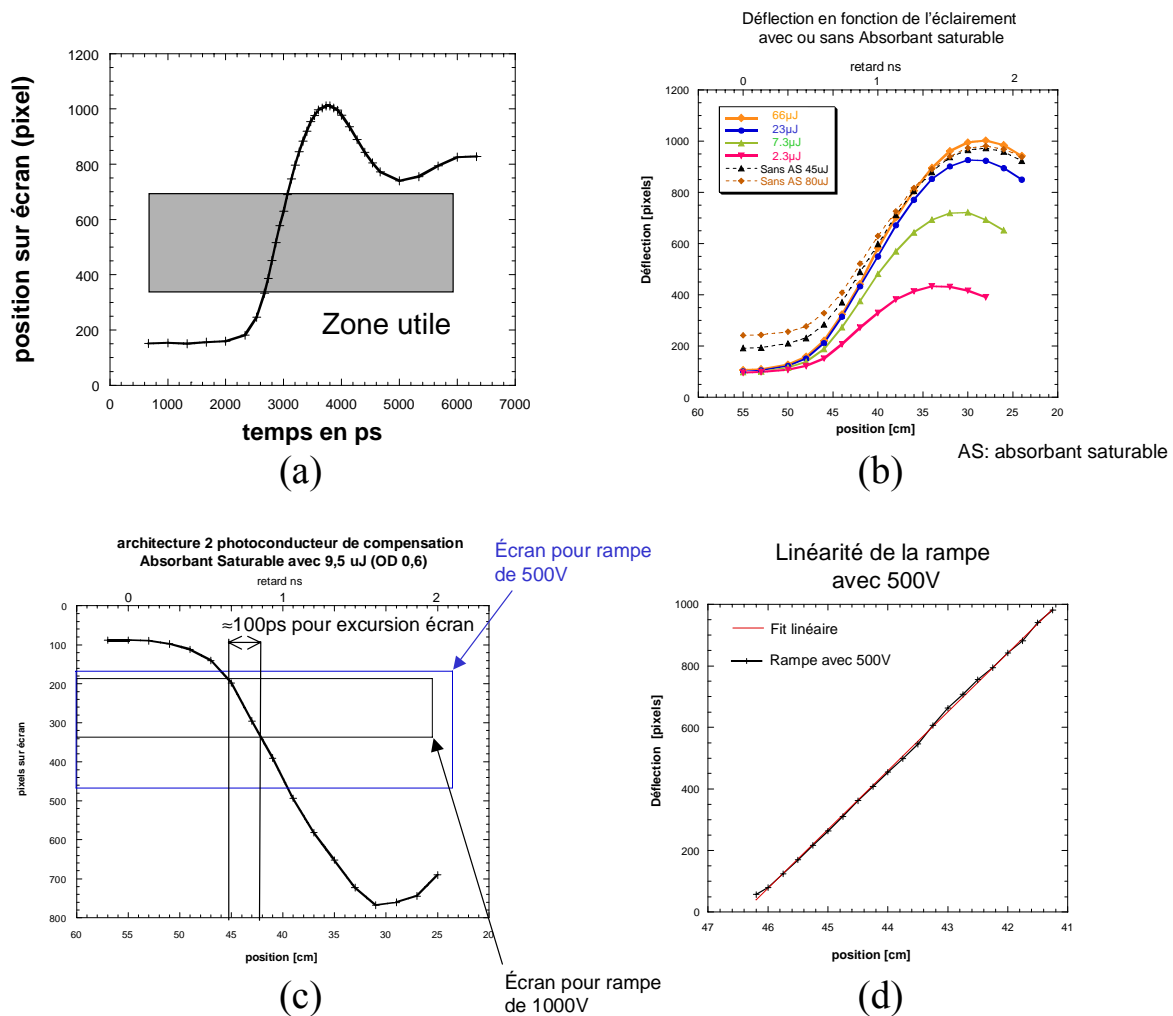


Figure 3.42: rampes de balayage: (a) excursion temporelle longue montrant le 1^{er} rebond, (b) illustration des effets de défauts du laser sur la rampe (pré charge par l'ASE, modification de l'amplitude et de la pente de la rampe avec l'intensité du laser), (c) représentation de la rampe et de la fenêtre temporelle de l'écran pour des rampes de balayage de 500V et 1000V, (d) linéarité de la rampe.

La première courbe (a) montre l'évolution de la position de la trace sur l'écran en fonction de la longueur de la ligne à retard optique convertie en durée. On observe un rebonds indiquant qu'il existe une inductance parasite résiduelle des connections aux plaques. Cette inductance cause des oscillations amorties dont la plus importante est la première. L'allure de la courbe (a) confirme que les oscillations seront suffisamment faibles pour ne pas avoir de problème de retraçage.

Les courbes du graphique (b) confirment expérimentalement le comportement de la rampe haute-tension en fonction des paramètres du laser. Les courbes obtenues sans absorbant saturable (« sans AS »), montrent que le piédestal d'ASE pré charge effectivement les plaques de déflexions et décale le point de départ de la rampe vers le haut. La variation de l'énergie lumineuse de l'impulsion de déclenchement (courbes obtenues avec différentes densités optiques) modifie l'amplitude et la pente de la rampe.

La correspondance entre la rampe de tension et le balayage de la caméra est rappelé sur la courbe (c) montrant les balayages obtenus pour deux tensions (500V et 1000V). La rampe de 1000V correspond à une excursion complète de l'écran de 100ps. Pour 500V, l'écran correspond à 200ps.

La linéarité du balayage est directement reliée à la linéarité de la rampe. Cette linéarité est meilleure pour 1000V que pour 500V car la zone utile correspond à une fraction plus faible du balayage total. La linéarité à 500V est toutefois très satisfaisante (cf. courbe (d)).

La rampe obtenue permet un balayage très linéaire dont la vitesse correspond à 165fs/pixel pour 1000V et 330fs/pixel pour 500V.

L'effet du piédestal d'ASE sur la rampe est important mais fortement réduit par l'utilisation d'un absorbant saturable. Le filtre utilisé est un filtre Schott RG850. Sur ce laser à taux de répétition élevé (1kHz), une élévation de la température moyenne du filtre se produit si la thermalisation du filtre n'est pas adéquate, pouvant aller jusqu'à la destruction du filtre. On a utilisé le montage de la figure 3.43 (a) associé à un montage optique répartissant le faisceau sur une tache linéaire. L'équilibre thermique est obtenu au bout de quelques minutes (figure 3.43 (b)).

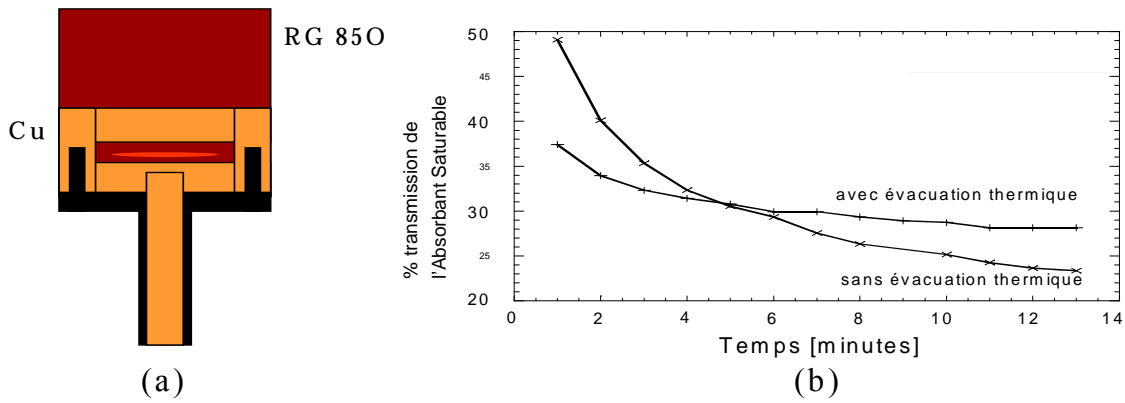


Figure 3.43 : (a) système d'évacuation de la chaleur, (b) temps de stabilisation de la thermalisation du filtre absorbant saturable.

La transmission du filtre à l'équilibre thermique est environ de 30%. L'énergie disponible après filtrage est donc réduite.

Le comportement du circuit de compensation est montré sur la figure 3.44 qui donne un exemple de tension maximale de la rampe en fonction de l'énergie d'éclairement. On observe bien le maximum attendu et nécessaire pour obtenir l'effet de compensation.

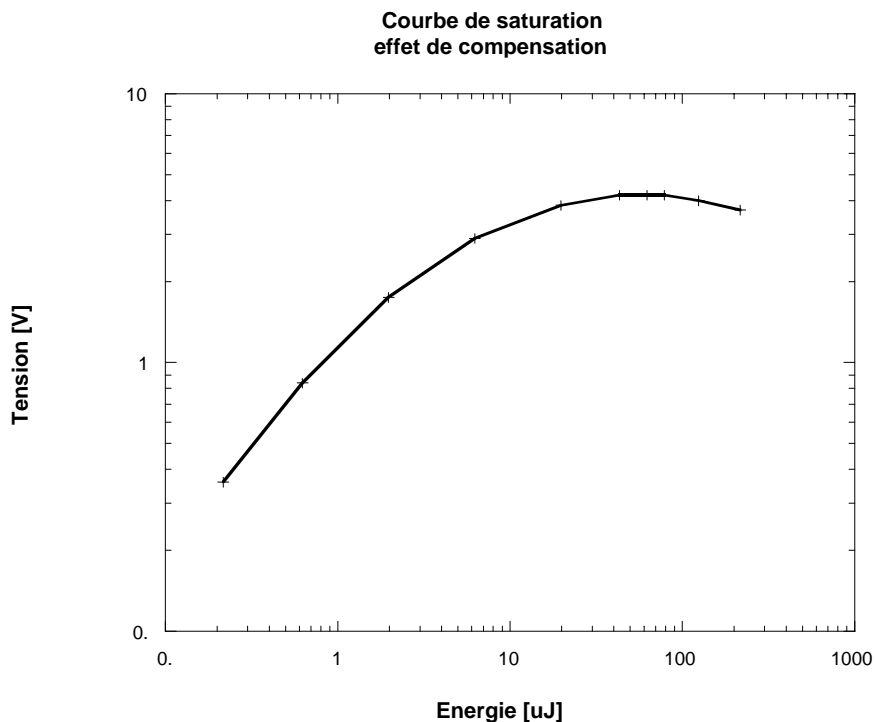


Figure 3.44 : Effet de la compensation sur la valeur de maximale de la tension de la rampe.

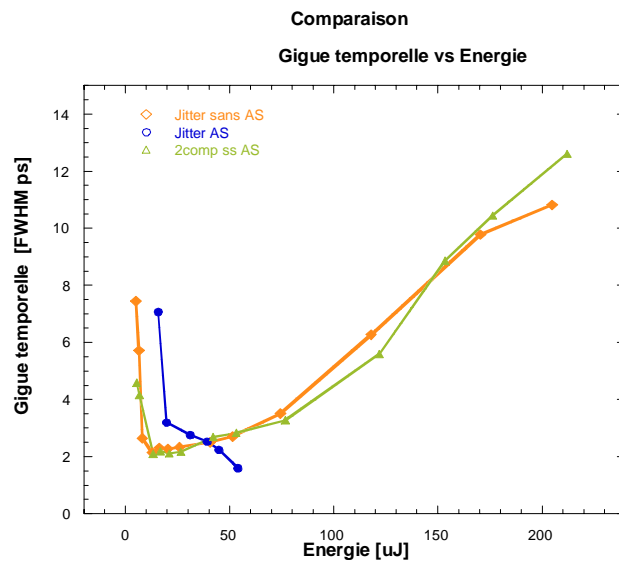
Dans ce cas, le point de fonctionnement optimum serait aux environs de 70 μ J .

3.B.4.d.iii) Résultats expérimentaux sur la résolution temporelle et la gigue temporelle

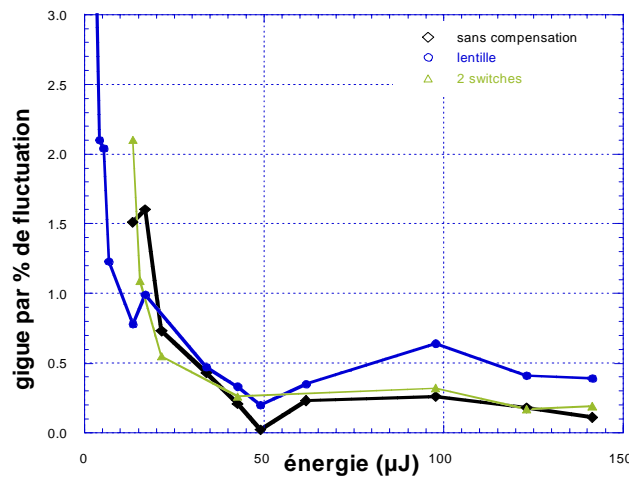
3.B.4.d.iii.1) Résultats pour un laser 1kHz (<1mJ) et une caméra à balayage de fente visible

Deux types de mesures permettent d'estimer la gigue temporelle liée au balayage. La première, la réponse impulsionnelle de la caméra, c'est à dire la mesure de la largeur à mi-hauteur d'une impulsion ultrabrève (très brève devant la résolution de la caméra) est une mesure indirecte de la gigue temporelle. La seconde est une mesure directe de la réponse aux variations d'intensité des impulsions laser. Elle consiste en la mesure de l'écart des positions de la trace pour deux valeurs d'éclairements différents. Exprimé en ps par % de fluctuations, cette mesure permet de distinguer la composante de la gigue liée aux fluctuations de celle due au piédestal d'ASE.

Deux configurations expérimentales ont été utilisées: dans l'une un faisceau large éclaire deux photoconducteurs de compensation montés en série, dans l'autre le faisceau est focalisé par une lentille sur un photoconducteur unique. Par ailleurs on a réalisé des mesures avec et sans absorbant saturable.



(a)



(b)

Figure 3.45 : gigue temporelle en fonction de l'éclairement mesuré par : (a) la largeur à mi-hauteur de la mesure d'une impulsion brève, (b) exprimé en % de fluctuation (sans absorbant saturable).

La figure 3.45.a présente la valeur de la largeur à mi-hauteur. Les résultats présentent bien l'optimum attendu en fonction de l'énergie. Avec l'absorbant saturable cet optimum est au delà de la gamme de mesure.

La figure 3.45.b montre une expérience de mesure de la réponse aux variations d'énergie sans absorbant saturable. Pour des énergies de l'ordre de 25 μ J, on observe effectivement une amélioration liée à la compensation, à plus forte énergie, l'effet de la compensation est

largement masqué par les contributions de l'ASE. On peut donc obtenir deux conditions optimales : l'une sans absorbant saturable avec compensation, l'autre avec absorbant saturable. Le premier de ces optima consomme moins d'énergie.

La figure suivante présente le meilleur résultat obtenu avec une caméra visible et un laser 1kHz commercial dont les performances sont un contraste après absorbant saturable de 1/11300 et des fluctuations pic à pic de 11.1% (très importantes pour ce type de laser 1kHz):

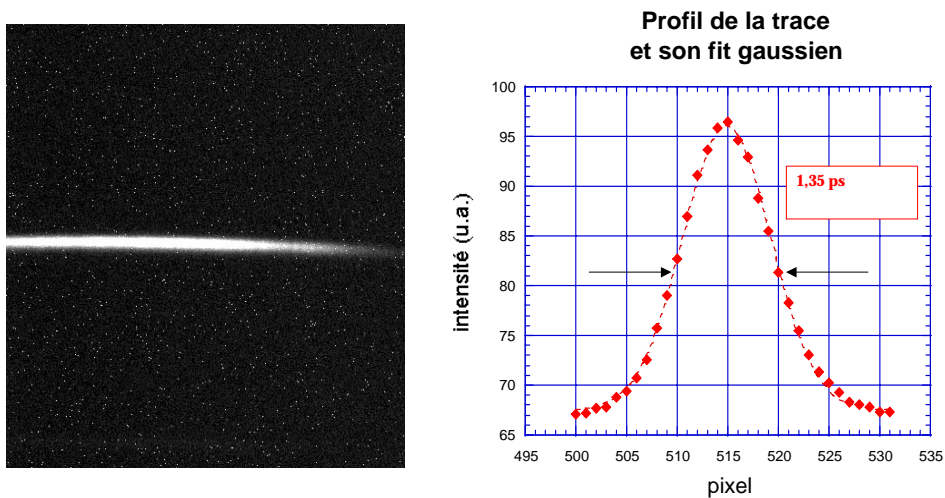


Figure 3.46: résolution optimale pour la caméra visible lors de l'expérience Halifax

Avec les performances habituelles d'un laser 1kHz (fluctuations environ 1% pic à pic, contraste environ 1/10000), la résolution attendue devrait être subpicoseconde.

3.B.4.d.iii.2) Résultats pour un laser 10Hz(<100mJ) et une caméra à balayage de fente X-UV

Les meilleurs résultats ont été obtenus au « MPQ » à Garshing en collaboration avec le Pr Eidmann et à l'« INRS » à Montréal avec le Pr Kieffer.

En 1999, une résolution de 900fs à mi-hauteur sur une moyenne de 50 colonnes et même de 750fs sur une colonne bien choisie a été obtenue à Garshing :

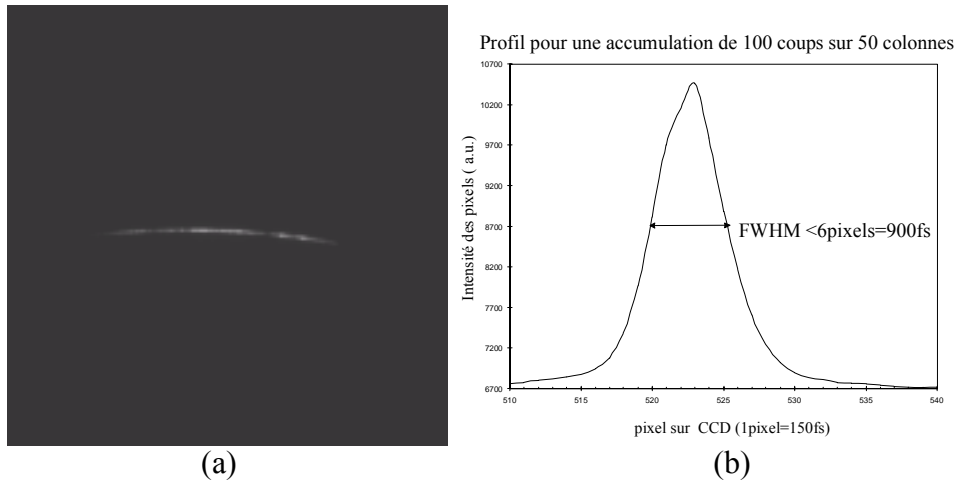


Figure 3.47 : résultats présentés au CLEO 2000 [Oksenhendler 2000] obtenus au « MPQ » Le résultat optimum obtenu, c'est à dire en ne sélectionnant qu'une seule colonne ayant une bonne allure, est montré ci-dessous :

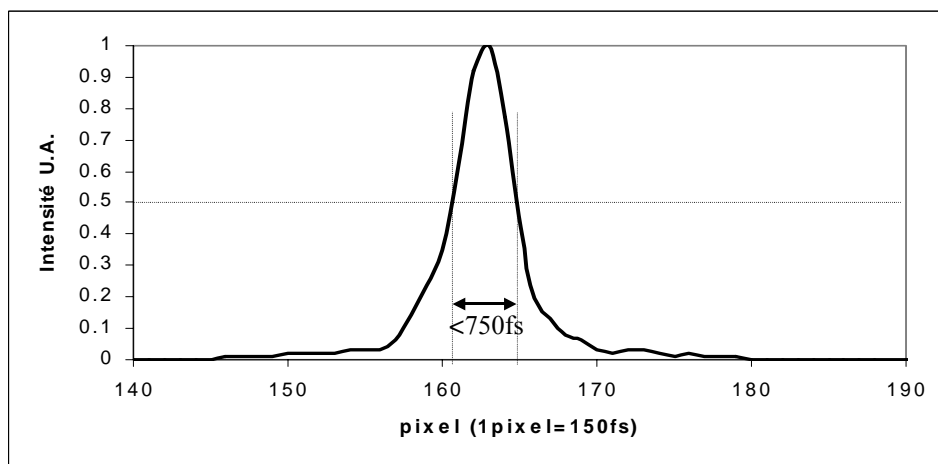


Figure 3.48 : résultat “optimisé” avec un bon choix de colonne (résolution <math>< 750 \text{ fs}</math>) Des résultats très similaires ont été obtenus sur un système différents à l'INRS à Montréal [Belzile 2002] avec le même type de générateur de rampe de balayage :

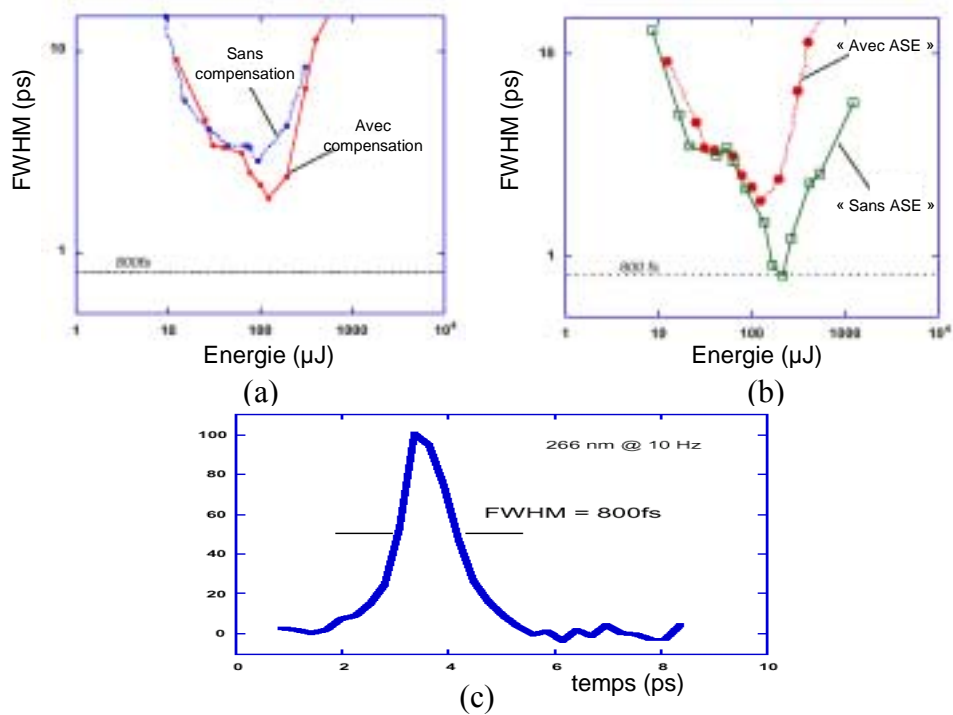


Figure 3.49 : résultats obtenus par Charles Belzile à l'INRS de Montréal avec le système de balayage montrant : (a) les différences de comportement des architectures avec et sans compensation avec un contraste ASE de 10^{-4} en puissance, (b) les résultats obtenus pour l'architecture avec compensation et avec ou sans absorbant saturable pour éliminer le piédestal d'ASE, (c) meilleure résolution obtenue.

La courbe (a) illustre l'amélioration des performances avec compensation sans augmentation du contraste par absorbant saturable. Si on ajoute cet absorbant (courbe (b)), la diminution du piédestal d'ASE permet d'utiliser la compensation pour obtenir une résolution très proche de la résolution optimale de 800fs (correspondant à la largeur de l'impulsion laser avec la résolution du tube de la caméra). La gigue temporelle peut alors être estimée par la comparaison entre la résolution dynamique ($\tau_{dyn}=800fs$) et la résolution temporelle du tube $\Delta\tau\approx 740fs$. En effet, en négligeant les autres termes, la gigue temporelle s'ajoute quadratiquement à la résolution temporelle du tube pour obtenir la résolution dynamique :

$$\tau_{dyn} = \sqrt{\tau_{stat} + \tau_{gigue}} .$$

On en déduit ainsi que la gigue temporelle est alors inférieure à 300fs.

3.B.5. Conclusion

On a obtenu un fonctionnement avec une résolution globale subpicoseconde sur deux installations combinant une caméra AXIS PX avec le système de balayage à photoconducteurs : Max Planck Institute à Garshing et Institut National de la Recherche Scientifique à Montréal. Une étude extensive faite sur ce dernier système conduit à une contribution de la gigue temporelle inférieure à 300fs. De telles performances exigent un laser ayant un contraste suffisant et une stabilité en énergie de quelques pourcents rms, performances qui sont atteintes par beaucoup d'installations actuelles. Le montage de compensation a été essentiel pour atteindre les performances ultimes.

La capacité de fonctionner à des taux de répétition de 1kHz a été démontrée. Techniquement, l'extension à 10kHz est possible mais l'énergie disponible pour commander les photoconducteurs devrait être le principal facteur limitatif.

Le système est aujourd'hui en fonctionnement dans cinq laboratoires dans le monde. Il permet la mesure directe associée aux lasers ultrabrefs la plus rapide actuellement. Par exemple elle améliore de plus d'un ordre de grandeur la résolution temporelle des mesures de fluorescence. Cette capacité est encore largement inexploitée [Donovan 1997].

Pour les études temporelles dans le domaines des rayons X la caméra à balayage de fente est un moyen privilégié et la question de nouvelles améliorations possibles de la résolution temporelle est posée.

La synchronisation et le balayage ne sont plus pour l'instant les facteurs limitant. De plus avec les progrès des lasers ultrabrefs (en terme de contraste et de stabilité), une gigue temporelle de l'ordre de 50fs semble envisageable avec le système de balayage présenté ici.

Le point limitant est par conséquent la résolution de la caméra elle-même. Les deux termes prépondérant sont la contribution de l'image statique liée aux aberrations de l'optique électronique et la dispersion de temps de vol des électrons.

La meilleure résolution obtenue actuelle est de 500fs, l'objectif des 100fs nécessite un effort important de développement sur les tubes de caméra.

Références Chapitre 3

[Aigrain] : “Les semi-conducteurs”, P.Aigrain, F.Englert, Dunod

[Auston 1975] : D.H.Auston, ”Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon”, Appl.Phys.Lett. **26**, 101 (1975)

[Belzile 2002] : C.Belzile, J.C.Kieffer, C.Y. Cote, T.Oksenhendler, D.Kaplan, “Jitter free subpicosecond streak camera”, Rev. Sci. Instrum. **73**, 1617 (2002)

[Bourty 1982] : B.Bourty, C.Cavailler and N.Fleurot, Proc. SPIE **348**, 766, (1982)

[Bube] : “Photoelectronic Properties of Semiconductors” , Bube, Cambridge University Press (1987)

[Chang 1996] : Z.Chang, A.Rundquist, J.Zhou, M.M.Murnane, H.C.Kapteyn, X.Liu, B.Shan, J.Liu,L.Miu,M.Gong and X.Zhang, “ Demonstration of a sub-picosecond x-ray streak camera ”, Appl.Phys.Lett. **69**, 133 (1996)

[Chang 2003] : JY. Liu, J. Wang, B. Shan, C. Wang, ZH. Chang, “ An accumulative x-ray streak camera with sub-600-fs temporal resolution and 50-fs timing jitter ”, App. Phys. Lett. **82**, pp. 3553-3555, (2003)

[Côté 1998] : C.-Y.Côté, D.Kaplan, M.Bouvier, K.Eidmann, J.Tesar, J.-C. Kieffer, “A laser-triggered ultrafast streak camera for the measurements of ultra-short events on the femtosecond time scale”, Opto-contacts **3414**, 280 (1998)

[Dereniak] : “Optical Radiation Detector”, Eustace L. Dereniak, Devon G. Crowe, Publ. John Wiley & sons, 1984

[Donovan 1997] : B. Donovan, L.A. Walker, D.Kaplan, M.Bouvier, C.F. Yocum, R.J. Sension, “Structure and function in the isolated reaction center complex of photosystem II. (1) Ultrafast Fluorescence Measurements of PSII”, J. Phys. Chem. B., vol 101 (26), pp. 5232-5238 (1997)

[Gallant 1997] : P.Gallant, Z.Jiang, J.Fuchs, J.Ckieffer, H.Pépin, D.Gontier, A.Mens, N.Blanchot, J.Lmiquel, J.F.Pelletier and M.Sutton, Proc. SPIE **3157**, 44 (1997)

[Gallant 2000] : P.Gallant, P.Forget, F.Dorchies, Z.Jiang, J.C.Kieffer, P.A. Jaanimagi, J.C.Rebuffie, C.Goulmy, J.F.Pelletier and M.Sutton, “Characterization of a subpicosecond x-ray streak camera for ultrashort laser-produced plasma experiments”, Rev. Sci.Instrum. **71**, 3627 (2000)

[Girard 1984] : A.Girard, C.Loty and J.P.Roux, Proc. SPIE **491**, 58 (1984)

[Kieffer 1996] : J.C.Kieffer, Z.Jiang, A. Ikhlef and C.Y. Côté, “ Picosecond dynamics of a hot solid-density plasma ”, JOSA B **13**, 132 (1996)

[Knox 1980] : G.Mourou and W.Knox, ” A simple jitter-free picosecond streak camera ”, Appl.Phys.Lett. **36**, 623 (1980)

[Lacassie 1996] : Thèse de F.Lacassie, “Contribution à l’étude de la génération d’impulsions hyperfréquences de grandes puissances par photoconducteurs actifs par laser: étude des limitations en courant d’un commutateur à photoconducteur en Arséniure de Gallium, déclenché par laser Nd :YAG », Université de Pau, 1996.

[Mens 1990] : A.Mens, J.M.Dalmasso, R.Sauneuf, R.Verecchia, J.M.Roth, F.Tomasini, J.Miche and J.C.Rebuffie, Proc. SPIE **1358**, 315 (1990)

[Murnane 1990] : M.M.Murnane, H.C. Kapteyn and R.W. Falcone, “X-ray camera with 2-ps response ”, Appl. Phys. Lett. **56**,1948 (1990)

[Oksenhendler 2000] : T.Oksenhendler, D.Kaplan, U.Andiel, K.Eidmann, K.Witte, ”Subpicosecond streak camera averaging measurements using a photoconductive switch with amplitude compensation”, CLEO2000, CThM44

[Pocha 1990] : M.Pocha, R.L.Druce, “35-kV GaAs Subnanosecond Photoconductive Switches”, IEEE Trans. Electron. Devices, **37**, 2486 (1990)

[Rosen] : “High-Power Optically Activated Solid-State Switches”, A.Rosen, F.Zutavern, Artech House Inc. (1994)

[Rosencher] : “Optoélectronique”, E.Rosencher, B.Vinter, Masson Ed.

[Shepherd 1995] : R.Shepherd, R.Booth, D.Price, M.Bowers, D.Swan, J.Bonlie, B.Young, J.Dunn, B.White and R.Stewart, “Ultrafast X-ray camera for use in ultrashort laser-produced plasma research”, Rev.Sci.Instrum. **66**, 719 (1995)

[Siwick 2002] : B.J.Siwick, J.R.Dwyer, R.E.Jordan, R.J.D. Miller, “Ultrafast electron optics : Propagation dynamics of femtosecond electron packets”, Journ. Appl. Phys. **92**, 1643 (2002)

[Sze] : “Physics of Semiconductor Devices”, S.M.Sze, Wiley Publ.

Synthèse chapitre 3 :

On a étudié un système de balayage sans « jitter », à base de photoconducteurs haute-tension, permettant d'utiliser la caméra à balayage de fente dans le domaine subpicoseconde en association avec des lasers ultrabrefs amplifiés. Le choix de l'Arséniure de Gallium comme matériau photoconducteur a été fait en raison de la disponibilité de matériau semi-isolant à haute mobilité. Une étude de la photoconduction dans l'Arséniure de Gallium semi-isolant a montré le rôle prépondérant joué à fortes excitations par la recombinaison de surface. Les limitations en tension dues à un phénomène de claquage à l'anode ont également été investiguées. Cette étude a conduit à la conception de commutateurs haute-tension, fonctionnant dans l'air, à géométrie interdigitée et utilisant une hétéro structure de surface pour limiter la recombinaison. On a réalisé un circuit simple de commande de balayage en configuration microstrip avec deux photoconducteurs alimentés par un générateur haute-tension impulsionnel adapté. Pour diminuer l'effet de jitter introduit par l'instabilité de l'énergie des impulsions laser, on a imaginé et expérimenté avec succès un procédé original utilisant un troisième photoconducteur en configuration parallèle.

Le système a permis d'obtenir des résolutions temporelles inférieures à la picoseconde avec des contributions du jitter inférieures à 300fs.

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

4. DISPOSITIFS DE CONTROLE DU CONTRASTE ET DES FLUCTUATIONS DES IMPULSIONS ULTRABREVES UTILISANT DES PHOTOCONDUCTEURS..... 127

4.A Nettoyeur de pré-impulsion et de piédestal d'émission spontanée amplifiée (ASE) par une cellule de Pockels ultrarapide..... 127

4.A.1. Principe de nettoyage des impulsions..... 130

4.A.2. Cellule de Pockels ultrarapide : systèmes commerciaux existants..... 132

4.A.3. Cellule de Pockels déclenchée par photoconducteur 134

4.A.3.a) Nouveau Cristal Electro-optique : le RTP (RbTiOPO_4) 134

4.A.3.b) Circuits de décharge par photoconducteurs 135

4.A.3.b.i) Système basé sur la décharge rapide de la capacité..... 135

4.A.3.b.ii) Système basé sur une ligne d'impédance continue..... 139

4.A.3.c) Résultats expérimentaux 142

4.A.3.c.i) Description du montage expérimental..... 143

4.A.3.c.ii) Vitesse de commutation, contraste, ouverture complète, jitters expérimentaux 144

4.A.3.c.iii) Modification du comportement avec le diamètre de faisceau 147

4.A.3.c.iv) Modification du comportement avec l'énergie d'éclairement des photoconducteurs 148

4.A.4. CONCLUSION..... 148

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

4.B Stabilisation des impulsions en énergie	149
<i>4.B.1. Principe de fonctionnement du stabilisateur</i>	<i>149</i>
<i>4.B.2. Performances optimales théorique.....</i>	<i>152</i>
<i>4.B.3. Résultats expérimentaux</i>	<i>154</i>
<i>4.B.4. Conclusion sur le stabilisateur</i>	<i>156</i>
4.C CONCLUSION ET PERSPECTIVES	157

4. Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

Dans le système de la caméra à balayage de fente étudié précédemment, nous avons aperçu certains problèmes expérimentaux liés à ce que nous avons appelé le piédestal d'ASE, c'est à dire, l'émission spontanée amplifiée précédant l'impulsion. L'énergie optique contenue dans ce piédestal n'est pas seulement gênante pour la synchronisation des caméras à balayage de fente mais intervient dans toutes les interactions de ce type de laser avec la matière. Dans la plupart des cas, l'intérêt des lasers femtosecondes est d'exciter très rapidement avec des puissances instantanées colossales la matière. L'interaction est complètement modifiée si la matière est préalablement excitée par de la lumière à niveau de puissance un peu moins élevé (celle contenue dans le piédestal). Par exemple, dans l'interaction d'une impulsion laser ultracourte avec une cible solide, le piédestal peut être d'énergie suffisante pour générer un plasma, et donc l'impulsion laser principale n'interagit plus avec le solide simple.

Les dispositifs présentés dans cette partie sont des exemples d'applications des photoconducteurs aux lasers femtosecondes, en particulier aux deux principaux problèmes des chaînes femtosecondes amplifiées que sont le contraste en énergie due à l'émission spontanée amplifiée (ASE) et le problème des fluctuations en énergie coup à coup des lasers. Ce sont des adaptations des photoconducteurs aux cellules de Pockels pour améliorer le contraste et la stabilité en énergie.

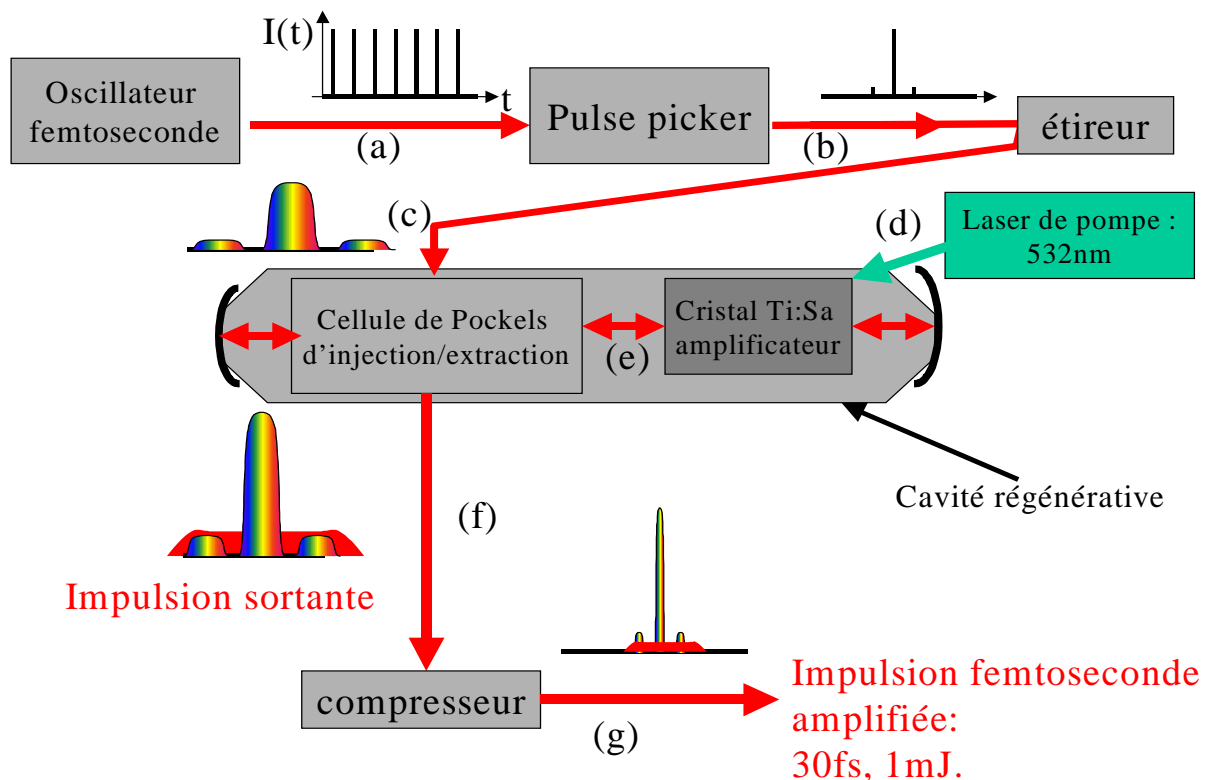
4.A Nettoyeur de pré-impulsion et de piédestal d'émission spontanée amplifiée (ASE) par une cellule de Pockels ultrarapide

Deux éléments différents contribuent au piédestal de l'impulsion laser dégradant le contraste :

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

- l'émission spontanée amplifiée qui est de la fluorescence amplifiée dans la cavité laser (multi passage ou régénérative),
- les pré impulsions qui sont des impulsions précédentes du train de l'oscillateur qui ont pu passer à travers le sélecteur d'impulsion (« pulse picker »), et qui peuvent dans les cavités régénératives se retrouver proches de l'impulsion principale du fait de la proximité des temps de répétition de l'oscillateur et d'un tour de cavité régénérative.

La figure 4.1 ci-dessous rappelle le fonctionnement d'un laser CPA avec cavité régénérative et l'allure de l'impulsion de sortie ainsi que les causes du piédestal.



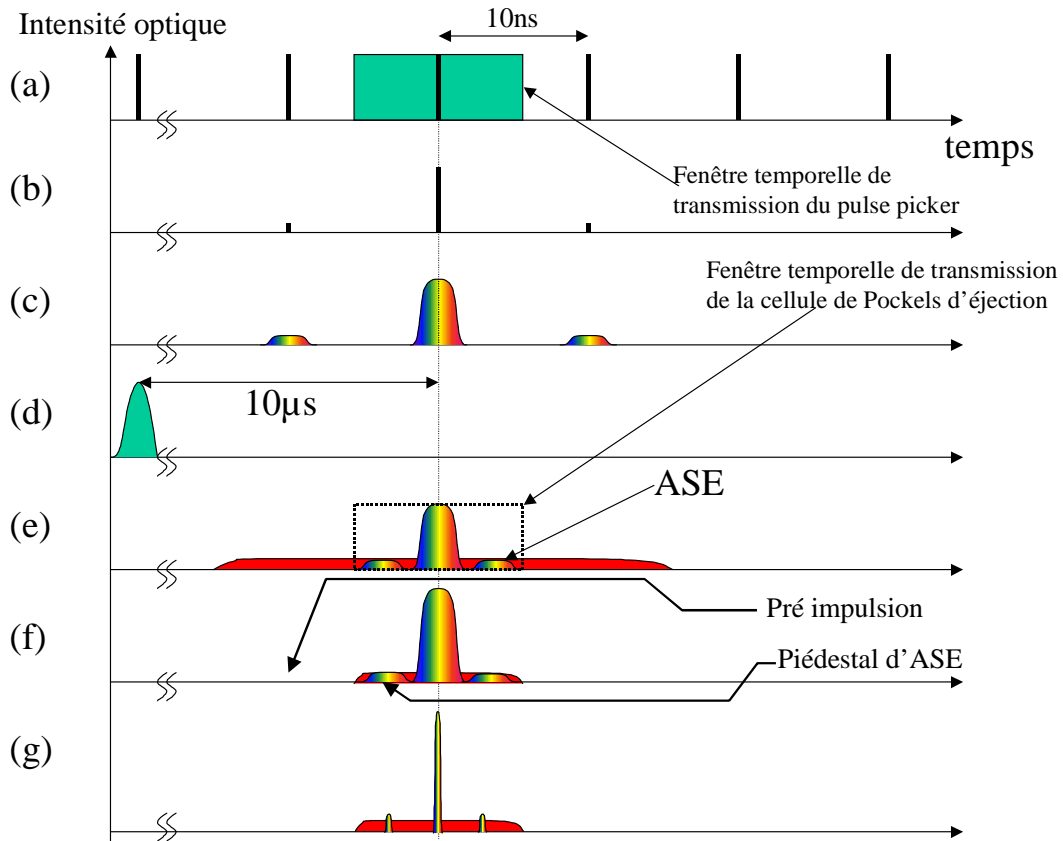


Figure 4.1: schéma de fonctionnement d'un laser de type CPA et représentation des différents délais et allure des impulsions entre les étapes (a) à (f) (les rapports entre intensités de pré impulsions, piédestal d'ASE, impulsion ne sont pas respectés, seules leurs évolutions le sont).

La figure 4.1 est schématique et permet simplement d'identifier les différentes causes de la détérioration du contraste. Les délais représentés ne tiennent pas compte de la propagation de la lumière et des allers-retours dans la cavité régénérative (environ 20 tours). La figure montre que les problèmes de pré-impulsion(s) sont liés aux fuites du « pulse picker » et de la cellule d'injection (dont les fonctions sont souvent réalisées par une seule et même cellule de Pockels). Le piédestal d'ASE provient de la fluorescence amplifiée qui est autour de l'impulsion. La durée du piédestal d'ASE est en général liée à la fenêtre temporelle de la cellule de Pockels d'éjection. La durée du piédestal est souvent d'environ 5 ns.

Dans beaucoup de systèmes, l'impulsion principale reste dans la cavité régénérative pour environ une vingtaine d'allers-retours. Chaque tour représente temporellement environ 10 ns c'est à dire très proche de la période de répétition de l'oscillateur femtoseconde. Ainsi après un tour dans la cavité, une pré ou post-impulsion peut s'incorporer à cause de la fuite de

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

l'ensemble « pulse picker »/cellule d'injection. Cette pré ou post impulsion peut alors être très proche de l'impulsion suivant l'écart temporel entre un tour de cavité et le taux de répétition de l'oscillateur femtoseconde. L'écart typique est de l'ordre de la centaine de picosecondes.

Le contraste qui nous intéresse ici est le rapport entre l'énergie optique précédent l'impulsion principale et l'énergie contenue dans l'impulsion elle-même, comme défini et mesuré par le système présenté dans le chapitre précédent. Un contraste de 10^{-3} est habituel, un bon contraste est de l'ordre de 10^{-4} et plus.

Dans le cadre du contrat européen SHARP ("Suppression over High dynamic range of Ase at the Rising edge of ultra-intense femtosecond Pulses", administré par le Laboratoire d'Optique Appliquée), plusieurs solutions d'amélioration du contraste ont été envisagées dont l'utilisation de cellule de Pockels ultra-rapide.

Le principe de filtrage rapide et le gain attendu sur le contraste sont présentés dans la première partie. Ensuite la description des systèmes existants, de leurs problèmes d'utilisation et de leurs réalisations précédera les dispositifs envisagés. Les études théoriques permettront de comprendre le choix de la conception du prototype dont les résultats expérimentaux sont ensuite présentés.

4.A.1. Principe de nettoyage des impulsions

Pour nettoyer l'impulsion, il faut lui retirer la partie d'énergie optique se trouvant devant elle. L'intérêt de la technique utilisant une cellule de Pockels ultrarapide est de s'insérer simplement dans la chaîne laser, sans pertes importantes et sans altérer la stabilité coup à coup du laser. Le système de nettoyage doit être implanté après l'amplificateur régénératif (ou multipassage). Dans le cas de très gros laser du type 100TW, l'amplification est assurée par plusieurs étages d'amplification. L'étage responsable de la plus grande détérioration du contraste est le premier étage. Le filtrage du signal doit être effectué à ce niveau. Le signal à filtrer est une impulsion d'énergie environ 1mJ étiré à 300ps ayant une largeur à mi-hauteur d'environ 0.5cm. La fluence du signal est donc d'environ 10MW/cm² ce qui ne pose pas de problème de tenue au flux pour la cellule.

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

La figure 4.2 ci-dessous montre l'implantation dans un système d'amplification multi étages et le principe de nettoyage.

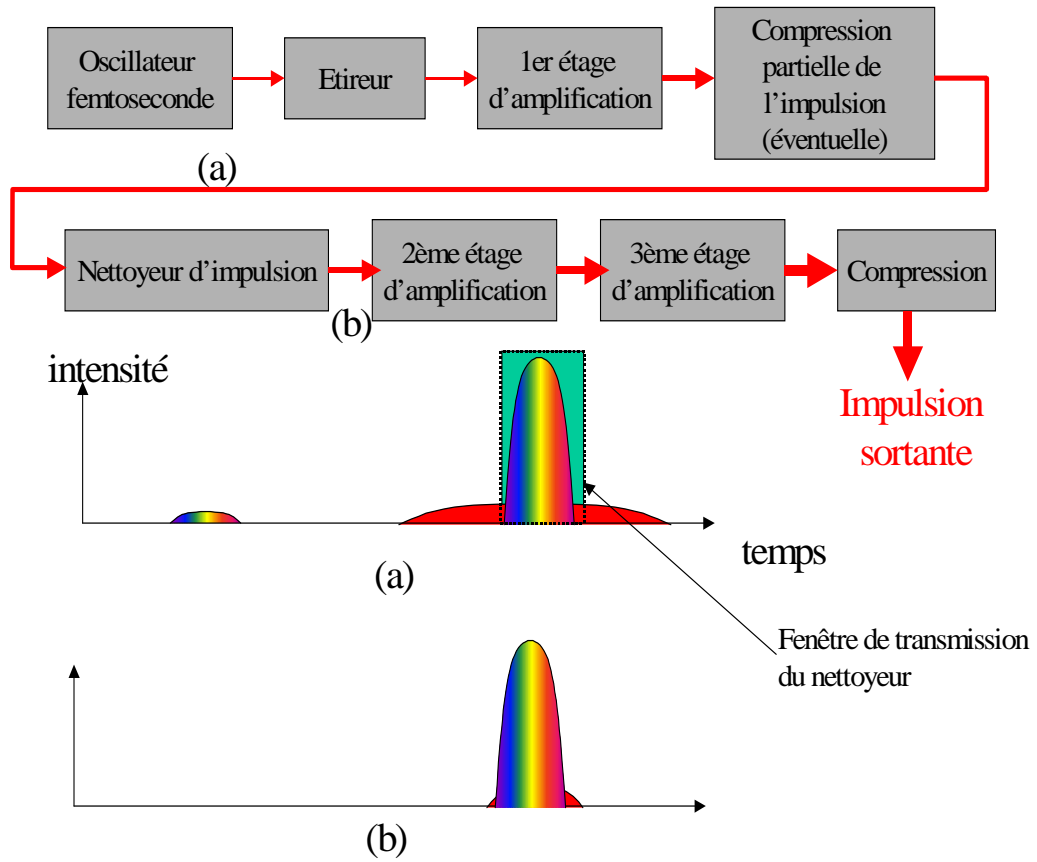


Figure 4.2: implantation du nettoyeur dans une chaîne d'amplification multi étages et principe de nettoyage

4.A.2. Cellule de Pockels ultrarapide : systèmes commerciaux existants

Une cellule de Pockels [Pockels 1894] est constituée d'un cristal électro-optique réalisant une lame d'onde dont le déphasage est variable en fonction de la tension. On peut alors réaliser une porte optique dont la transmission optique est contrôlée par le champ électrique au sein du cristal. La cellule de Pockels permet de changer la polarisation de l'impulsion laser et un polariseur en sortie du système atténue l'impulsion selon sa polarisation (cf. figure 4.3 ci-dessous).

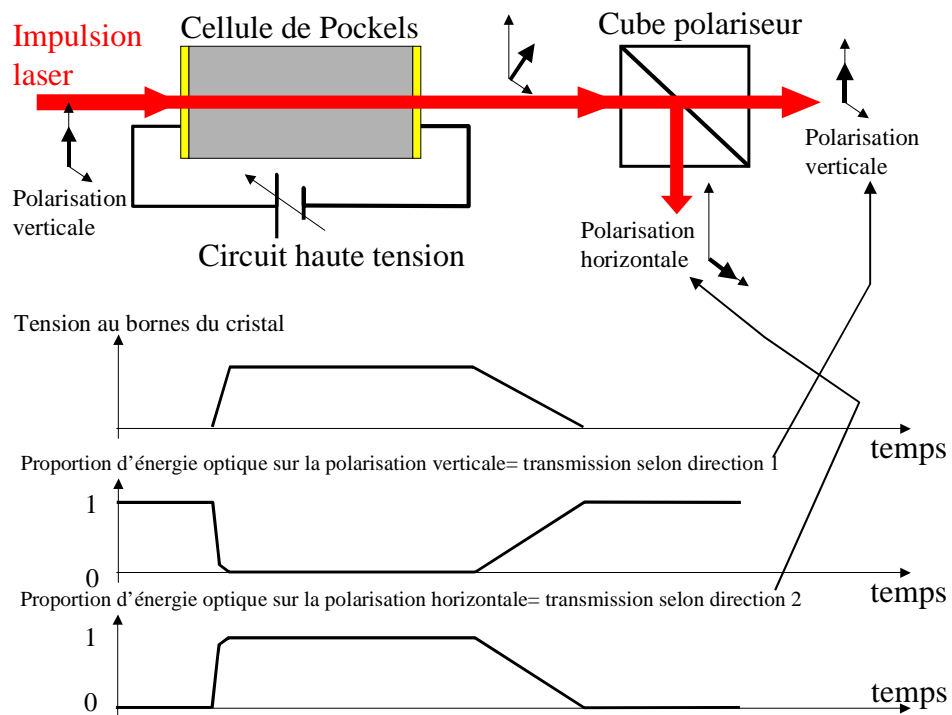


Figure 4.3 : principe de fonctionnement d'une porte optique par cellule de Pockels (ici on a représenté un cristal électro-optique de type longitudinale par exemple KDP)

La vitesse d'ouverture ou de fermeture de la porte optique dépend par conséquent du temps de montée du champ électrique dans la cellule de Pockels. Ce temps est déterminé à la fois par l'électronique de commande et par l'établissement du champ électrique dans le cristal, dépendant de l'adaptation de l'électronique haute tension au cristal électro-optique.

Au début de ce travail, l'état de l'art des systèmes commerciaux était des cellules de Pockels dont l'ouverture durait environ 1ns à 500ps. En janvier 2003, des cellules ultrarapides

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

ont fait leur apparition. Le tableau 4.1 ci-dessous résume les performances et caractéristiques de ces cellules.

Fabricant,Nom de la cellule	LEYSOP (UK),UPC	LEYSOP(UK),UPC	LASERMETRICS, Model 1111	LASERMETRICS, Model 1112
Type de cristal	KD*P	KD*P	KD*P	KD*P
interaction électro-optique	Longitudinale	longitudinale	longitudinale	longitudinale
nombre de cristaux	1	2	1	2
ouverture	10mm	8mm	2.5mm	2.5mm
tension maximale	10kV	5kV	non spécifié	non spécifié
impédance d'adaptation	50Ω	50Ω	50Ω	50Ω
vitesse d'ouverture optique	<250ps	<250ps	<50ps	<100ps
Tension demi-onde à 1064nm	6kV	3kV	6.5kV	3.3kV
Seuil de dommage	600MW/Cm ²	600MW/cm ²	non spécifié	non spécifié
Pertes d'insertion	4%	7%	<5%	<5%
Rapport de contraste ON/OFF	>1000 :1	>600 :1	non spécifié	non spécifié

Tableau 4.1: performances et caractéristiques des deux cellules de Pockels commerciales les plus rapides au mois de janvier 2003.

Tous ces systèmes ont les caractéristiques communes suivantes :

- a) le matériau utilisé est KDP . En raison de son hygroscopie, la cellule est encapsulé. Ceci amène une limite à la compacité est donc aux inductances résiduelles et désadaptations d'impédance qui augmentent le temps de réponse.
- b) Pour obtenir des commutations rapides, la géométrie est en général celle d'une ligne de transmission adaptée 50Ω.
- c) La ligne est commandée par un générateur de rampe, les meilleurs systèmes commerciaux ont un jitter intrinsèque de 10 à 20ps. Ils doivent être déclenchés par une impulsion électrique quelques dizaines de nanosecondes avant (soit dix mètres de propagation de faisceau). La durée de vie est limitée à environ 10¹⁰ impulsions.
- d) La dimension importante du système Pockels-ligne-générateur fait qu'il est très difficile d'éviter un rayonnement électromagnétique important perturbant les systèmes électroniques environnant.

4.A.3. Cellule de Pockels déclenchée par photoconducteur

On présente ici l'étude et la réalisation expérimentale d'une cellule de Pockels ultrarapide déclenchée par des photoconducteurs. On décrira le cristal électro-optique utilisé, puis l'étude de deux circuits électroniques de génération de rampe haute tension ultrarapide, enfin les résultats obtenus.

Le principe général de ce système est de décharger une cellule de Pockels à travers deux photoconducteurs, vus comme des interrupteurs ultrarapides commandés par la lumière. Afin de réduire au maximum les inductances parasites et dans un souci de simplicité pour guider la lumière sur les photoconducteurs, le cristal électro-optique doit être inerte chimiquement pour pouvoir simplement construire l'électronique de commande autour. Sa tension demi-onde doit également être également la plus faible possible pour utiliser des photoconducteurs avec un espace inter électrodes faible, et donc réduire l'énergie optique de commande nécessaire.

4.A.3.a) Nouveau Cristal Electro-optique : le RTP (RbTiOPO_4)

Ce cristal récent présenté dans la littérature comme cristal électro-optique pour la première fois par Cheng et al. [Cheng 1993] a plusieurs avantages :

- il est inerte chimiquement,
- une constante diélectrique faible 13,
- pas de résonances piézoélectriques jusqu'à 50kHz,
- une tension demi-onde très faible $V(\pi/2, \lambda=1064)=1.7\text{kV}$ pour une paire de cristaux de $6 \times 6 \times 7 \text{mm}^3$,
- une interaction électro-optique transverse.

En revanche, sa forte expansion thermique et ses coefficients thermo-optiques impliquent de l'utiliser sous forme de paires de cristaux croisés.

4.A.3.b) Circuits de décharge par photoconducteurs

Le cristal électro-optique de RTP est considéré soit comme une capacité très faible, soit comme un morceau de ligne de transmission. On présente dans cette partie deux implémentations électriques de décharge dont l'une prend le partie de la capacité et l'autre celui de la ligne 50Ω .

4.A.3.b.i) Système basé sur la décharge rapide de la capacité

Pour commuter le plus vite possible la tension, dans notre cas décharger la cellule de Pockels préalablement chargée, il faut minimiser les inductances parasites. Pour minimiser ces inductances, il faut utiliser des connexions larges et un plan de masse proche. La figure 4.4 ci-dessous montre la géométrie choisie :

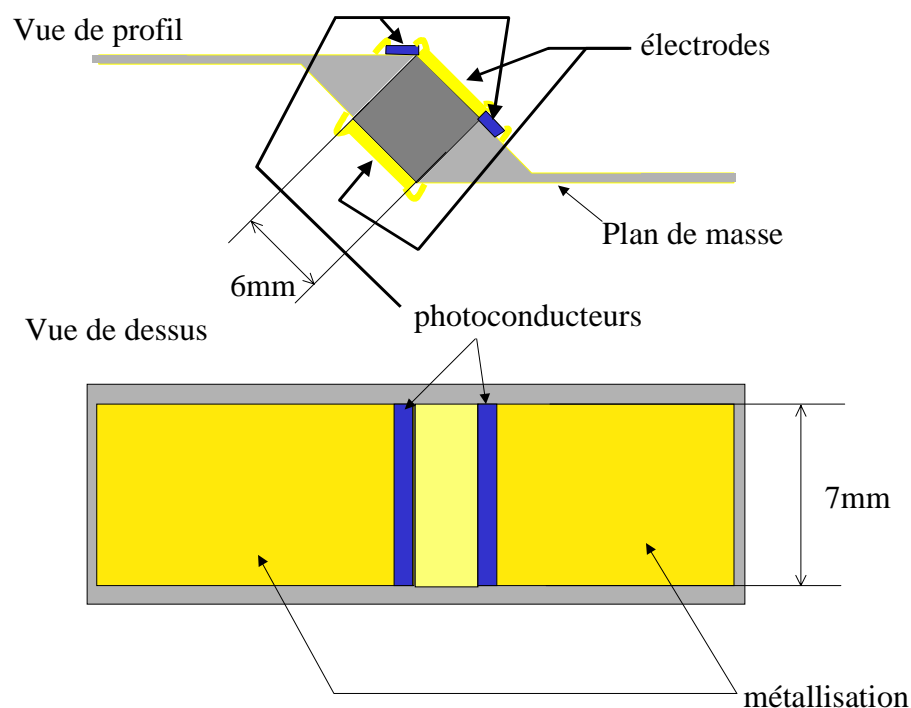
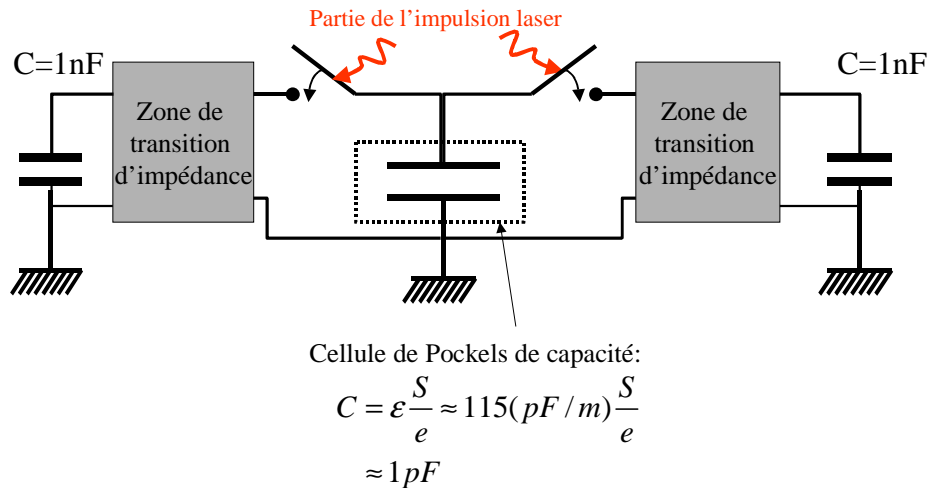


Figure 4.4 : Configuration d'une cellule de Pockels déchargées directement à travers des photoconducteurs.

Les larges bandes de chaque côté constituent des capacités dans lesquelles la capacité du cristal va se décharger. Leur grandeur est plus de cent fois supérieure à celle du cristal. La diminution de l'épaisseur du diélectrique est nécessaire pour obtenir une capacité plus grande

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

à largeur de bande fixée. De plus l'inductance est d'autant plus faible que cette épaisseur est faible. La zone de transition est une zone sur laquelle la capacité linéaire augmente linéairement avec la diminution de l'épaisseur et l'inductance linéaire diminue linéairement avec la diminution de l'épaisseur. L'équivalent électrique de la configuration présentée sur la figure 4.4 précédente est schématisée sur la figure 4.5 ci-dessous :



La zone de transition correspond aux connexions entre la grande capacité et la capacité de la cellule de Pockels, c'est à dire la zone triangulaire sur la vue de profil de la figure X.

Figure 4.5: schéma électrique de la décharge de la cellule de Pockels vue comme une capacité

Si on néglige la zone de transition et le temps d'établissement du champ électrique dans le cristal, alors la simulation est très simple et prévoit une décharge extrêmement rapide donnant un temps de commutation défini par le produit de la résistance du photoconducteur et de la capacité à décharger : $\tau=RC \approx 1pF \cdot 10\Omega = 10ps$.

Pour une ligne de transmission micro-ruban, l'inductance linéique est : $L = \mu \frac{d}{a}$ où μ est la perméabilité magnétique du matériau, comme notre matériau est diélectrique uniquement, $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} H / m \approx 1.3nH / mm$, a est la largeur de la bande et d l'épaisseur de l'isolant.

La capacité linéique est : $C = \varepsilon \frac{a}{d}$, où $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ et dans notre cas $\varepsilon_r = 11$, $\varepsilon_0 = 8.8 \text{ pF}/m$.

L'impédance de ligne résultante est alors : $Z = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{d}{a} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$.

Les notations sont reprises sur la figure 4.6 ci-dessous :

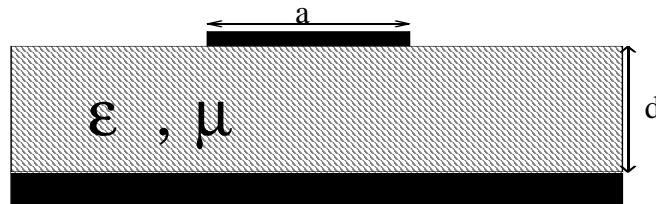


Figure 4.6: vue en coupe d'une ligne micro-ruban et notations

Dans notre cas, on peut déjà analyser le comportement en découpant la zone de transition comme étant des morceaux de ligne d'impédance de plus en plus faible avec la diminution de l'épaisseur. Si par exemple on découpe par morceau de 1mm la zone de transition qui fait environ 8.5mm, alors le premier tronçon de ligne à une impédance dite « impédance de sortie du cristal » correspondant à celle du cristal, c'est à dire

$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{6\text{mm}}{7\text{mm}} \sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H}/m}{13 \cdot 8.8 \cdot 10^{-12} \text{ F}/m}} \approx 90 \Omega/m$. La vitesse de décharge est limitée par cette impédance et vaut alors : $\tau = ZC \approx 50 \text{ ps}$. La commutation complète s'effectue alors en environ 120ps. Est-il possible de diminuer cette impédance ?

Si on étudie plus finement la partie transitoire et que l'on considère cette partie comme étant une discontinuité de ligne, on retrouve des résultats bien connus dans le domaine des micro-ondes [Ghose]. La discontinuité est alors considérée comme une transition d'une ligne d'impédance Z_0 à une ligne d'impédance Z_1 . En décomposant la transition en éléments infiniment courts, et en supposant la réflexion très inférieure à 1 ($\Gamma^2 \ll 1$), on obtient l'expression du coefficient de réflexion en fonction du rapport de la longueur de la discontinuité sur la longueur d'onde de l'onde électrique devant passer la discontinuité. Les résultats pour des transitions de type triangulaire, exponentielle ou Klopfenstein [Klopfenstein 1956] sont présentés sur la figure 4.7 :

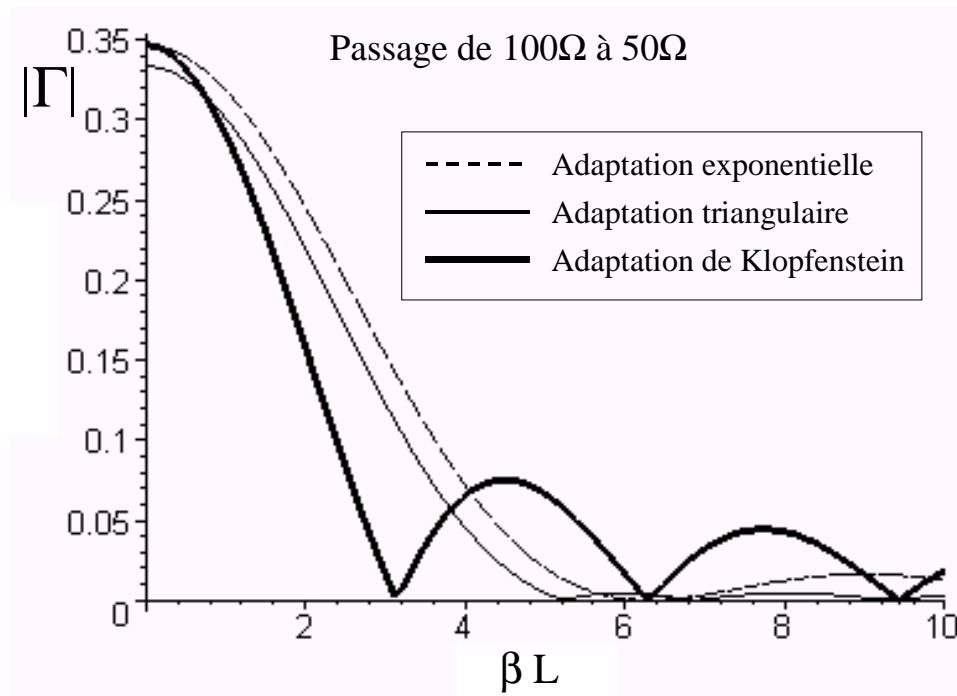


Figure 4.7 : Réflexion sur la zone de transition d'impédance suivant son profil, β est le nombre d'onde ($1/\lambda$), L est la longueur de la zone.

Le problème de l'optimisation de la zone de transition est la forte réflexion pour les fréquences basses. Ce comportement est inévitable car la longueur d'onde aux basses fréquences devient supérieure à la transition et l'onde ne voit alors qu'une discontinuité abrupte. Le comportement attendu est d'avoir une transition rapide suivie d'oscillations liées aux réflexions. L'ouverture de la cellule de Pockels est détériorée par ces oscillations qui vont moduler le signal sauf si celui-ci est court comparé aux oscillations. Typiquement la transition sera triangulaire de 100Ω à 30Ω sur une longueur de 3mm, soit une fréquence équivalente d'environ 30GHz (30ps). La réflexion devient 0,5 environ aux "basses" fréquences (<10GHz), on a donc de fortes oscillations de périodes environ 100ps. Ces oscillations restent importantes pour des fréquences jusqu'à $\beta L \approx 2$ c'est à dire 60GHz (15ps). Donc pour que la déformation de l'impulsion soit négligeable, l'impulsion doit être plus brève que 10ps environ. Le système ne sera donc pas utilisable pour des impulsions fortement étirées, c'est à dire de forte énergie.

4.A.3.b.ii) Système basé sur une ligne d'impédance continue

Considérons à présent la cellule de Pockels comme étant une partie d'une ligne. Il est alors possible de générer une impulsion se propageant dans la ligne et par conséquent s'appliquant au cristal par l'intermédiaire des photoconducteurs. La figure 4.8 ci-dessous montre la configuration de lignes d'impédance :

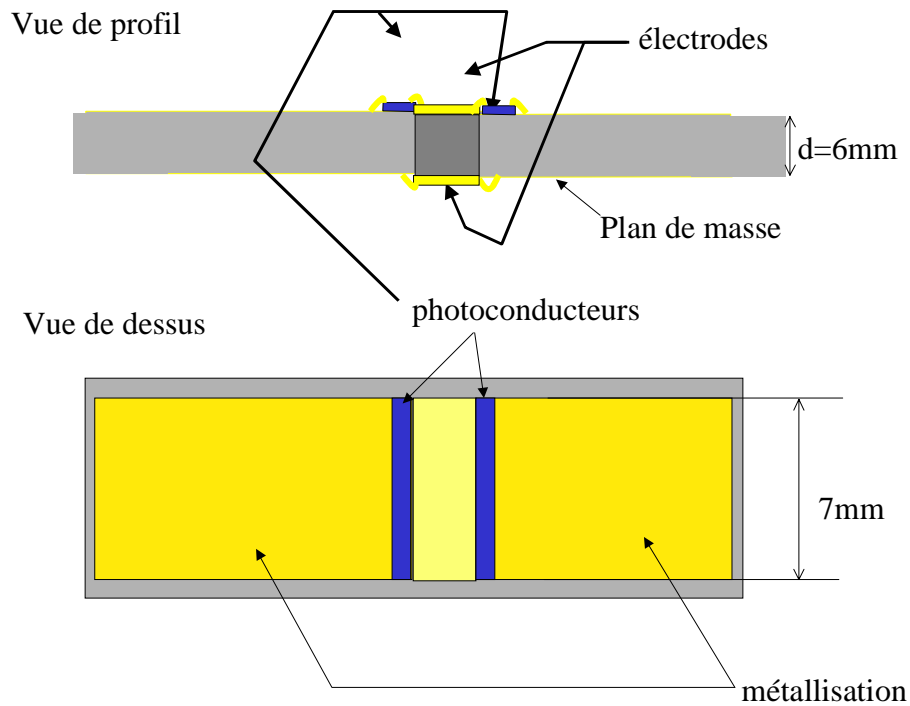


Figure 4.8: montage du cristal électro-optique intégré dans une ligne d'impédance fixe.

Dans ce cas les larges bandes de chaque côté sont des lignes de transmission d'impédance linéique égale à celle du cristal. Cette impédance est approchée par :

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{6\text{mm}}{7\text{mm}} \sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{-7} \text{H/m}}{13 \cdot 8.8 \cdot 10^{-12} \text{F/m}}} \approx 90\Omega/\text{m}.$$

Dans ce cas, il convient d'adapter au mieux la constante diélectrique de l'isolant constituant la ligne micro-ruban pour éviter les problèmes de réflexion. Une céramique utilisée dans la fabrication de circuit électronique à une constante diélectrique égale à $\epsilon_r=11$ (très proche du cristal). Dans ce cas une ligne de même largeur à une impédance linéique $Z=100\Omega/\text{m}$, et la largeur d'une ligne parfaitement adaptée est alors $a=7.6\text{mm}$. La transition au niveau du cristal entraîne une différence d'impédance de 10Ω , impliquant une réflexion $R=5\%$. Cette réflexion

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

est suffisamment faible pour rendre totalement négligeables tous les effets liés aux multiples réflexions.

Le fonctionnement de ce circuit est le suivant :

La partie de ligne constituée par le cristal est préalablement chargée par l'intermédiaire d'une inductance forte découplant le circuit de charge dans le fonctionnement rapide. Au moment où la lumière illumine les photoconducteurs, la résistance des photoconducteurs décroît instantanément au point de rendre le photoconducteur équivalent au conducteur de la ligne micro-ruban. La ligne constituée par le cristal se décharge alors de chaque côté. La figure 4.9 suivante détaille la propagation des impulsions dans les différentes parties de la ligne.

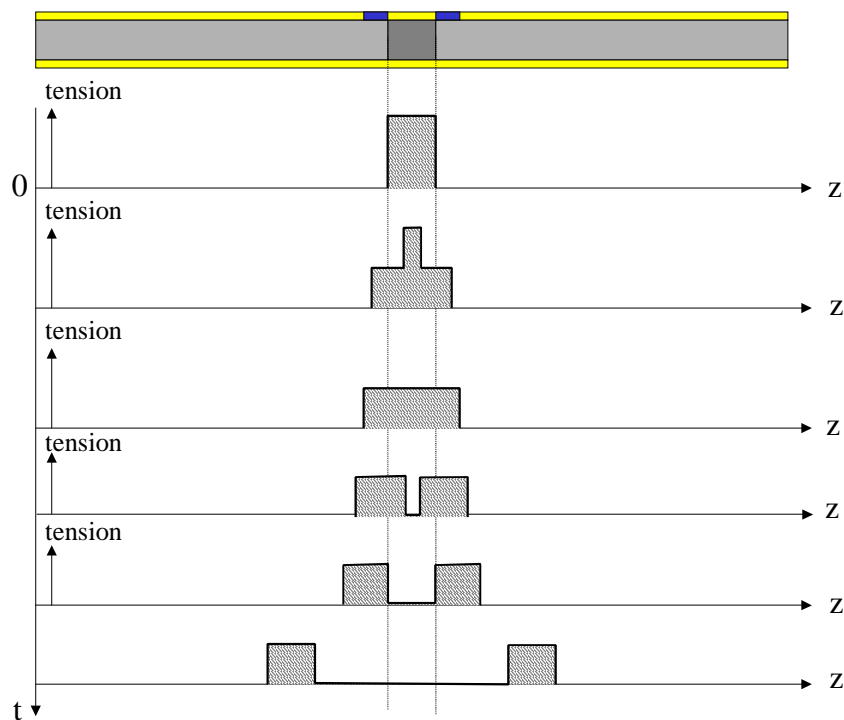


Figure 4.9 : évolution de la tension dans les lignes constituées par le cristal, et de part et d'autre du cristal.

Dans ce cas, le temps de la décharge complète correspond au temps de propagation d'une impulsion sur la largeur du cristal. La vitesse de propagation d'une impulsion dans une

ligne micro-ruban est : $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{\sqrt{13}} \approx 83 \mu\text{m} / \text{ps}$.

Donc ce temps de décharge est : $\tau = \frac{w}{v} \approx 72 \text{ps}$.

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

Pour éviter toute remontée de tension, il faut propager suffisamment loin les impulsions. Avec cette vitesse de propagation, 1ns correspond à 83mm. Donc une bande de 4cm de chaque côté permet d'obtenir une décharge en moins de 80ps suivie d'un plat de 1ns.

Si l'on tient compte de la résistance fini du photoconducteur, la désadaptation d'impédance peut entraîner une réflexion de l'ordre de 5%. Une impulsion positive est alors également réfléchiée et la décharge n'est pas complète et s'arrête au bout de 70ps à 5% de la tension initiale puis 70ps après on atteint 0.25%. Si des désadaptations internes aux photoconducteurs existent, et si elles restent suffisamment faibles (<10%), les allers-retours dans les 2mm de photoconducteur seront donc au niveau de 1% après environ 20ps. Les désadaptations peuvent par conséquent détériorer la décharge mais n'induisent très probablement qu'une augmentation marginale du temps de décharge.

Il faut tenir compte également des temps de propagations optiques. La cellule de Pockels constituée à partir du matériau RTP est composée de deux cristaux orientés à 90° l'un de l'autre. La longueur totale de cristal à traverser est de 14mm et l'indice optique du RTP est environ 1.8. L'impulsion lumineuse traverse les deux cristaux en 84ps. La géométrie doit être adaptée pour que le temps de commutation ne soit pas le cumul du temps de propagation optique et du temps de décharge.

En conclusion, avec un concept de lignes en prenant une attention particulière à l'adaptation, il doit être possible de faire une commutation de la cellule en moins de 100ps sur un diamètre de 6mm assez simplement avec les photoconducteurs et sans gigue temporelle. Ces performances positionnent cette cellule comme étant la plus rapide pour ce diamètre.

4.A.3.c) Résultats expérimentaux

Les résultats présentés ici ont été obtenus, au LOA, sur un laser 10Hz,30fs, 1.5mJ à 800nm avec le premier prototype de cellule de Pockels ultrarapide présenté sur la photographie de la figure 4.10. L'objectif de ces expériences est de vérifier la vitesse de commutation, le jitter, la fiabilité du système, le contraste.

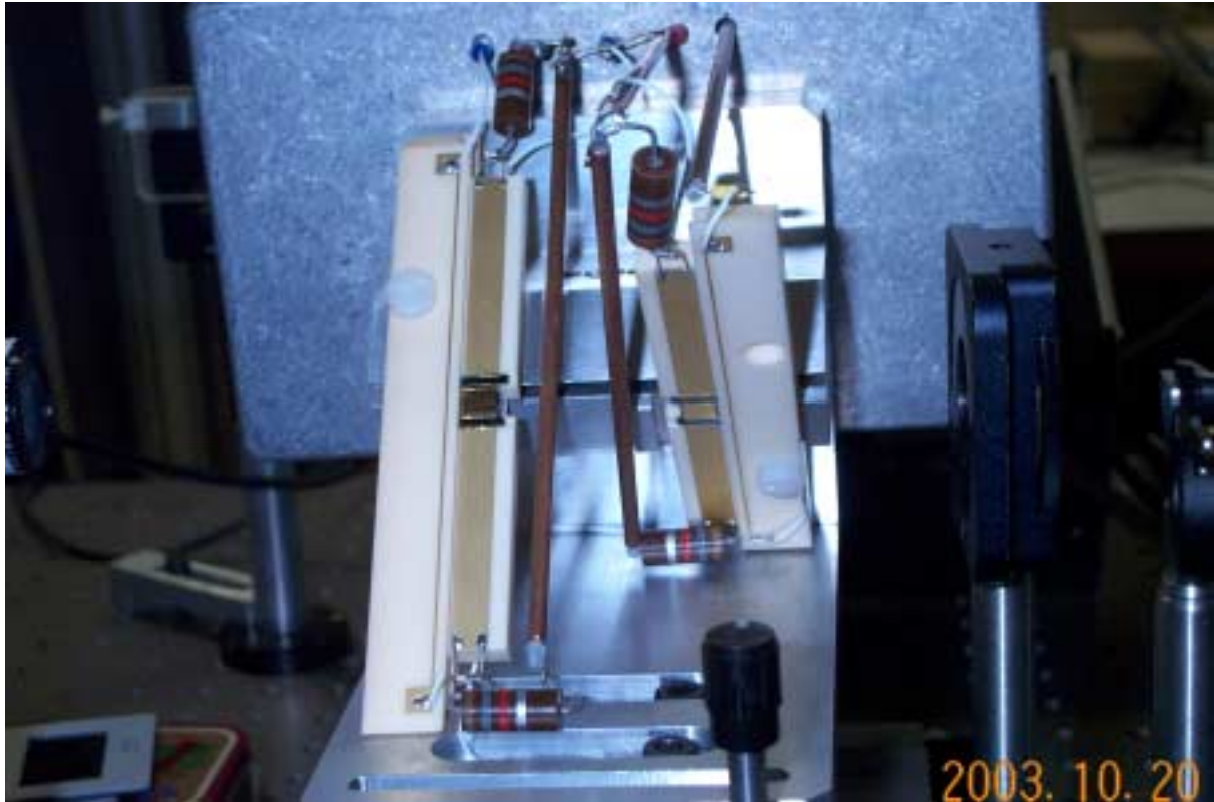


Figure 4.10: prototype de cellule de Pockels ultrarapide

Ce premier prototype a une qualité de cristaux électro-optique en RTP très médiocre. De plus lors du montage de ces cristaux dans les deux lignes, ils se sont fendus sous l'effet des contraintes du collage. Les essais ci-dessous ont été réalisés sur la partie indemne du système. Le contraste de cette paire de cristaux est de l'ordre de 10 sans tension. La faiblesse de ce contraste est due aux défauts cristallins. Ces cristaux étant nouveaux, le processus de fabrication est en constante amélioration (spécification de contraste annoncée : 100).

4.A.3.c.i) Description du montage expérimental

Le montage expérimental utilisé pour mesurer le temps de montée comporte une ligne à retard optique. Le délai optique, entre l'impulsion laser déclenchant les commutateurs optiques et l'impulsion laser traversant la cellule de Pockels, permet d'atteindre très facilement des résolutions de l'ordre de la picoseconde sur la grandeur qui nous intéresse, c'est à dire la transmission de la cellule de Pockels.

La figure 4.11 ci-dessous schématise le fonctionnement du montage expérimental :

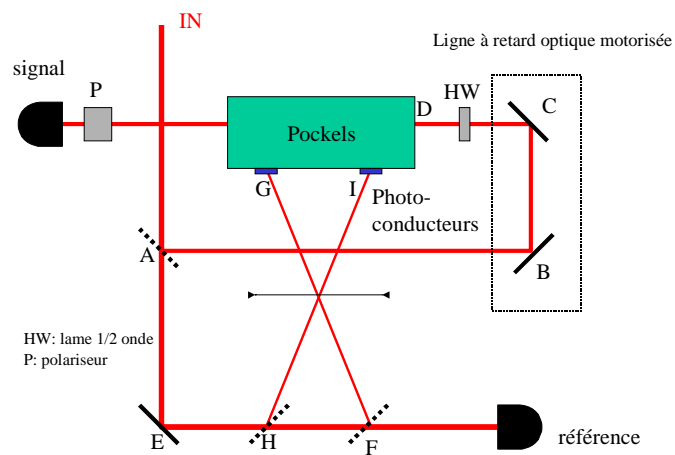


Figure 4.11: schéma du montage expérimental de mesure du temps de commutation optique.



Figure 4.12 : photographie du montage expérimental

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

Il faut synchroniser au mieux les retards optiques correspondant au chemin de l'impulsion principale ABCD et aux chemins de déclenchement AEHI et AEEFG. Ces deux derniers chemins ont une différence qui compense la propagation de l'impulsion lumineuse à travers un cristal et l'espace libre entre les deux cristaux (voir discussion plus haut). La distance HF est donc égale à $7\text{mm} * 1.8 + 35\text{mm} = 47.6\text{mm}$.

La quantité d'énergie prélevée sur l'impulsion au niveau de A pour éclairer les photoconducteurs doit être telle qu'après tout le traitement nécessaire sur cette voie (par exemple utilisation d'absorbant saturable), il reste environ $50\mu\text{J}$. Ce niveau peut-être abaissé en utilisant une optique de focalisation pour éclairer chacun des 4 photoconducteurs individuellement de manière optimale. L'utilisation de la lame demi-onde n'est pas nécessaire si la polarisation est horizontale ou verticale en entrée de cellule de Pockels.

Le réglage de cette cellule se fait par l'optimisation de l'extinction sans tension avec un polariseur croisé en sortie. En particulier il faut régler le tilt selon un axe perpendiculaire à la direction de propagation à travers la cellule.

Les deux détecteurs utilisés sont des photoconducteurs alimentés avec une tension continue de 24V.

Il faut noter qu'aucun blindage n'isole la cellule de Pockels et que les parasites engendrés par la cellule n'ont pas dépassé ceux provenant du laser en fonctionnement normal. L'énergie rayonnée par la cellule est donc très faible et une fois blindée, aucun parasite ne devrait perturber les instruments de mesure.

4.A.3.c.ii) Vitesse de commutation, contraste, ouverture complète, jitters expérimentaux

La vitesse de commutation est estimée en traçant la courbe de la transmission de la cellule en fonction du retard optique ajusté par la longueur de la ligne à retard.

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

L'ouverture complète est vérifiée en coupant la tension et en tournant le polariseur de sortie pour obtenir le maximum de transmission.

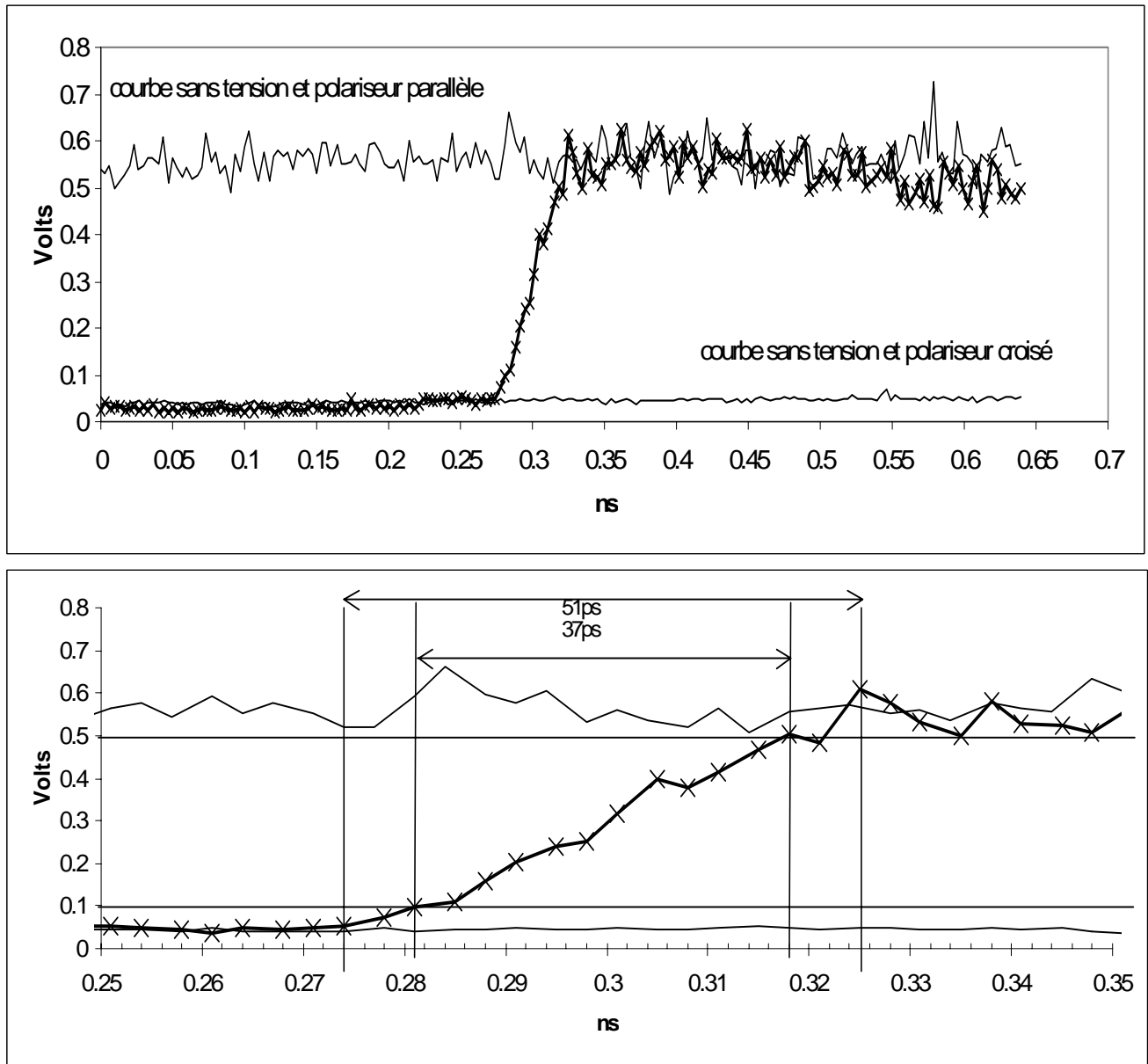


Figure 4.12 : maximum de la tension de sortie du détecteur mesuré par l'oscilloscope en fonction du délai optique (chaque croix correspond à un point de mesure).

Cette mesure montre :

- un temps de commutation complète d'environ 50ps, un temps de montée 10-90% d'environ 40ps,
- un contraste supérieur à 10,

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

- il y a accord entre les mesures sans tension et les asymptotes de la courbe avant et après la commutation, donc la cellule s'ouvre complètement.

Plusieurs commentaires s'imposent :

- l'origine des fluctuations observées n'a pu être déterminée :
 - o elles ne sont pas dues à des fluctuations de la tension de cellule,
 - o elles n'ont pu être éliminées par une mesure du rapport à un détecteur de référence illuminé par un faisceau ne traversant pas la cellule de Pockels.
- L'énergie totale envoyée vers les photoconducteurs est entre 65 et 130 μ J, répartie en deux taches. Ces deux taches de grandes dimensions (disque d'environ 1cm de diamètre) permettent d'éclairer directement les deux photoconducteurs entourant chaque cristal de RTP sans mise en forme. Les bords éclairent les photoconducteurs. En estimant la répartition spatiale du faisceau comme uniforme et le rapport des surfaces de la tache d'éclairement et des deux photoconducteur, l'énergie nécessaire par photoconducteur est de l'ordre de 5 à 10 μ J.
- La taille du faisceau principal (passant dans la cellule de Pockels) est petite, environ 1.5mm de diamètre.

Dans le but d'obtenir une détermination de la gigue temporelle, cette même mesure a été reprise avec davantage de points et en deux balayages identiques :

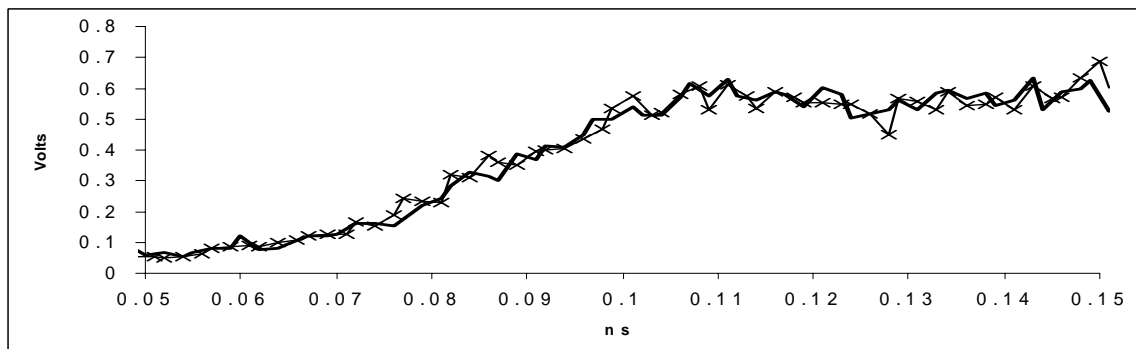


Figure 4.13 : 2 balayages identiques

Le temps de commutation reste le même. L'accord des courbes indique un jitter inférieur à 2ps. D'autres mesures comme celles ci-dessous confirment cette valeur comme une borne supérieure de la gigue temporelle :

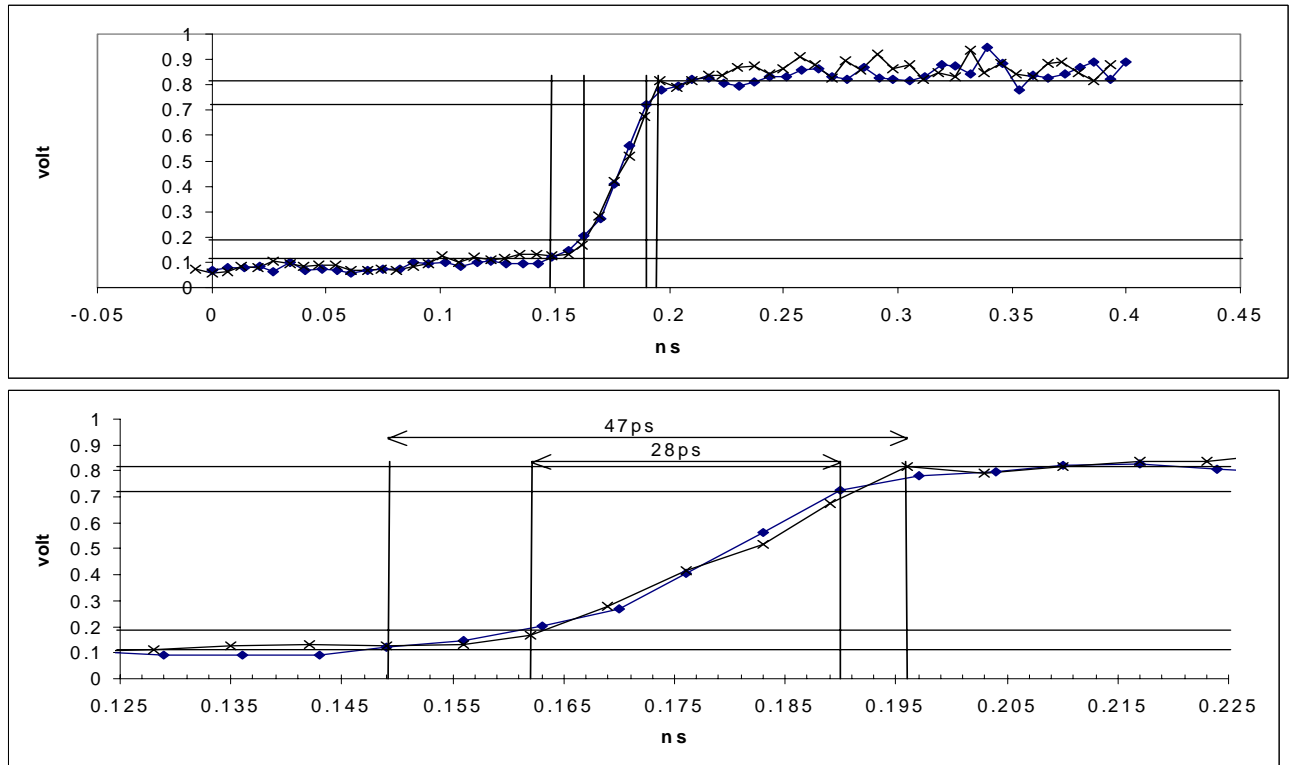


Figure 4.14 : estimation de la gigue temporelle

4.A.3.c.iii) Modification du comportement avec le diamètre de faisceau

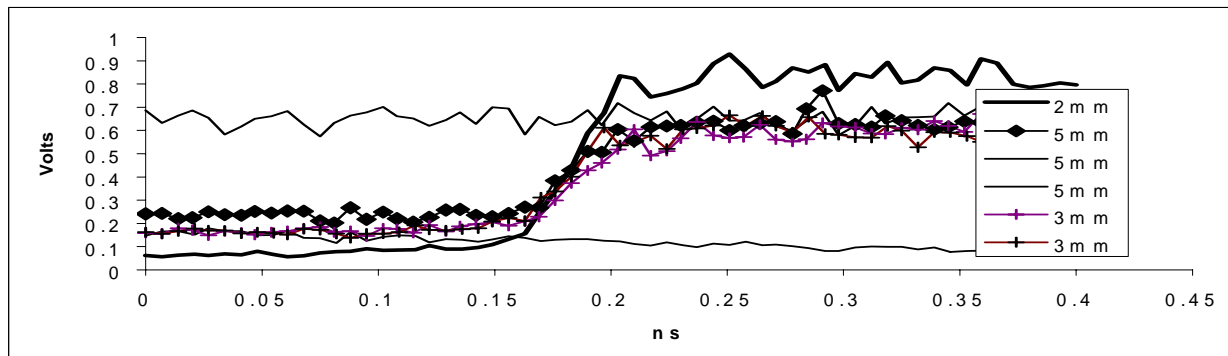


Figure 4.15 : évolution de la commutation avec le diamètre du faisceau

Le temps de commutation et l'ouverture complète ne sont pas ou très peu modifiés par la taille du faisceau. En revanche, le contraste est fortement altéré ce qui était déjà le cas dans les mesures statiques. On peut espérer conserver la vitesse de commutation et le contraste avec des cristaux de 2^{ème} génération sur une ouverture de 5mm au moins.

4.A.3.c.iv) Modification du comportement avec l'énergie d'éclairement des photoconducteurs

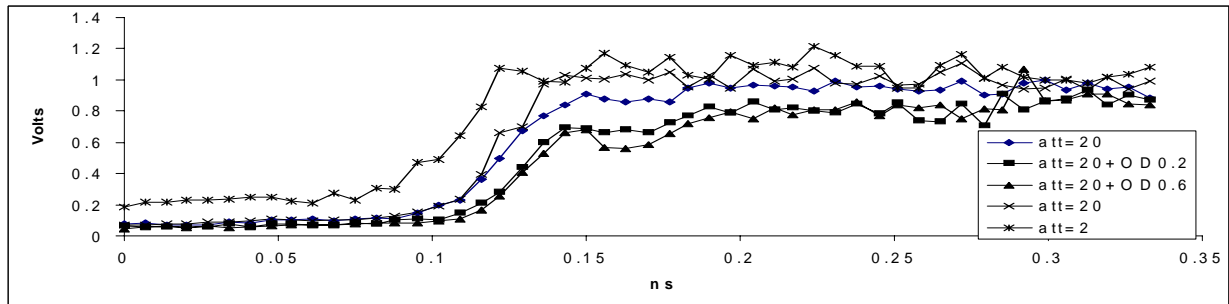


Figure 4.16: évolution de la commutation avec le niveau d'éclairement des photoconducteurs

On observe un ralentissement du front de montée et l'apparition de rebonds quand on atténue le signal d'excitation des photoconducteurs. Par ailleurs à forte énergie, il apparaît une pré charge due au piédestal de l'impulsion qui pourrait être réduite par l'utilisation d'un absorbant saturable.

4.A.4. CONCLUSION

Le prototype de cellule de Pockels ultrarapide actuel a permis d'obtenir une commutation complète avec un temps de commutation de l'ordre de 50ps et une gigue temporelle inférieure à 2ps. Ce prototype est imparfait du point de vue de l'énergie nécessaire à la commutation (50 μ J) et du contraste (10). L'utilisation d'un montage optique optimisé et de matériau de meilleur qualité doit permettre d'améliorer ces deux quantités d'un ordre de grandeur. Le prototype sera alors au niveau des meilleures performances en commutation. Il sera alors testé en sortie d'amplificateur pour nettoyer l'impulsion.

4.B Stabilisation des impulsions en énergie

Cette partie présente un dispositif entièrement original permettant de réaliser une limitation optique et une stabilisation en énergie des impulsions laser ultrabrèves. L'intérêt d'un tel dispositif commence à se faire sentir pour exploiter pleinement les possibilités des lasers femtosecondes. De plus, ce dispositif est applicable aux autres types de lasers impulsionnels (picosecondes, nanosecondes).

Le principe de fonctionnement de ce système est d'abord introduit. Puis l'étude des performances optimales permet d'estimer celles pouvant être atteintes expérimentalement. Enfin le résultat expérimental prouvant la faisabilité d'un tel dispositif démontre par lui-même l'intérêt de cette « auto-stabilisation ».

4.B.1. Principe de fonctionnement du stabilisateur

Comme dans le cas de la cellule de Pockels ultrarapide, on utilise la combinaison d'une cellule de Pockels et d'un photoconducteur. Cependant dans ce cas, on ne va pas fonctionner en tout ou rien mais utilise la dépendance de la résistance en fonction de l'énergie lumineuse incidente. Le principe général utilisé pour la stabilisation en énergie est le même que celui exposé pour la compensation des fluctuations dans le cas du système de balayage de caméra à balayage de fente synchronisée par photoconducteurs présenté dans le 3^{ème} chapitre de ce manuscrit : obtenir une fonction présentant un maximum en fonction de l'énergie incidente et travailler au voisinage de ce maximum. Ici la fonction est l'énergie optique en sortie de la cellule de Pockels.

Des systèmes de stabilisation de l'énergie d'un laser utilisant un modulateur électro-optique et un détecteur existent déjà. Leur principe est de reboucler la mesure d'énergie sur le modulateur par une boucle de rétroaction. Appliqués à des lasers impulsionnels, ils permettent au mieux de corriger une impulsion par une impulsion antérieure. L'originalité du système d' « auto-stabilisation » est de corriger directement l'impulsion elle-même.

Le but est d'obtenir un régime où la cellule de Pockels transmet moins si le photoconducteur qui sert à l'ouvrir est plus éclairé. La décharge de la cellule de Pockels se fait directement à travers le photoconducteur comme l'illustre la figure 4.17 ci-dessous qui présente à la fois le schéma optique (a), le schéma électrique (b).

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

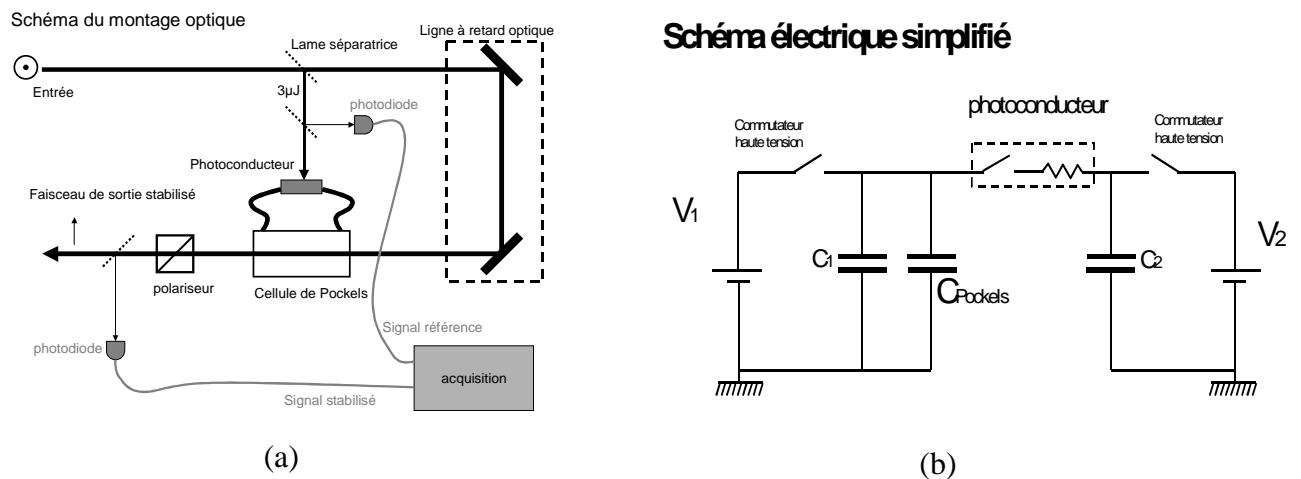


Figure 4.17 : (a) schéma optique, (b) schéma électrique

Une partie de l'impulsion éclaire le photoconducteur au temps t_0 (cf. figure 4.18). La décharge de la tension de la cellule de Pockels commence à cet instant. Après un délai τ , la partie principale de l'impulsion passe à travers la cellule de Pockels. La tension de la cellule à cet instant ($t_0 + \tau$) dépend de l'énergie de l'impulsion par l'intermédiaire de la résistance du photoconducteur. Comme la tension contrôle la transmission du modulateur électro-optique, l'énergie de l'impulsion entrante (I_{in}) modifie cette transmission de telle façon que l'énergie de l'impulsion sortante (I_{out}) est stabilisée s'il existe un point où la dérivé dI_{out}/dI_{in} est nulle.

Pour I_{in} nulle, l'énergie de sortie est également nulle. Si la tension de la cellule, pour une décharge rapide c'est à dire pour une forte énergie d'entrée, correspond à la fermeture du modulateur électro-optique (transmission nulle), alors l'énergie de sortie est également nulle. L'énergie de sortie étant positive, il existe entre ces deux points un maximum prouvant l'existence d'un point de stabilisation comme l'illustre la figure ci-dessous :

Principe de stabilisation

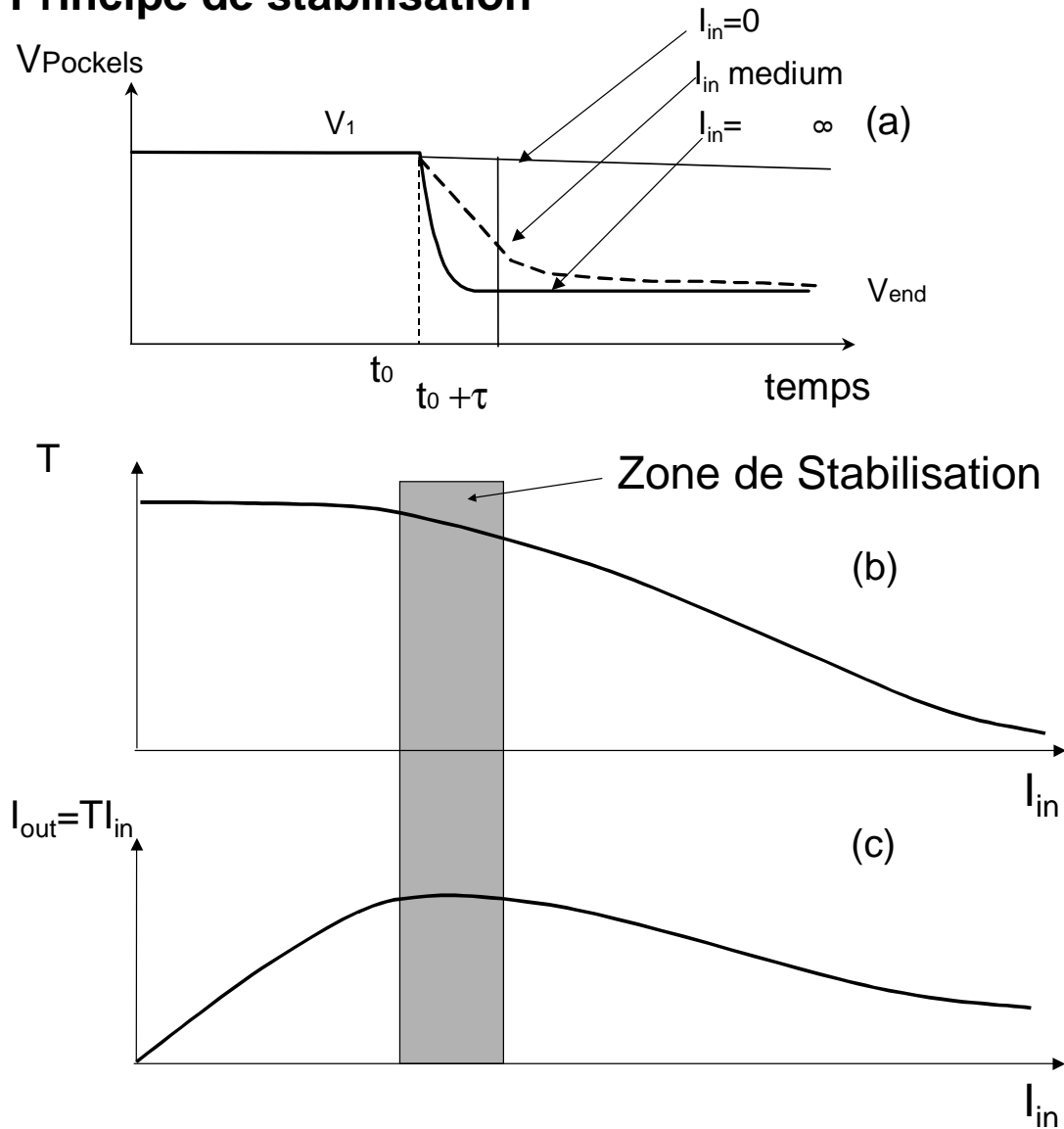


Figure 4.18: principe de l'auto-stabilisation

4.B.2. Performances optimales théoriques

L'intensité des impulsions de sortie peut s'exprimer par :

$$I_{out} = I_{in} \sin^2 \left\{ \left(\frac{\pi/2}{V_{\lambda/2}} \right) \left[V_1 + \left(V_2 - V_1 \right) \left(\frac{C_2}{C_{Pockels} + C_1 + C_2} \right) \left(1 - \exp \left(- \frac{\tau (C_{Pockels} + C_1 + C_2)}{\left(\frac{R_{sw}}{I_{sw}} \right) C_2 (C_{Pockels} + C_1)} \right) \right) \right] \right\}$$

où I_{in} est l'énergie de l'impulsion laser entrant dans la cellule de Pockels, $V_{\lambda/2}$ est la tension demi-onde de la cellule, I_{sw} est la partie de I_{in} utilisée pour le photoconducteur ($I_{sw}=kI_{in}$), R_{sw} est la sensibilité du photoconducteur ($R_{sw} \approx 100 \Omega \cdot \mu J$), les autres paramètres sont définis sur les figures précédentes.

L'énergie de sortie peut se simplifier sous la forme :

$$I_{out} = TI_{in} = I_{in} \sin^2 (B + Ae^{-\gamma I_{incident}})$$

où A,B et γ dépendent des paramètres de la formule ci-dessus. Un choix adéquat de ces paramètres va permettre d'optimiser la stabilisation et/ou la transmission. Pour stabiliser efficacement, il faut annuler non seulement la dérivé première, mais aussi un maximum de dérivées d'ordre supérieur. Pour la transmission on cherchera à conserver une transmission supérieure à 50%.

Un des paramètres principaux sur lequel on peut jouer est la tension d'alimentation exprimée en multiple de la tension demi-onde de la cellule de Pockels.

Chapitre 4: Dispositifs de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

Le tableau ci-dessous présente différents points de fonctionnement et leurs résultats.

Tension approximative exprimée en multiple de la tension demi-onde $V_{\lambda/2}$	Transmission au point de fonctionnement (%)	Fluctuation pic à pic en sortie pour une fluctuation pic à pic en entrée de 30% (%)	Fluctuation pic à pic en sortie pour une fluctuation pic à pic en entrée de 1% (%)
1	50	0.35	0.00001
1.5	60	0.48	0.00002
2	65	0.59	0.00002
2.5	70	0.77	0.00003
3	75	1.07	0.00003

Tableau 4.2 : exemples de points de fonctionnement théorique optimal du stabilisateur

Les courbes de la figure 4.19 ci-dessous présentent, à titre d'exemple d'optimisation, la transmission, l'intensité de sortie et ses dérivées pour le point de fonctionnement à 70% :

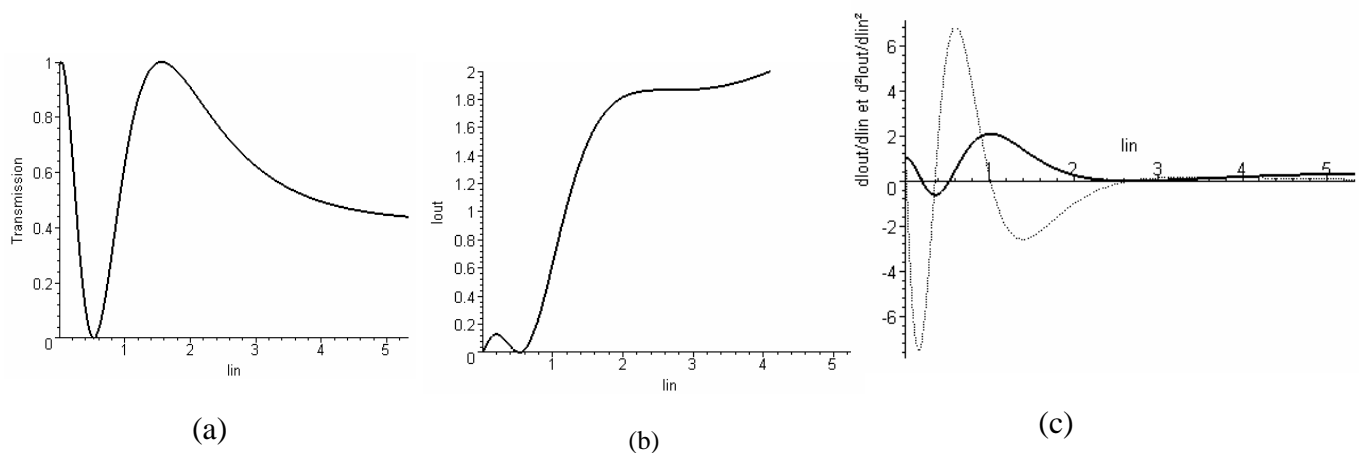


Figure 4.19 : (a) Transmission en fonction de l'intensité entrante, (b) intensité de sortie en fonction de l'intensité d'entrée, (c) dérivée première et seconde de l'intensité de sortie en fonction de l'intensité d'entrée pour le point de fonctionnement optimisé pour $T=70\%$.

On note que pour cette optimisation, l'annulation des deux premières dérivées conduit à un point de fonctionnement qui n'est plus un maximum comme dans la discussion simplifiée plus haut.

4.B.3. Résultats expérimentaux

Le montage expérimental est celui de la figure 4.17.a. Le laser utilisé est une des voies du laser 20Hz CPA Ti:Saphir du CEA/SPAM à Saclay. La cellule utilisée est une cellule de KD*P longitudinale standard. Le faisceau laser délivre des impulsions d'environ 40fs, 40μJ à 800nm et 20Hz. L'impulsion entrante est séparée en deux impulsions de chacune 20μJ. Une est utilisée pour éclairer le photoconducteur . L'autre passe dans la ligne à retard optique de 2ns environ, puis à travers la cellule de Pockels et le polariseur. Les deux tensions et le délai sont réglés de façon à obtenir la meilleure stabilisation possible. L'énergie envoyée au photoconducteur est de 3μJ par impulsion. La comparaison entre les faisceaux direct et stabilisé est effectuée sur les mêmes impulsions. La transmission du système est évaluée par référence au maximum d'intensité de sortie obtenu en modifiant les tensions sans commutation. Ceci évite d'inclure dans notre estimation les réflexions des faces non traitées de notre cellule de Pockels.

La zone de stabilisation est trouvée en mesurant la courbe I_{out} en fonction de I_{in} . (figure 4.20) A ce point, on a obtenu une amélioration d'un facteur 12 des fluctuations avec environ 50% de transmission comme le montre la figure 4.21 .

L'optimum de transmission (50%) et l'amélioration des fluctuations sont liés au niveau de fluctuation et au caractéristique du prototype (limitation dans l'excursion en tension). Par ailleurs notre mesure des fluctuations est limitée à environ 0.3% rms.

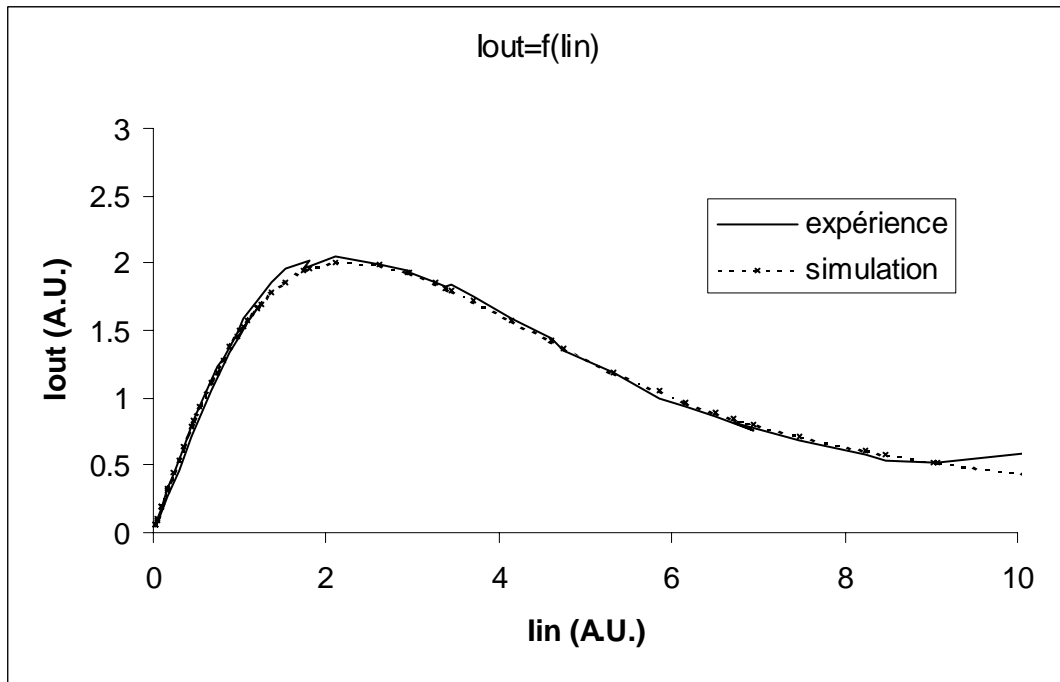


Figure 4.20: le maximum de la courbe $I_{out}=f(I_{in})$ est le point de stabilisation, la simulation correspond parfaitement aux données expérimentales et à la transmission (la transmission simulée est 47%)

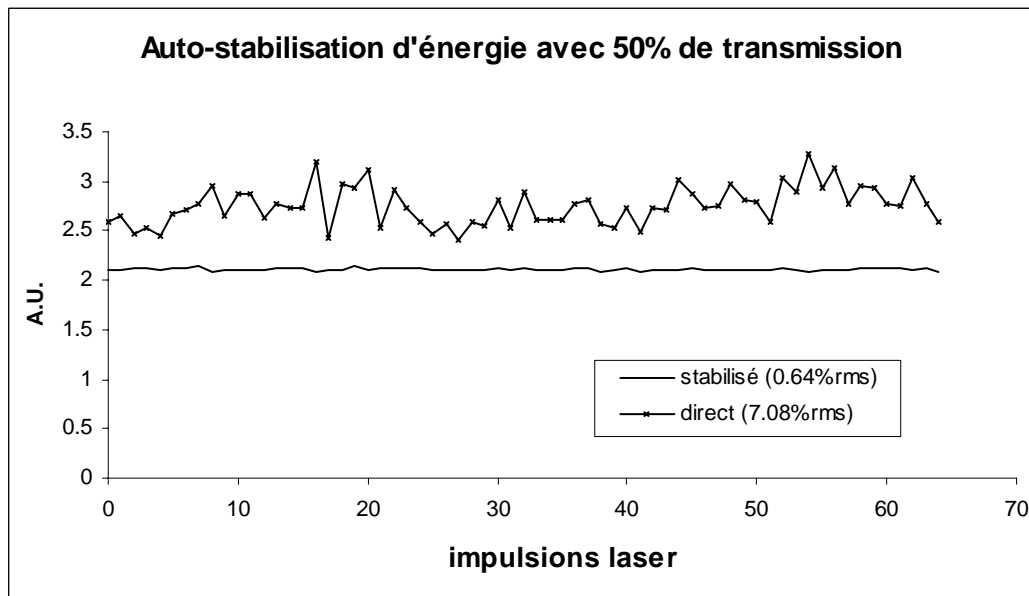


Figure 4.21 : Résultats expérimentaux de la stabilisation démontrant une amélioration par un facteur 12 sur les fluctuations.

4.B.4. Conclusion sur le stabilisateur

Ce résultat illustre la capacité du système d' « auto-stabilisation » à éliminer les fluctuations sur des lasers à faible taux de répétition. Les résultats expérimentaux et théoriques sont en accord suffisant pour espérer obtenir une stabilisation jusqu'à 0.01%. La principale limitation est la précision de la mesure des fluctuations qui n'est pas assez bonne pour explorer ces stabilisations extrêmes. Ces très fortes stabilisations interviennent sur des lasers ayant 1% de stabilité, ou en cascasant deux systèmes.

Cette stabilisation extrême de l'énergie des impulsions est particulièrement intéressante dans des domaines tel que la femto chimie ou la femto biologie où de nouvelles sources utilisent des interactions non linéaires (NOPA par exemple). De plus, la technologie de façonnage d'impulsions permet à présent d'utiliser les techniques de traitement du signal pour extraire des données non accessibles autrement (voir chapitre suivant). Or ce type de mesure nécessite de comparer des mesures successives ayant la même énergie de départ, la stabilité du laser y est donc essentielle. La combinaison de la stabilité avec le façonnage devrait modifier significativement les techniques de mesure actuelles (emploi de modulation d'amplitude et de phase avec une détection synchrone).

Suite à ce travail, et lors d'une recherche bibliographique approfondie dans le but de déposer un brevet, nous avons découvert qu'un dispositif de conception similaire avait été réalisé et publié en 1983 dans l'article « A self-setting attenuator for laser pulse energy stabilization » de M.S.White, R.W.Wyatt, A.G.Brett dans *Optics Communications* ([White 1983]).

Ce travail est l'origine du produit commercial de la société Fastlite dénommé STABBLER dont la commercialisation est prévue pour janvier 2005.

4.C CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les deux systèmes de contrôle présentés, bien que similaires dans leur composition, réalisent deux fonctionnalités très différentes pour les lasers ultrabrefs. Cette partie a montré à la fois la faisabilité expérimentale de tels systèmes et les performances optimales pouvant être atteintes. Le principal verrou technologique est celui de la tenue du photoconducteur et de sa durée de vie. Pour que ces systèmes aient un sens, il faut qu'ils puissent être utilisés sur des systèmes kilohertz et avoir une durée de vie d'au moins 3ans. Ceci correspond à environ 10^{11} impulsions! Il faut par conséquent que les problèmes de claquage et de dommage des commutateurs photoconducteurs, évoqués au chapitre sur le système de balayage, soient maîtrisés (en particulier pour le système de stabilisation où le photoconducteur n'est pas saturé).

Un grand intérêt de ces systèmes est de pouvoir être utilisés sur les lasers actuels de quelques Hz à plusieurs dizaines de kHz. Le parc actuel de laser peut ainsi être amélioré sans nécessiter de grand remaniement.

Références Chapitre 4

[Cheng 1993] : L.K.Cheng, L.T.Cheng, J.D. Bierlein, SPIE Vol 1863/43 (1993)

[Ghose] : R.N. Ghose, "Microwave Circuit Theory and Analysis", Mac Graw-Hill Pub

[Klopfenstein 1956] : R.W. Klopfenstein, "A Transmission Line Taper of Improved Design", Proc. IRE, vol 44, p. 31 (1956)

[Pockels 1894] : F.Pockels, (1891), "Ueber die Aenderungen des optischen Verhaltens und die elastischen Deformationen dielektrischer Krystalle im elektrischen Felde." Neues Jahrb. Mineral. Beilageb. 7, 201-231. More in Gött. Abh. 39, 1894. Pockels effect.

[White 1983] : M.S.White, R.W.Wyatt, A.G.Brett ,« A self-setting attenuator for laser pulse energy stabilization », Optics Comm. 44, pp.405-410, 1983

Synthèse 4^{ème} chapitre :

On a montré que pour la mesure du contraste des lasers (rapport des énergies entre impulsion principale et préimpulsions/piédestal), un détecteur à photoconducteur présente des avantages par rapport aux photodiodes classiques : intégration physique du signal et linéarité. Un montage électronique simple permettant cette mesure a été mis au point.

L'association d'un photoconducteur haute-tension avec une cellule de Pockels a permis de réaliser deux fonctions différentes :

- 1) le nettoyage des pré impulsions obtenu par une commutation ultrarapide de la cellule de l'état fermé à l'état passant juste avant l'impulsion principale. L'utilisation du nouveau matériau électro-optique RTP a permis de concevoir un circuit électrique compact de décharge par photoconducteur dont le temps de commutation mesuré est d'environ 50ps avec un jitter inférieur à 2ps.
- 2) L'auto-stabilisation d'une impulsion en énergie : on fait dépendre la tension de la cellule de la résistance d'un photoconducteur pré excité par une fraction prélevée de l'impulsion. Par un circuit adéquat, on peut alors obtenir une énergie de sortie présentant un maximum en fonction de l'énergie entrante. Dans une expérience préliminaire, ce procédé original a permis, en opérant au voisinage de ce maximum , de réduire la fluctuation d'un laser de 7% rms à 0.6%rms au prix d'une perte moyenne de 50%.

Chapitre 4: Dispositifs de mesure et de contrôle du contraste et des fluctuations des impulsions ultrabrèves utilisant des photoconducteurs

5. MESURE AUTO REFERENCEE DE L'AMPLITUDE ET DE LA PHASE SPECTRALES « TIME-DOMAIN SPIDER » PAR LE DISPOSITIF PHAZZLER.....	163
5.A Méthodes « classiques » de mesure auto référencée d'impulsions laser ultrabrèves.....	163
5.B Considérations générales sur les mesures auto référencées.....	172
5.B.1. <i>Grandeurs et mesures nécessaires à la caractérisation complète</i>	174
5.B.1.a) Comparaison entre mesures de phases spatiale et spectrale	175
5.B.1.b) Grandeurs nécessaires.....	179
5.B.1.c) Données suffisantes au recouvrement de la phase.....	180
5.C Le « Dazzler™ », filtre acousto-optique dispersif programmable : filtre linéaire	185
5.D Phazzler : Implémentation d'une méthode de mesure à base d'un « Dazzler ».....	187
5.E Théorie de la méthode de mesure « Time-domain SPIDER ».....	190
5.F Démonstration expérimentale de faisabilité.....	192
5.F.1. <i>Montage expérimental</i>	193
5.F.2. <i>Caractérisation de la réponse linéaire de l'ensemble filtre acousto-optique / photodiode à un photon</i>	195
5.F.3. <i>Caractérisation de la réponse quadratique de l'ensemble filtre acousto-optique / photodiode à deux photons</i>	196

Chapitre 5 : Mesure autoréférencée de l'amplitude et de la phase spectrales « Time-domain SPIDER » par le dispositif Phazzler

5.F.4. Autocorrélation interférométrique	197
5.F.5. Mesures « time-domain SPIDER »	200
5.F.6. Autres types de mesures : exemple DP-TROG	203
5.G Eléments théoriques sur le montage optique proposé	204
5.G.1. Définition des performances recherchées	204
5.G.2. Caractéristiques Filtre acousto-optique dispersif programmable (« Dazzler »)	205
5.G.3. Photodiode à 2 photons	211
5.G.4. Optimisation de la mesure de phase	213
5.G.4.a) Stratégie optimale des signaux	214
5.G.4.b) Nombre de points de mesure	215
5.G.4.c) Conséquence de la résolution spectrale du filtre acousto-optique	216
5.G.4.d) Compensation des fluctuations de l'énergie du laser	218
5.G.4.e) Contraintes en dynamique de mesure	218
5.G.5. Simulation du fonctionnement dans un cas pratique	219
5.G.5.a) Résultats	220
5.G.5.a.i) Effets des fluctuations du laser	220
5.G.5.a.ii) Effets de non linéarité de la diffraction	221
5.G.5.a.iii) Résolution spectrale du filtre et incidence sur l'onde monochromatique	222
5.H Conclusion sur la mesure spectrale par le dispositif optique simplifié Phazzler	223

5. Mesure auto référencée de l'amplitude et de la phase spectrales « Time-domain SPIDER » par le dispositif Phazzler

Nous abordons maintenant la caractérisation temporelle des impulsions dans le domaine des femtosecondes. Nous sommes en présence de signaux courts comportant un petit nombre d'oscillations du champ électrique. On cherche à caractériser le plus complètement possible ces signaux en amplitude et en phase. Ce domaine a donné lieu à un très grand nombre d'études et de méthodes expérimentales diverses. Notre approche a consisté à reprendre le problème de manière générale, en tirant parti de la disponibilité récente du filtre dispersif acousto-optique programmable (le Dazzler) qui permet comme on le verra par la suite d'implanter avec un même dispositif un grand nombre de méthodologies différentes.

Afin de mieux appréhender le travail d'analyse présenté dans ce chapitre, il est nécessaire d'introduire les principaux types de mesures auto référencées actuellement utilisées. Cette description non exhaustive suit un ordre presque chronologique de la mesure de phase spectrale sans toutefois refléter l'historique de ce développement.

5.A Méthodes « classiques » de mesure auto référencée d'impulsions laser ultrabrèves

Il est nécessaire de visualiser les montages optiques permettant de réaliser ces mesures pour comprendre le principe général des mesures auto-référencées. De nombreuses méthodes et implémentations ont été proposées (cf. [Dorrer 2001_1]), nous nous restreindrons ici aux descriptions de l'autocorrélation intensimétrique [Weber 1966], de l'autocorrélation interférométrique [Naganuma 1989], du TROG [Chilla 1991] (« Time Resolved Optical Gating »), de la DOSPM [Chu 1995] (« Direct Optical Spectral Phase Measurement »), du FROG [Trebino 1993 & 1997] (« Frequency Resolved Optical Gating », dont SHG-FROG et PG-FROG), pour les méthodes basées sur des mesures d'intensité et des méthodes interférométriques de type SPIDER [Iaconis 1997].

Le premier type de mesure caractérisant partiellement les impulsions ultrabrèves utilisée fut les autocorrélations intensimétriques. Le principe est de réaliser une autocorrélation de l'intensité temporelle de l'impulsion par l'intermédiaire d'un interféromètre de Michelson et

un cristal doubleur ou de type II ou non colinéaire. Une interaction non colinéaire dans le cristal doubleur permet simplement d'éliminer les signaux parasites correspondant aux doublage des impulsions de chaque bras :

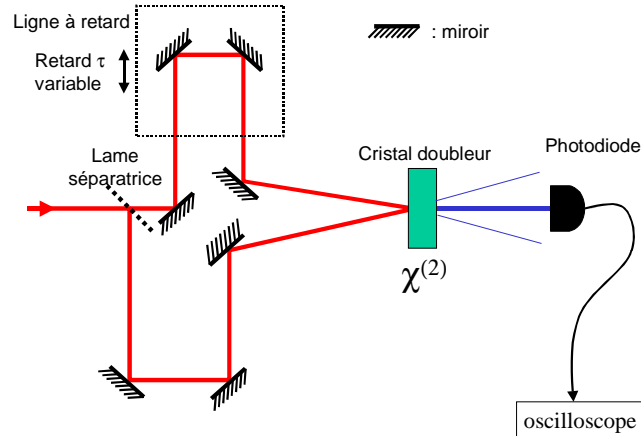


Figure 5.1 : dispositif optique schématique de l'autocorrélateur intensimétrique

Le signal obtenu est : $S(\tau) = \int I(t - \tau)I(t) dt$. Ce signal permet de déduire un ordre de grandeur de la largeur de l'impulsion mais ne permet pas de remonter à la phase spectrale.

En modifiant le type de doublage et/ou la géométrie, l'autocorrélation est alors interférométrique et Naganuma [Naganuma 1989] et al. ont démontré qu'une autocorrélation interférométrique correspond à un seul type de phase spectrale à l'ambiguïté du signe de la phase près (la phase et son opposé sont solutions) :

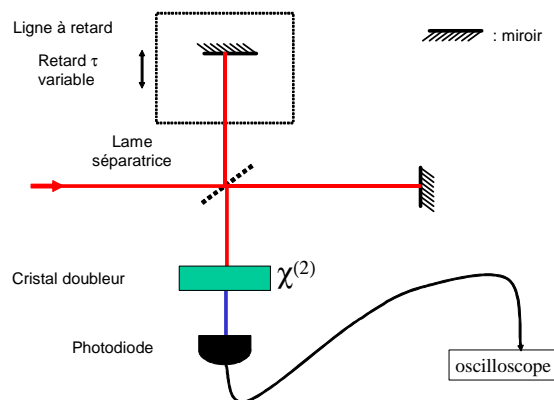


Figure 5.2 : dispositif optique schématique de l'autocorrélateur interférométrique

Le signal de la photodiode est alors du type : $S(\tau) = \int |E(t - \tau) + E(t)|^4 dt$. En reprenant les notations de Naganuma, ce signal peut-être décomposé en trois composantes spectrales :

$$S(\tau) = 1 + 2G_2(\tau) + 4 \operatorname{Re} [F_1(\tau) \exp(-i\omega_0\tau)] + \operatorname{Re} [F_2(\tau) \exp(-2i\omega_0\tau)]$$

où $G_2(\tau) = \int I(t-\tau)I(t)dt$ est l'autocorrélation intensimétrique, $F_1(\tau) = \int I(t)E(t)E^*(t-\tau)dt$,

$$F_2(\tau) = \int E^2(t)E^{*2}(t-\tau)dt = TF^{-1} \left[|u(\omega)|^2 \right] \text{ avec } u(\omega) \text{ spectre de } E^2(t).$$

Cependant à ce jour aucun algorithme robuste et fiable n'a permis d'extraire la phase spectrale des autocorrélations interférométriques. La robustesse et la fiabilité sont essentielles dans ce type de mesure où il n'est pas aisément possible de comparer avec un autre type de mesure pour lever toute ambiguïté ou erreur.

Reprenant des algorithmes développés pour la phase spatiale, d'autres méthodes nécessitant des données bidimensionnelles (double balayages) sont alors apparues. La première, le TROG (« Time Resolved Optical Gating ») [Chilla 1991], [Reid 2002], consiste en un balayage temporel de l'impulsion à mesurer et d'un balayage spectral d'une composante extraite de cette même impulsion. Il s'agit donc de la mesure du retard relatif des composantes spectrales les unes par rapport aux autres en utilisant l'impulsion elle-même comme échantillonnage temporel d'où son autre nom FDPM (« Frequency Domain Phase Measurement »). Le schéma du montage optique est représenté sur la figure 5.3 ci-dessous :

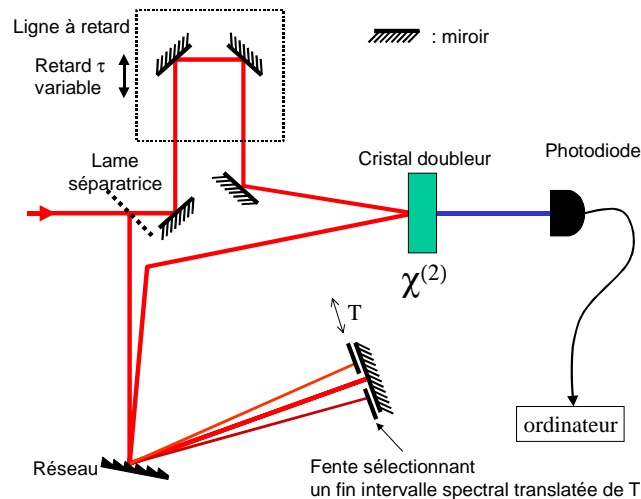


Figure 5.3: TROG (« Time Resolved Optical Gating »)

Le signal est : $S(\tau, \omega) = \left| \int g(\omega') E(\omega') E^*(\omega' - \omega) \exp(-i\omega'\tau) \frac{d\omega'}{2\pi} \right|^2$ où g est le filtre spectral

introduit. L'utilisation d'algorithmes itératifs de projection généralisée que nous présenterons ci-après permet de retrouver une information de phase.

Une autre implémentation du même type permet une mesure directe de la phase spectrale.

La DOSPM [Chu 1995] nécessite également un double balayage :

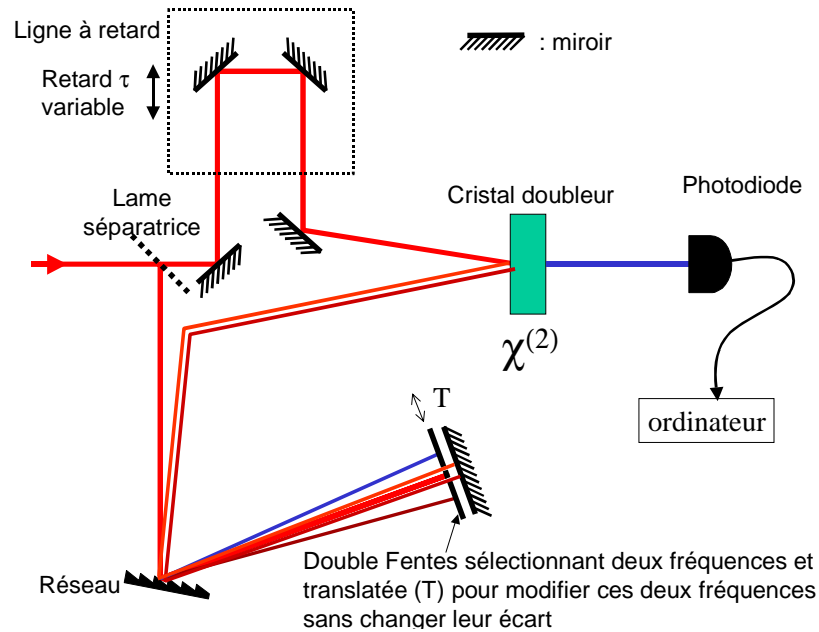


Figure 5.4: DOSPM (“Direct Optical Spectral Phase Measurement”)

La mesure de phase est obtenue par le battement entre les deux fréquences extraites échantillonné à un instant variable par l’impulsion de référence. On caractérise ainsi la différence de phase entre les deux fréquences. La complexité du montage a cependant limité l’utilisation de cette méthode.

Utilisant également un double balayage, le SHG-FROG [Paye 93, Trebino 97] est très proche du dual dans l’espace de Fourier du TROG. Son montage optique est cependant assez différent utilisant la propriété du cristal doubleur de découpage temporel permettant d’échantillonner temporellement par l’impulsion :

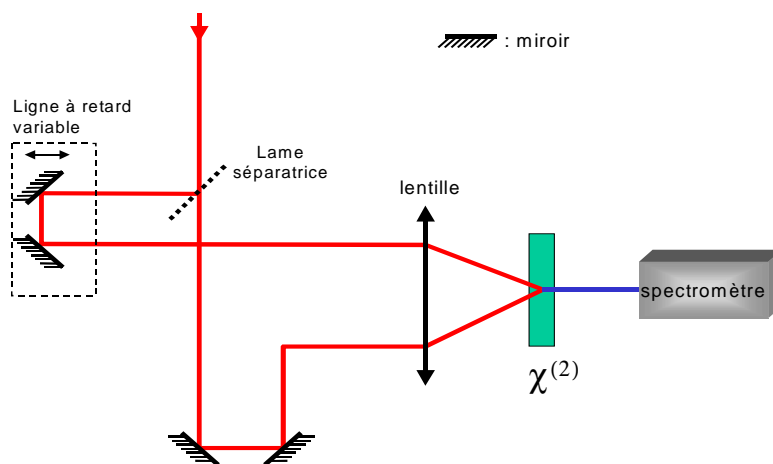


Figure 5.5: SHG-FROG (“Second Harmonic Generation Frequency Resolved Optical Gating”)

Cependant, le SHG-FROG nécessite un algorithme itératif et de plus il conserve dans la mesure des ambiguïtés sur le signe du temps et sur la phase relative d’impulsions multiples ([Trebino 1997]).

Un montage différent qui évite ces ambiguïtés mais rend le montage plus difficile est le PG-FROG présenté ci-dessous.

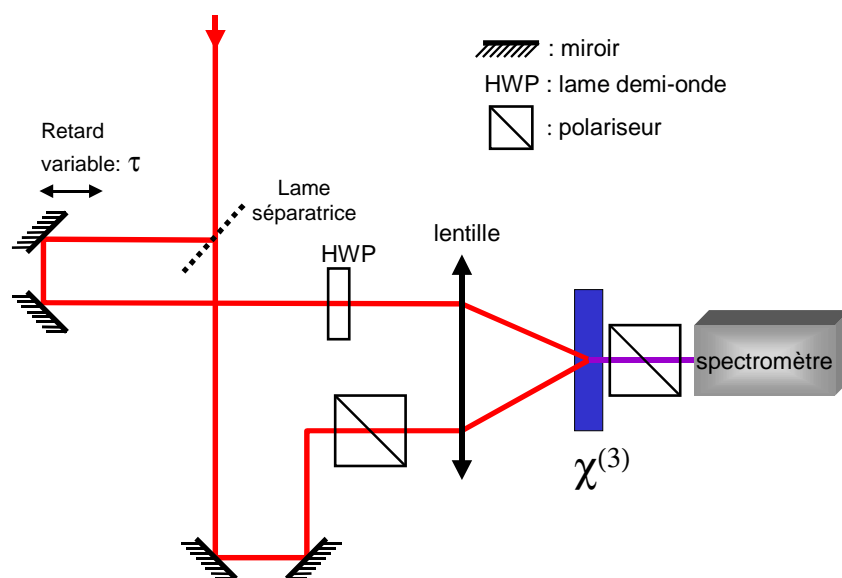


Figure 5.6 : PG-FROG (“Polarization Gate Frequency Resolved Optical Gating”)

Cette méthode nécessite toutefois encore un algorithme itératif ce qui rend cette méthode indirecte (il n’existe pas d’algorithme direct déterminant la phase à partir du signal).

Une méthode directe est la méthode de mesure interférométrique à décalage pour la phase spectrale dénommée SPIDER (« Spectral Phase Interferometry Direct Electric field Reconstruction »). Toute la subtilité de cette méthode est d'effectuer un décalage dans le domaine fréquentiel en utilisant de l'optique non-linéaire. Par un mélange à deux ondes dont l'une est l'impulsion à mesurer et la seconde une « impulsion » monochromatique (ω_1), on obtient par somme de fréquences une impulsion spectralement décalée de l'impulsion à mesurer de ω_1 . Si on réitère ce mélange avec une autre pulsation optique pour l'onde monochromatique ω_2 , alors on peut faire interférer sur un spectromètre les deux impulsions décalées et on obtient une mesure interférométrique à décalage de la phase spectrale. La figure 5.7 montre une implémentation habituelle du SPIDER où figurent les spectres.

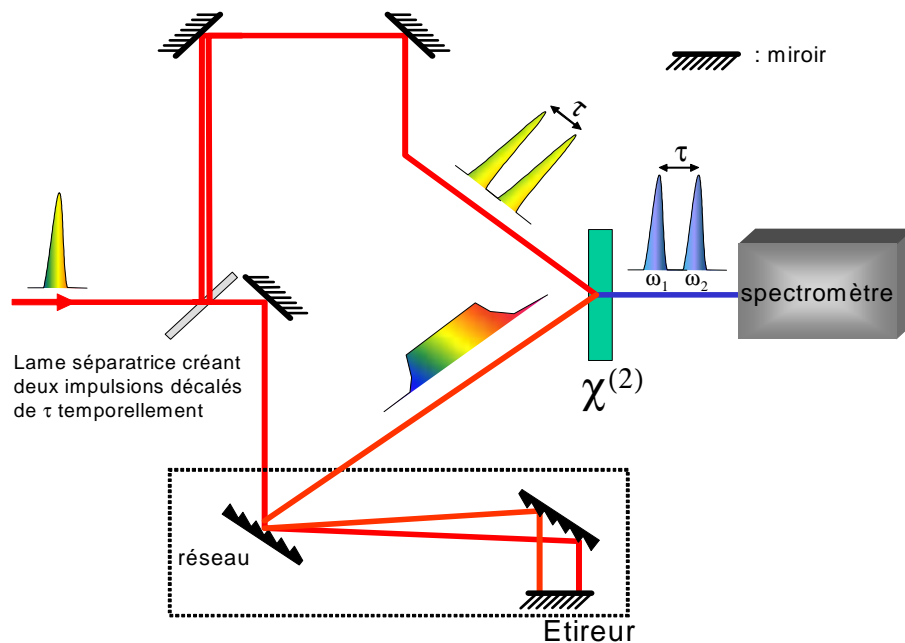


Figure 5.7 : implémentation optique du SPIDER (« Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction »)

Le tableau suivant montre les résultats simulés (images, spectre) obtenus pour les différents types de mesures présentés dans les cas d'une impulsion « Fourier Transform » (c'est à dire de phase spectrale constante), d'une impulsion à dérive de fréquence ou « chirp » (pur deuxième ordre de phase spectrale) et d'une impulsion comportant un pur troisième ordre spectral :

Chapitre 5 : Mesure autoréférencée de l'amplitude et de la phase spectrales « Time-domain SPIDER » par le dispositif Phazzler

Type de mesure	impulsion : spectre gaussien de 100nm, phase nulle	impulsion : spectre gaussien de 100nm, $\varphi^{(2)} = 200 fs^2$	impulsion : spectre gaussien de 100nm, $\varphi^{(3)} = 2000 fs^3$
distribution de Wigner-Ville			
Autocorrélation intensimétrique			
Autocorrélation interférométrique			
spectrogramme			
SHG FROG			
PG FROG			

Chapitre 5 : Mesure autoréférencée de l'amplitude et de la phase spectrales « Time-domain SPIDER » par le dispositif Phazzler

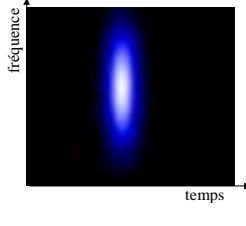
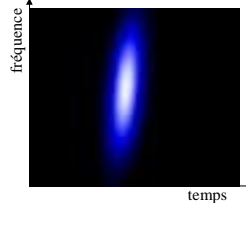
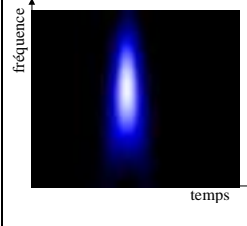
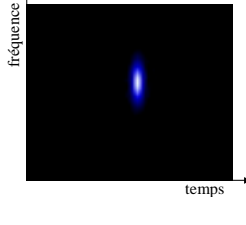
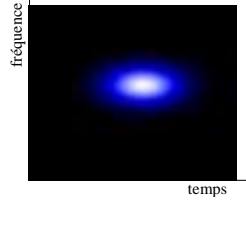
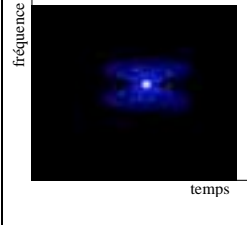
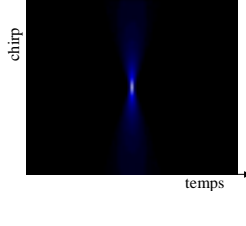
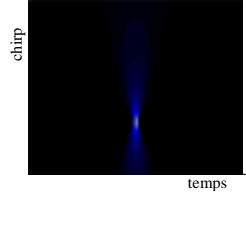
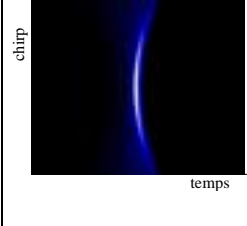
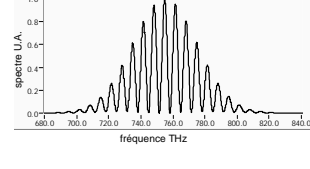
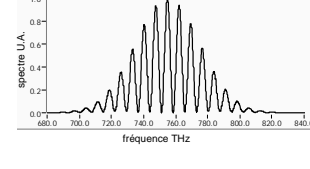
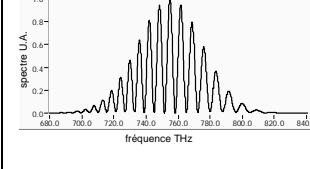
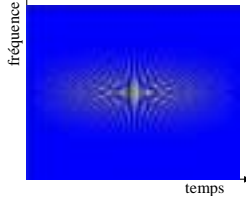
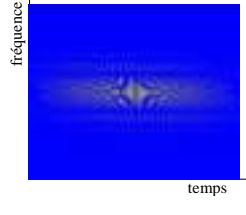
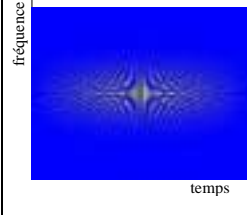
Type de mesure	impulsion : spectre gaussien de 100nm, phase nulle	impulsion : spectre gaussien de 100nm, $\varphi^{(2)} = 200 fs^2$	impulsion : spectre gaussien de 100nm, $\varphi^{(3)} = 2000 fs^3$
sonogramme			
TROG			
DP-TROG temporel			
SPIDER			
DOSPM			

Tableau 5.1 : Exemple de résultats pour les différentes techniques de mesure

A travers cette présentation des principales méthodes utilisées, il apparaît que :

- certaines méthodes sont dites directes, c'est à dire que la phase spectrale est calculée par une suite d'opérations déterministes, par opposition aux méthodes indirectes où un algorithme itératif tente de retrouver à tâtons la phase spectrale correspondant à la mesure expérimentale.
- Les montages optiques des différentes méthodes sont différents et complexes. Ils comportent tous des éléments non linéaires (cristal doubleur ou tripleur).

- La robustesse, la sensibilité et la simplicité d'utilisation sont les éléments déterminants dans l'utilisation expérimentale des différentes méthodes.

Toutes ces méthodes ont été inventées pour la mesure d'impulsions ultrabrèves simples et n'ont pas forcément été confrontées à des impulsions longues avec une forte dérive de fréquence ou à des impulsions multiples.

Pour conclure cette partie, on peut constater que l'ensemble de ces mesures nécessitent des montages optiques complexes et sensibles à l'alignement. Leur encombrement est assez important, les limitations en précision ne sont pas triviales et il est fréquent d'avoir de fausses mesures. Enfin, l'emploi de l'optique non linéaire rend l'appareil sensible à l'alignement du cristal doubleur ou tripleur, et nécessite de satisfaire aux conditions d'accord de phase. Ceci conduit à des limitations en largeur de bande spectrale et en précision.

Dans la partie suivante, un bref rappel présente les grandeurs physiques directement mesurées par un détecteur, rappelant aux néophytes l'impossibilité d'une détection directe du champ électrique ou de l'amplitude temporelle pour des événements aussi brefs que la dizaine de femtosecondes. Ensuite nous discuterons :

- les grandeurs nécessaires et suffisantes à la caractérisation complète d'une impulsion ultrabrève,
- la description de la méthode de mesure directe la plus aisée : le SPIDER et quelques unes de ses variantes,
- la description du filtre linéaire, le filtre acousto-optique programmable dispersif : le Dazzler,
- une méthode nouvelle, le « time domain SPIDER », particulièrement bien adaptée à une réalisation à base de ce filtre acousto-optique,
- les résultats d'expériences utilisant le filtre acousto-optique en mode autocorrélation interférométrique et « time domain SPIDER »,
- une présentation rapide d'implantations d'autres méthodologies en utilisant ce filtre,
- en plus détaillé les problèmes de traitement du signal associés à ce type de mesure.

5.B Considérations générales sur les mesures auto référencées

La détection de la lumière peut se faire par l'intermédiaire de nombreux dispositifs. Le principe est de convertir le signal lumineux en une autre grandeur physique par l'intermédiaire d'une interaction photon/matière. La grandeur obtenue peut être de la chaleur, de la pression, de l'acoustique... Cependant, comme tout traitement informatique et électronique nécessite de reconvertir la grandeur obtenue en signal électrique, je ne considère ici que les détecteurs photo-électriques quantiques, et plus précisément, les photodiodes.

Ces détecteurs ont un comportement quantique : un photon incident a une probabilité η d'être absorbé et de générer une paire électron/trou. Cette probabilité dépend de l'énergie du photon, c'est à dire de sa longueur d'onde. Il existe une valeur seuil en énergie du photon, la longueur d'onde critique, en dessous de laquelle la probabilité est quasi-nulle. Au dessus de cette valeur, la probabilité est quasi constante sur une plage assez importante (pour plus de détails sur la détection, se référer à l'annexe « Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique »).

Dans la suite, la photodiode est supposée fonctionner en mode « photovoltage ». Les temps caractéristiques de détection avec une photodiode sont directement liés à la capacité intrinsèque de la jonction de la diode qui dans le meilleur des cas permet d'atteindre une dizaine de picosecondes. Ce temps reste beaucoup trop long pour permettre de mesurer une impulsion laser ultrabrève de quelques dizaines de femtosecondes. Il n'y a pas de moyen physique direct pour améliorer la réponse impulsionnelle des photodiodes rapides. Le détecteur est donc toujours considéré dans la suite comme étant un intégrateur d'une grandeur physique de l'impulsion optique ultrabrève.

Mais de quelle grandeur s'agit-il ?

Suivant les caractéristiques du matériau semiconducteur utilisé et de l'énergie des photons à détecter, on se trouve dans deux cas : soit le photon a une énergie supérieure à l'énergie de la bande interdite du matériau semiconducteur, soit elle est inférieure.

Si elle est supérieure, le photon a alors une probabilité η_1 proche de 1 de créer une paire électron/trou. On suppose que l'absorption des photons se fait entièrement dans la zone de

détection (probabilité η_2 de séparation de l'électron et du trou proche de 1) et ceci sur l'ensemble de la gamme spectrale considérée. Autrement dit on suppose que l'efficacité quantique $\eta = \eta_1 \eta_2$ est constante sur l'ensemble de la gamme spectrale. Si on prend garde de ne pas saturer la jonction, le comportement reste le même quelque soit l'intensité de l'impulsion optique. La réponse de la photodiode s'exprime par sa réponse spectrale :

$$\mathcal{R} = \eta \frac{\lambda}{\lambda_c}$$

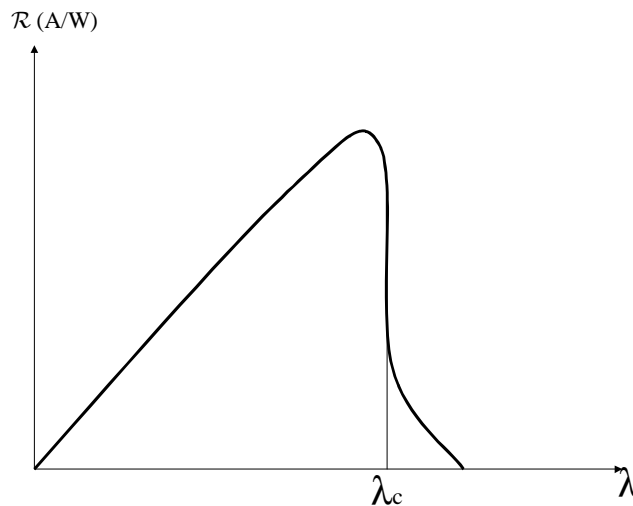


Figure 5.8 : Courbe de réponse d'une photodiode. La réponse linéaire avec λ vient du fait que le nombre de photons contenu dans 1W diminue quand λ diminue.

La longueur d'onde de coupure λ_c est la longueur d'onde correspondant à l'énergie de la bande interdite. La réponse spectrale exprimée en A/W, s'exprime de façon plus exacte en C/J pour les impulsions ultrabrèves. La tension fournie par la photodiode s'exprime directement

par
$$V = \frac{\mathcal{R} I}{C_{\text{photodiode}}}$$
,

où $C_{\text{photodiode}}$ est la capacité de la photodiode et I est l'énergie ou intensité de l'impulsion optique.

Si l'énergie du photon incident est inférieure à l'énergie de bande interdite du matériau semiconducteur, alors seuls des processus impliquant plusieurs photons permettent d'exciter une paire de porteurs libres. On parle alors d'absorption multiphotonique. Ce type d'absorption a été utilisé dans la caractérisation des impulsions brèves par l'intermédiaire

d'absorption à deux et trois photons ([Reitze 1990] ,[Albrecht 1991], [Ranka 1997], [Cormack 2001], [Langlois 1999]). Une analyse détaillée de l'absorption à deux photons est fournie dans l'annexe « Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique ». On rappelle uniquement ici les principaux résultats.

Le coefficient d'absorption à deux photons est proportionnel à l'intensité lumineuse.

L'ordre de grandeur de ce coefficient d'absorption α_2 pour le GaP est d'environ $0.1\text{cm}^{-1}\text{GW}^{-1}$. La longueur d'absorption de 10cm à $1\text{GW}/\text{cm}^2$ est à comparer avec la longueur d'absorption extrinsèque qui pour le GaP, est de l'ordre de 1cm . Pour obtenir un signal relatif à l'absorption à deux photons, il faut absolument s'assurer que l'absorption extrinsèque parasite due aux défauts cristallins ne recouvre pas l'absorption à deux photons, c'est à dire que l'éclairement soit suffisant ($>10\text{GW}/\text{cm}^2$).

La réponse obtenue est alors proportionnelle au carré de l'intensité optique soit avec l'intégration :

$$P(W) = \int I^2(t)dt = \int |E(t)|^4 dt .$$

5.B.1. Grandeurs et mesures nécessaires à la caractérisation complète

Une onde optique est complètement caractérisée par son champ électrique temporel réel. Ce champ électrique peut s'exprimer sous une formulation complexe (cf. chapitre 1) en amplitude et en phase, soit dans le domaine temporel, soit dans le domaine spectral. Il est impossible de le mesurer directement. Par conséquent, il est primordial de savoir quelles grandeurs mesurables permettent de le déterminer.

Les grandeurs accessibles directement par mesures sont:

- l'intensité spectrale mesurée par spectroscopie : $I(\omega)=|E(\omega)|^2$,
- l'intensité temporelle intégrée (détecteur à un photon): $\int I(t)dt = \int |E(t)|^2 dt$,
- le carré de l'intensité temporelle intégrée (détecteur à deux photons) : $\int I^2(t)dt = \int |E(t)|^4 dt$,
- une puissance N de l'intensité temporelle intégrée (détecteur à N photons) : $\int I^N(t)dt = \int |E(t)|^{2N} dt$.

Il est possible de modifier la grandeur mesurée par l'utilisation d'un montage optique en amont du détecteur (l'intensité spectrale en est d'ailleurs un exemple). Dans cette partie on cherchera ainsi à déterminer le type de transformation nécessaire pour obtenir la caractérisation complète.

Cette caractérisation complète des impulsions ultrabrèves a été principalement étudiée lors des vingt dernières années [Dorrer 2001_1]. En fait, la plupart des solutions et la théorie du recouvrement de la phase avaient été démontrées auparavant dans les années 60/70 sur le problème spatial c'est à dire le recouvrement de la phase spatiale. Nous allons donc commencer par discuter le problème spatial.

Les méthodes étudiées dans ce chapitre sont dites auto référencées. Toutes ces méthodes ne permettent pas de mesurer la constante de phase spectrale. Cette constante de phase détermine la position de l'oscillation sous l'enveloppe. Elle n'est importante que pour des impulsions ne comportant qu'un très petit nombre d'oscillations (par exemple <5 périodes) et ne sera pas étudiée dans ce manuscrit.

5.B.1.a) Comparaison entre mesures de phases spatiale et spectrale

L'exposé suivant n'est pas exhaustif sur les méthodes de mesure. Dans le cas spatial, l'existence de matrice de détecteurs permet une mesure bidimensionnelle de l'intensité lumineuse. On connaît donc $I(x,y)$ et on cherche la phase $\varphi(x,y)$ tel que le champ électrique $E(x,y) = \sqrt{I(x,y)}e^{i\varphi(x,y)}$ soit entièrement défini. On distinguera deux types de méthodes, les méthodes interférométriques et les méthodes basées sur l'analyse de profils d'intensités.

Les méthodes interférométriques utilisent l'interférence entre deux ou trois répliques décalées du front d'onde initial. La figure 5.9 suivante illustre le cas pour une dimension.

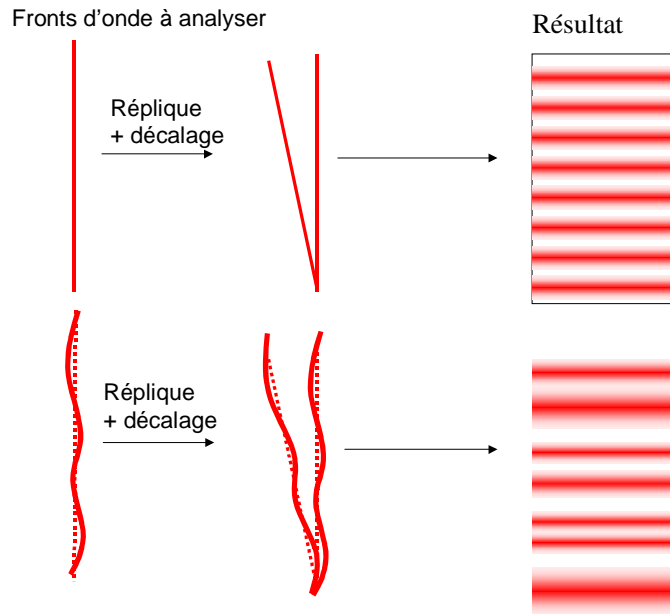


Figure 5.9 : Mesure interférométrique de la phase spatiale

Le cas bidimensionnel nécessite un double décalage dont un système élégant a été étudié par J.C.Primot ([Primot[1993], [Chanteloup 1998]). L'analyse des franges obtenues permet de déterminer directement la différence de phase entre deux éléments proches $\varphi(x+dx) - \varphi(x)$. La phase spatiale est alors obtenue par concaténation ou par intégration à une constante près. Cette constante n'a pas d'importance physique la plupart du temps. La phase est obtenue de manière directe.

Ce type de méthode est applicable aux impulsions ultrabrèves sur la phase spectrale et nous verrons comment obtenir ces interférogrammes. Dans ce cas le décalage est spectral et non spatial. Cette méthode est la méthode « Spectral Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction » (SPIDER) inventée par Iaconis et Walmsley [Iaconis 1997].

Les méthodes basées sur l'analyse du profil d'intensité sont historiquement plus anciennes. Le principe est de mesurer la tache (profil $I(x,y)$) du faisceau dans deux plans images différents. Plusieurs auteurs, dont Gerchberg et Saxton [Gerschberg 1971] les premiers, ont montré à la fois l'unicité de la solution dans l'hypothèse de fonctions analytiques et la méthode de recouvrement de la phase utilisant une méthode de projection généralisée. Le principe de la méthode de recouvrement de la phase est un algorithme itératif recherchant une solution de phase correspondant aux deux distributions mesurées où l'on re-projette la mesure sur la solution comme le montre la figure 5.10.

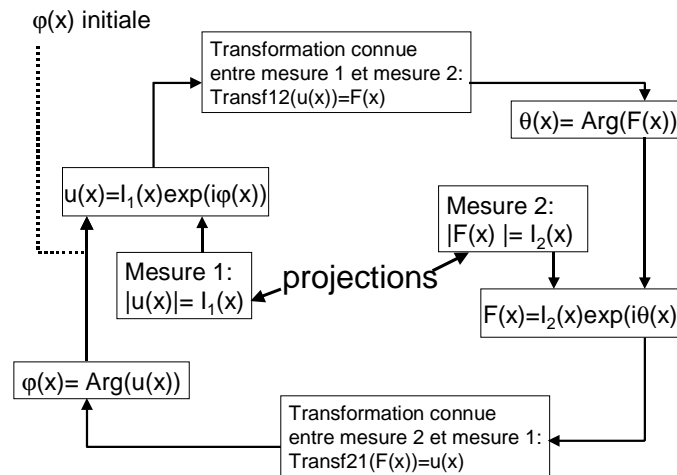


Figure 5.10 : algorithme de Gerchberg-Saxton

Dans le cas spectral, on compare deux mesures intensimétriques correspondant à deux filtres temporels différents. Selon le filtre, on obtient par exemples une méthode monodimensionnelle l'autocorrélation interférométrique (résolution par la méthode de Naganuma, cf. annexe « Algorithmes de recouvrement de la phase spectrale »), ou des techniques bidimensionnelles telles que FROG (« Frequency Resolved Optical Gating »), ou TROG (« Time Resolved Optical Gating »). Dans ces deux derniers cas, les variables de dimensions sont retard et fréquence. La principale difficulté est la robustesse de l'algorithme et l'unicité de la solution.

L'article de L.S.Taylor [Taylor 1981] donne des indications intéressantes sur la robustesse des algorithmes. Dans le cas monodimensionnel, la robustesse n'est pas assurée. Dans le domaine spectral, les méthodes bidimensionnelles comme le FROG ou TROG auront donc un avantage intrinsèque sur une méthode monodimensionnelle comme l'autocorrélation interférométrique. L'unicité de la solution se base sur l'analyticité des fonctions considérées. Des problèmes ouverts sur ce domaine restent à résoudre et il faut être prudent sur les hypothèses utilisées comme le principe de causalité et la non-prise en compte du nombre discret de points dans les considérations d'unicité. Des méthodes récentes comme celle proposée par A.Baltuska et al. [Baltuska 1999] peuvent se révéler erronées pour des raisons subtiles de discrétisation comme le montre le contre-exemple publié par A.M. Wiener et al. [Chung 2001]. Ce problème de convergence des algorithmes itératifs, en relation avec la dimensionnalité, sera abordé de façon plus détaillée dans la partie sur les « données suffisantes au recouvrement de la phase ».

Enfin spatialement un dernier type de mesure directe est apparu avec la découverte des microlentilles : l'analyseur de front d'onde de type Hartmann-Shack. Le principe de ce système est donné sur la figure 5.11 ci-dessous.

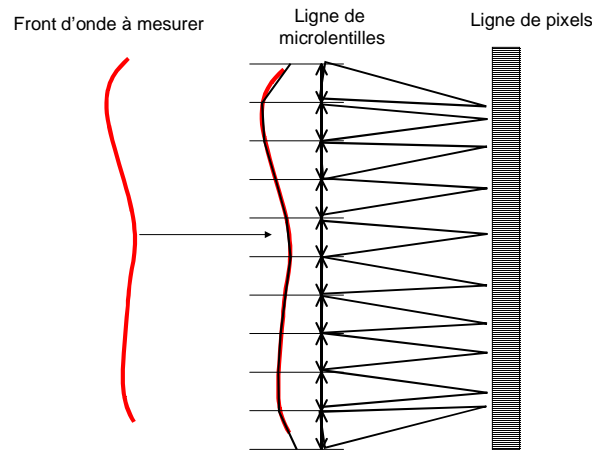


Figure 5.11 : analyseur de front d'onde de type Hartmann-Shack où la position du point focal de la microlentille indique l'inclinaison locale du front d'onde.

Cette technique permet de mesurer la phase localement en considérant l'écart entre les points focaux. Une mesure de phase spectrale utilisant le même principe est la mesure dite DOSPM [Chu 1995] (« Direct Optical Spectral Phase Measurement »). Cette mesure estime la différence de phase entre deux composantes spectrales en mesurant le déphasage du battement entre ces deux fréquences par rapport à une origine temporelle fixe (l'impulsion elle-même).

Pour conclure, les méthodes de mesure de phase spectrale peuvent être analysées comme des transpositions volontaires ou involontaires de méthodes de mesure de phase spatiale. Revenons maintenant plus en détail sur le problème des grandeurs nécessaires.

5.B.1.b) Grandeurs nécessaires

D'après l'analyse de V. Wong et I.A. Walmsley [Wong 1995], tout dispositif de mesure peut être décomposé en trois parties comme présenté sur la figure 5.12 ci-dessous.

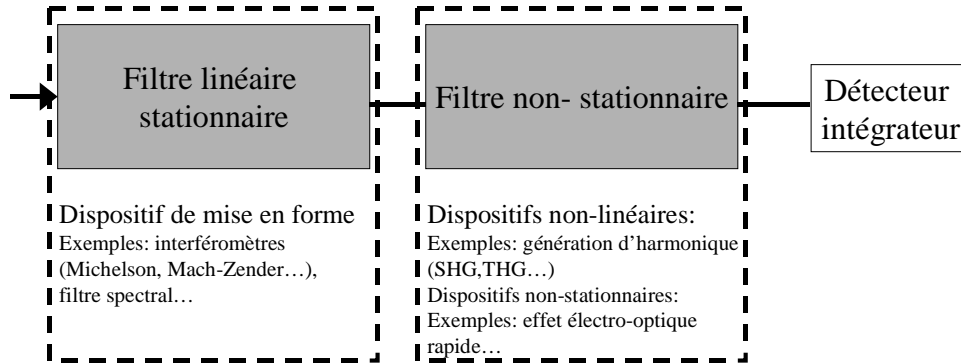


Figure 5.12 : Schéma d'un dispositif de caractérisation sans référence.

La première partie est un filtre linéaire invariant, la seconde un filtre linéaire variant ou non linéaire.

Une contribution de cet article est de confirmer que l'utilisation d'un filtre linéaire invariant avec un détecteur intégrateur d'intensité ne permet pas de retrouver l'information de phase spectrale.

Par filtre « linéaire » invariant on entend tout dispositif tel que si en entrée on a $x(t)$ alors en sortie : $y(t) = \int h(t - \tau)x(\tau)d\tau = (h \otimes x)(t)$,

où \otimes est le produit de convolution, et h est la réponse du filtre.

Un détecteur intégrateur d'intensité est un détecteur à un photon. Donc la réponse d'un tel

$$\text{système est : } S = \int_{-\infty}^{+\infty} |y(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{Y}(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi},$$

où $\tilde{Y}(\omega) = TF[y(t)](\omega)$ est la transformée de Fourier de $y(t)$.

$$\text{On obtient : } S = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{Y}(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi} = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{H}(\omega)\tilde{X}(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi} = \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{H}(\omega)|^2 |\tilde{X}(\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi}.$$

Donc la réponse ne dépend que du module de l'impulsion entrant dans le système, toute information sur la phase est perdue.

Optiquement, un filtre « linéaire » invariant est un dispositif optique passif touchant l'ensemble du faisceau par exemple un interféromètre de Michelson, un réseau, un filtre fréquentiel de type Fabry-Pérot ou un interféromètre de Gires-Tournois...

En revanche, si on ajoute un filtre « linéaire » variant à l'échelle de la durée d'impulsion, ou un filtre non-linéaire, il devient possible de remonter à l'information de phase. Par exemple la génération de seconde harmonique par un cristal doubleur (filtre non-linéaire, ici quadratique) permet en combinaison avec un interféromètre de Michelson, de fonction de filtre $\tilde{H}(\omega) = 1 + \exp(i\omega\tau)$ (où τ est le retard entre les deux bras), d'obtenir une autocorrélation interférométrique décrite précédemment. La réalisation de filtres linéaires variants commence à être accessible par les progrès techniques réalisés en particulier dans les télécoms optiques. C. Dorrer a montré la possibilité d'utiliser un modulateur de phase rapide pour effectuer une mesure d'interférométrie spectrale à décalage [Dorrer 2002_2] et une tomographie chronocyclique [Dorrer 2003]. La cellule de Pockels rapide présentée au chapitre précédent de ce manuscrit pourrait servir dans ce type de montage. Ces filtres restent cependant trop lents pour des impulsions de l'ordre de 10fs.

La seule alternative pour les impulsions très courtes est d'utiliser l'optique non-linéaire pour réaliser des filtres non-linéaires.

Il est donc nécessaire pour avoir une mesure de la phase de combiner au moins un filtre linéaire invariant avec un filtre non-linéaire. Cherchons à présent quels types de données permettent de remonter à la phase spectrale.

5.B.1.c) Données suffisantes au recouvrement de la phase

Quelles sont les données permettant de remonter à la phase spectrale de l'impulsion optique ultrabrève? Nous avons déjà précisé que les mesures de types interférométriques (SPIDER) permettaient de calculer la phase de façon directe. Dans ce cas, il n'y a pas de problème de convergence ni d'ambiguïté. D'autres mesures telles que l'autocorrélation interférométrique contiennent également l'information de phase (cf. [Naganuma 1989]). Cependant, l'algorithme de recouvrement proposé ne converge pas systématiquement. D'autres méthodes ont également ce même problème de non convergence vers la bonne

solution. Essayons de préciser d'où vient ce problème et pourquoi certaines méthodes sont robustes et d'autres ambiguës.

Le problème du recouvrement de la phase (« Phase retrieval problem ») s'exprime mathématiquement par :

Soit un signal $x(t)$ tel que $x(t)$ est non nul sur un intervalle borné ou nul pour $t < 0$.

Soit $X(\omega)$ sa transformée de Fourier notée $X(\omega) = \text{TF}[x(t)](\omega)$.

Alors les parties réelle et imaginaire de $X(\omega)$ sont liées par transformée de Hilbert :

$$\text{Im}(X(\omega)) = \text{H}[\text{Re}(X(\omega))].$$

Il est supposé que $X(\omega)$ est de carré intégrable c'est à dire représente un champ d'énergie finie. Cette relation de dispersion est très répandue en physique : un exemple en est la relation de Kramers-Kronig reliant les parties réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique.

Connaissant une mesure sur $x(t)$ ou $X(\omega)$, par exemple la partie réelle ou le module ou tout autre combinaison, est-il possible compte tenu de la relation de dispersion de retrouver la phase $\varphi(\omega)$ du signal ?

Dans cette partie nous cherchons à déterminer la mesure la plus simple nécessaire et suffisante à ce recouvrement de la phase spectrale.

Nous partons du cas où le module $|X(\omega)|$ est connu (le spectre dans le cas présent).

Supposons que $x(t)$ est non nul sur un intervalle borné.

Alors l'extension complexe de $X(\omega)$, $X(z)$ avec $z = \omega + j\gamma$, est bornée pour tout $\gamma > 0$ et est une fonction entière (analytique pour tout z fini).

Cette propriété est très importante car toute fonction entière est définie par ses zéros z_k . Il suffit par conséquent de déterminer ces zéros.

Le problème est que toute fonction du type :

$X_1(z) = X(z) \prod_k \frac{(z - z_k^*)}{(z - z_k)} = X(z) B(z)$ où $B(z)$ est dénommé facteur de Blaschke, est entière et telle que $|X_1(\omega)| = |X(\omega)|$. Elle satisfait donc à la relation de dispersion et a le spectre donné.

On a donc de multiples solutions à notre problème en combinant de manières différentes les zéros et leurs complexes conjugués.

Pour lever cette ambiguïté, il faut ajouter de l'information.

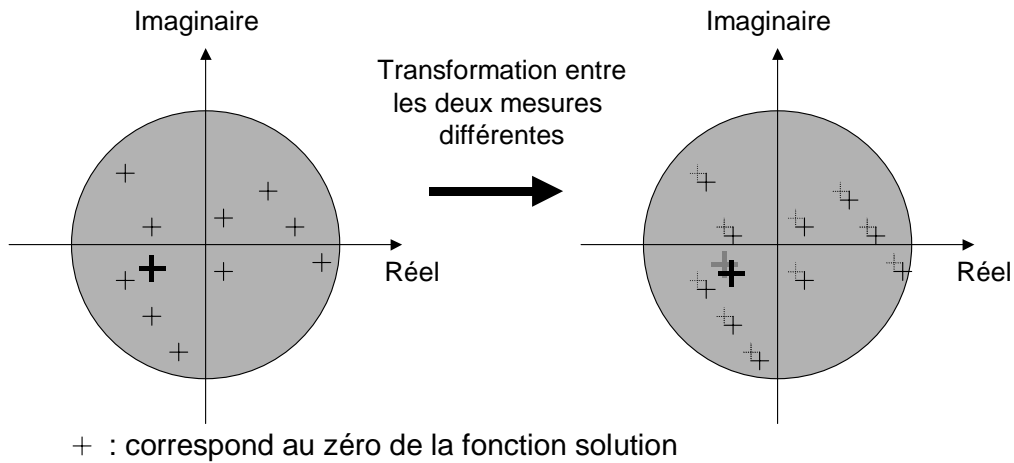
Reprenons le parallélisme entre mesure de phase spatiale et mesure de phase spectrale.

Il existe plusieurs types de méthodes pour remonter à la phase. En particulier, une décomposition par ondelettes proposée par A. Bell [Yagle 1999] montre la possibilité à partir d'une autocorrélation de retrouver la phase du signal sans utiliser d'algorithme itératif. Malheureusement cette méthode suppose une connaissance a priori d'une partie de l'impulsion [Kikushi 2001] ce qui n'est pas en général le cas pour les impulsions ultrabrèves.

Pour les algorithmes itératifs, il a été prouvé que la levée de l'ambiguïté sur cette détermination est plus robuste avec des données redondantes comme c'est le cas en dimension multiple. Par exemple, la représentation des données par des polynômes est très souvent non factorisable en dimension 2 ce qui élimine le problème de l'ambiguïté sur les facteurs de Blaschke. Ceci permet alors d'éliminer les mauvaises solutions et donc d'assurer à la fois la robustesse et la convergence de la méthode vers la solution unique. La figure 5.11 illustre le principe d'une discrimination des mauvaises solutions par l'utilisation d'une transformation de l'impulsion ne modifiant pas de façon symétrique par rapport à l'axe réel les zéros. La solution est alors la solution unique car elle est le seul élément intersection des deux ensembles de solutions correspondant aux deux mesures.

La fonction solution réelle est étendue dans le domaine complexe. Elle est supposée de type entière et est donc complètement caractérisée par ses zéros.

Représentation des zéros dans le plan complexe:



Les mauvaises solutions ont un ou plusieurs zéros qui sont les symétriques des vrais zéros par rapport à l'axe réel (exemple en gras d'un mauvais zéros). La transformation montrée à droite entre les zéros précédents et les zéros de la solution en ce point permet de distinguer le mauvais zéro dont le transformé n'est plus le symétrique du zéro solution par rapport à l'axe réel.

Figure 5.13: principe de discrimination des ambiguïtés sur la solution

En conclusion, dans les mesures utilisant des profils d'intensité, il est nécessaire pour la robustesse et la convergence des algorithmes, ainsi que pour éliminer les ambiguïtés, de mesurer avec beaucoup de redondance les données. La robustesse obtenue pour des données bidimensionnelles est bonne (FROG, TROG par exemples) mais peut comporter des ambiguïtés non triviales nécessitant des données supplémentaires [Seifert 2004].

Des exemples de données nécessaires et suffisantes sont donnés dans le tableau 5.2 sous forme d'un parallèle entre mesure spatiale et mesure spectrale.

Type de mesure spectrale	Signaux mesurés	Equivalent spatial	transformation entre solutions dans le plan complexe
Spectrogramme	$S(\tau, \omega) = \left \int E(t') g(t' - \tau) \exp(i\alpha t') dt' \right ^2$ spectre d'une tranche temporelle	mesures d'intensité à différents endroits de la propagation (d'axe z) : $(x, y) \leftrightarrow \omega$ $z \leftrightarrow t$. Il faut plus de 2 points (temps) de mesure pour augmenter la robustesse perdue car la donnée est monodimensionnelle	les zéros subissent une transformation du type de la propagation dans l'espace libre en optique de Fourier : $\mathcal{H}_0(\omega) = e^{ikz\sqrt{1-(\lambda\omega)^2}}$ qui s'approche d'une rotation
SH-FROG [Paye 1993]	$S(\tau, \omega) = \left \int E(t - \tau) E(t) \exp(i\alpha t) dt \right ^2$ autocorrélation résolue en spectre		
TH-FROG [Trebino 1993]	$S(\tau, \omega) = \left \int E(t - \tau) ^2 E(t) \exp(i\alpha t) dt \right ^2$ « autocorrélation » du troisième ordre résolue en spectre		
Sonogramme	$S(\tau, \omega) = \left \int E(\omega) g(\omega' - \omega) \exp(-i\omega' \tau) \frac{d\omega'}{2\pi} \right ^2$ évolution temporelle d'une composante spectrale		
TROG [Chila 1991]	$S(\tau, \omega) = \left \int g(\omega) E(\omega) E^*(\omega - \omega) \exp(-i\omega' \tau) \frac{d\omega'}{2\pi} \right ^2$ Evolution temporelle d'une partie filtrée finement spectralement de l'impulsion		
DP-TROG [Koumans 2000]	$S(D, \omega) = \left \int E(t, D) ^2 \exp(i\alpha t) dt \right ^2$ où E(t,D) est le champ électrique après une propagation dispersive. C'est une autocorrélation intensimétrique d'impulsion subissant une dispersion variable		
DOSPM [Chu 1995]	$S(\tau, \omega, \delta\omega) \approx A(\omega) \cos(\delta\omega\tau + \varphi(\omega + \delta\omega) - \varphi(\omega))$ où $\delta\omega$ est l'écart entre les fréquences, ω est la fréquence considérée, $\varphi(\omega)$ est la phase spectrale de l'impulsion, $A(\omega)$ est une amplitude spectrale sans intérêt.	Mesure de la phase par concaténation de la différence de phase entre des composantes spectrales mesurée par le déphasage du battement. Proche de l'interféromètre Hartmann-Shack.	Pas de transformation, le calcul est exact et direct à la précision de mesure près et la grandeur mesurée est une différence de phase.
SPIDER [Iaconis 1997]	$S(\omega) = \left \tilde{E}(\omega - \omega_1) + \tilde{E}(\omega - \omega_1 + \varepsilon) e^{i\omega\varepsilon} \right ^2$ où $\tilde{E}(\omega - \omega_1)$ est la première réplique décalée spectralement autour de ω_1 , $\tilde{E}(\omega - \omega_1 + \varepsilon) e^{i\omega\varepsilon}$ est la seconde réplique décalée spectralement et temporellement.	Mesure de la phase spatiale par décalage (« shearing interferometry »)	Pas de transformation, le calcul est exact et direct à l'approximation du décalage spectral parfait près et la grandeur mesurée est une différence de phase.

Tableau 5.2 : exemple de données suffisantes pour la détermination de la phase.

5.C Le « Dazzler™ », filtre acousto-optique dispersif programmable : filtre linéaire

Toutes les méthodes de mesures étant la combinaison d'un filtre linéaire et d'un élément non linéaire (cf partie 5.B.1.b. Grandeurs nécessaires et [Wong 1995]), voyons comment le filtre acousto-optique dispersif programmable (« Dazzler ») peut constituer le filtre linéaire.

Ce filtre a été inventé par Pierre Tournois [Tournois 1997] et développé par F. Verluise lors de sa thèse [Verluise 1999] et D.Kaplan lors de son développement commercial [Kaplan 2002]. Le principe de fonctionnement exposé sur la figure 5.16 est assez intuitif pour permettre de comprendre qu'il constitue un filtre linéaire.

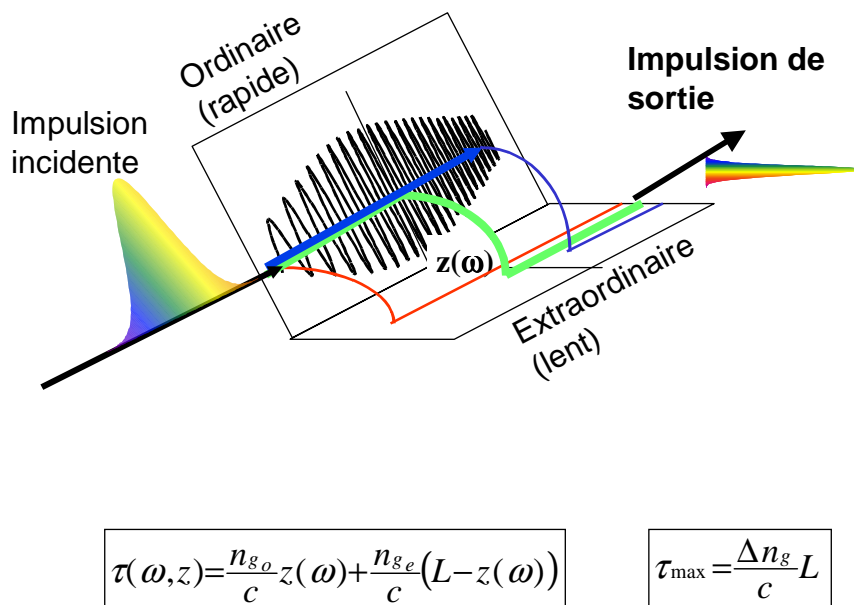


Figure 5.16 : Principe de fonctionnement du filtre acousto-optique dispersif programmable (« Dazzler »)

L'impulsion incidente polarisée rectilignement selon l'axe ordinaire du cristal est diffractée par un réseau de Bragg créé par l'onde acoustique selon l'axe extraordinaire. L'interaction est (contrairement aux modulateurs acousto-optiques classiques) longitudinale, c'est à dire que l'impulsion acoustique se propage dans la même direction que l'impulsion optique. La vitesse de l'onde acoustique est très lente comparée à l'impulsion optique et donc pour une impulsion optique, le réseau formé par l'onde acoustique est considéré comme stationnaire. L'onde acoustique représentée sur la figure 5.16 comporte une dérive de fréquence linéaire

(« chirp »). On peut par conséquent estimer qu'une fréquence acoustique est présente à une certaine position $z(\omega)$. En cette position, il y aura diffraction de la fréquence optique en accord de phase avec l'onde acoustique. Comme le chemin optique dépend de la position de la diffraction en raison de la biréfringence du cristal, le résultat est que l'onde acoustique introduit un retard optique dépendant de la fréquence (voir formule sur la figure 5.16). L'impulsion acoustique étant générée par un générateur arbitraire d'impulsion programmable, il est possible de lui donner une amplitude et une phase spectrale arbitraire. Nous venons d'expliquer qualitativement comment la phase spectrale acoustique $\Phi_{\text{acoustique}}$ est transférée à l'impulsion optique : elle s'ajoute à la phase de l'impulsion optique incidente et à la dispersion intrinsèque du cristal. Le façonnage en amplitude est obtenu directement par l'efficacité de diffraction. Cette efficacité dépend directement de la puissance spectrale acoustique. L'amplitude spectrale de l'impulsion optique incidente est donc plus ou moins atténuée suivant l'amplitude spectrale de l'onde acoustique. La transmission en amplitude du dispositif $\sqrt{T(\omega)}$ est donc directement multipliée par l'amplitude spectrale incidente pour obtenir l'amplitude de l'impulsion sortante.

Finalement on obtient bien un comportement de filtre linéaire :

$$\tilde{E}_{\text{out}}(\omega) = \tilde{H}(\omega) \tilde{E}_{\text{in}}(\omega)$$

où $\tilde{E}_{\text{in}}(\omega)$ est le champ complexe spectral de l'impulsion incidente, $\tilde{H}(\omega) = \sqrt{T(\omega)} e^{i\Phi_{\text{acoustique}}}$ est la transmission complexe du filtre acousto-optique et $\tilde{E}_{\text{out}}(\omega)$ est le champ complexe spectral de l'impulsion sortante.

Sur l'exemple de la figure 5.16, l'impulsion optique en entrée a été recomprimée à la sortie. Ce filtre linéaire permet d'obtenir toute combinaison d'impulsion obtenue par les montages optiques décrits précédemment. Par exemple, pour obtenir deux impulsions décalées entre elles d'un retard τ , il suffit d'envoyer une onde acoustique composée de deux impulsions décalées temporellement.

Cette présentation succincte du « Dazzler » a permis de « démontrer » sa principale caractéristique, c'est un filtre linéaire. Une étude plus détaillée est fournie ultérieurement dans ce chapitre (cf. 5.E.2 Filtre acousto-optique programmable).

5.D Phazzler : Implémentation d'une méthode de mesure à base d'un « Dazzler »

La méthode « SPIDER » décrite précédemment semble être la méthode directe de mesure la plus simple. Rappelons que toute la subtilité de cette méthode est d'effectuer un décalage dans le domaine fréquentiel en utilisant de l'optique non-linéaire. Par un mélange à deux ondes dont l'une est l'impulsion à mesurer et la seconde une « impulsion » monochromatique (ω_1), on obtient par somme de fréquences une impulsion spectralement décalée de l'impulsion à mesurer de ω_1 . Si on réitère ce mélange avec une autre pulsation optique pour l'onde monochromatique ω_2 , alors on peut faire interférer sur un spectromètre les deux impulsions décalées et on obtient une mesure interférométrique à décalage de la phase spectrale. La figure 5.14 montre une implémentation habituelle du SPIDER où les spectres et le décalage sont détaillés.

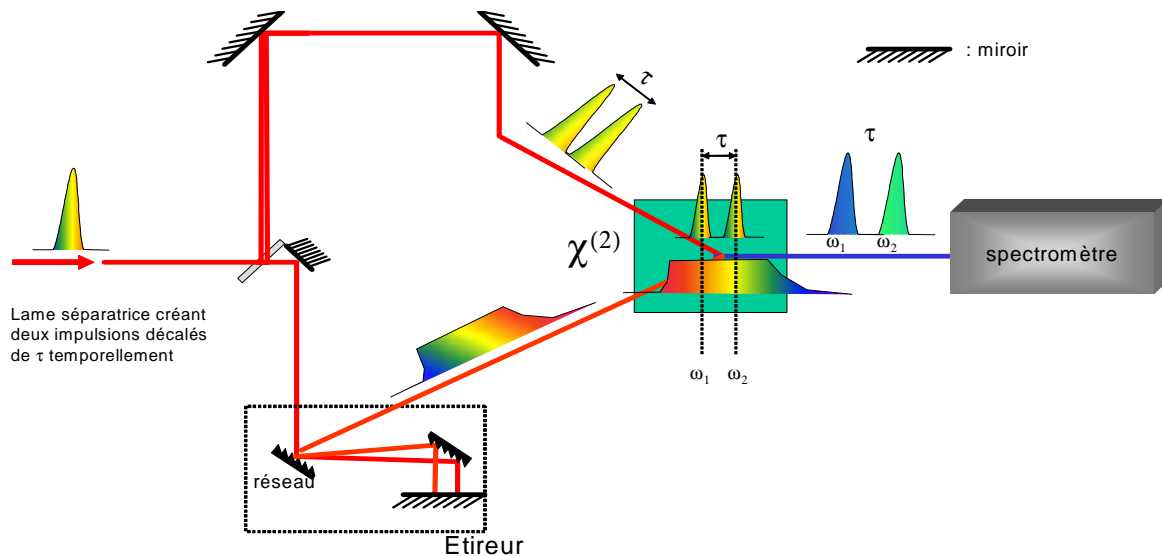


Figure 5.14 : implémentation optique « classique » du SPIDER (« Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction »)

Dans cette implémentation « classique » du SPIDER, on utilise le retard nécessaire pour obtenir des franges spectrales pour également obtenir deux répliques décalées dans le spectre par le doublage avec une impulsion à très forte dérive de fréquence. On utilise ainsi la propriété des très fortes dérives de fréquence qui est la proportionnalité entre le temps et la fréquence (l'intensité temporelle a le même profil que le spectre). Cependant ce montage n'est

pas directement implémentable avec un Dazzler car il utilise une interaction non colinéaire dans le cristal doubleur.

Une méthode homodyne de ce montage a été proposée notamment pour augmenter le signal détecté. Cette implémentation homodyne est dénommée HOT-SPIDER [Dorrer 2001_2] (figure 5.15).

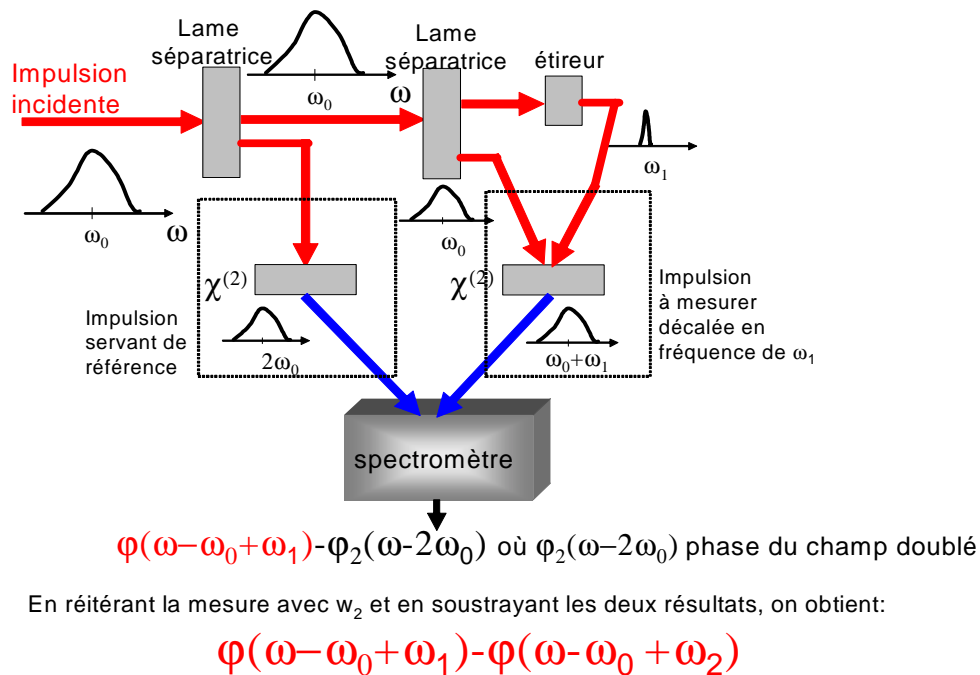


Figure 5.15 : implémentation optique du HOT-SPIDER (« Homodyne Optical Technique for SPIDER »)

Cette implémentation est plus compliquée que la précédente et nécessite deux mesures successives mais elle permet d'augmenter la sensibilité car l'énergie de l'impulsion de référence peut-être plus importante. Elle permet également de remplacer le spectromètre par de la spectroscopie par transformée de Fourier en faisant varier le retard τ entre l'impulsion de référence et l'impulsion à mesurer. Cette possibilité est intéressante car la résolution et la calibration du spectromètre sont primordiales pour la mesure SPIDER [Dorrer 2000].

Cette nouvelle implémentation est celle que nous proposons d'étudier dans la suite de ce manuscrit. Elle diffère des montages classiques de deux points de vue :

- 1) la méthodologie est celle du SPIDER homodyne, mais on évite le recours à un spectromètre en procédant par spectroscopie par transformée de Fourier. Nous appelons cette méthode modifiée « Time-domain SPIDER » ([Oksenhendler 2002], [Montmayrant 2003]). Elle présente l'avantage d'être bien adaptée au filtrage acousto-optique qui génère les retards

nécessaires à la spectroscopie par transformée de Fourier. D'autre part, elle peut être étendue à des longueurs d'onde où les spectromètres classiques sont limités, infra-rouge par exemple [Ventelon 2003].

La figure 5.17 présente ce qui serait une réalisation classique du « Time-domain SPIDER » :

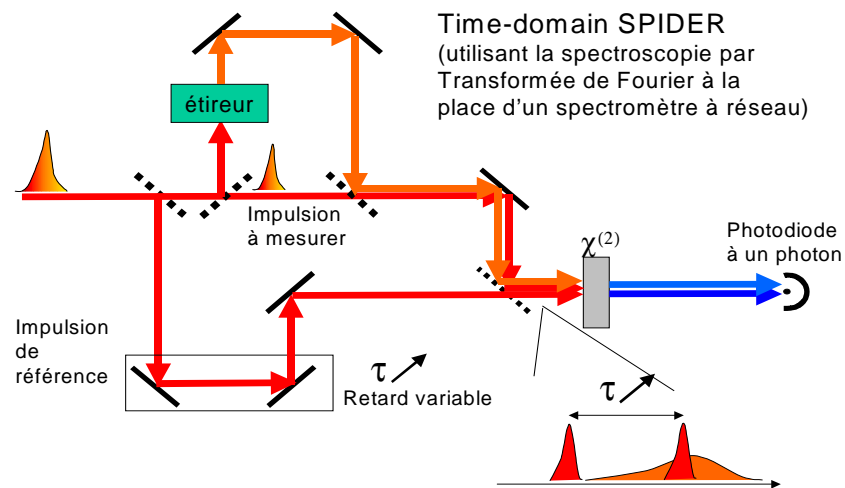


Figure 5.17 : Time-domain SPIDER

2) L'utilisation d'un cristal non-linéaire est remplacée par une détection par une photodiode à deux photons.

Enfin si l'on utilise le Dazzler, tout le montage de la figure 5.17 se trouve alors réduit au montage de la figure 5.18 : toutes les fonctions linéaires sont réalisées dans le cristal acousto-optique et les fonctions non linéaires dans la photodiode à deux photons.

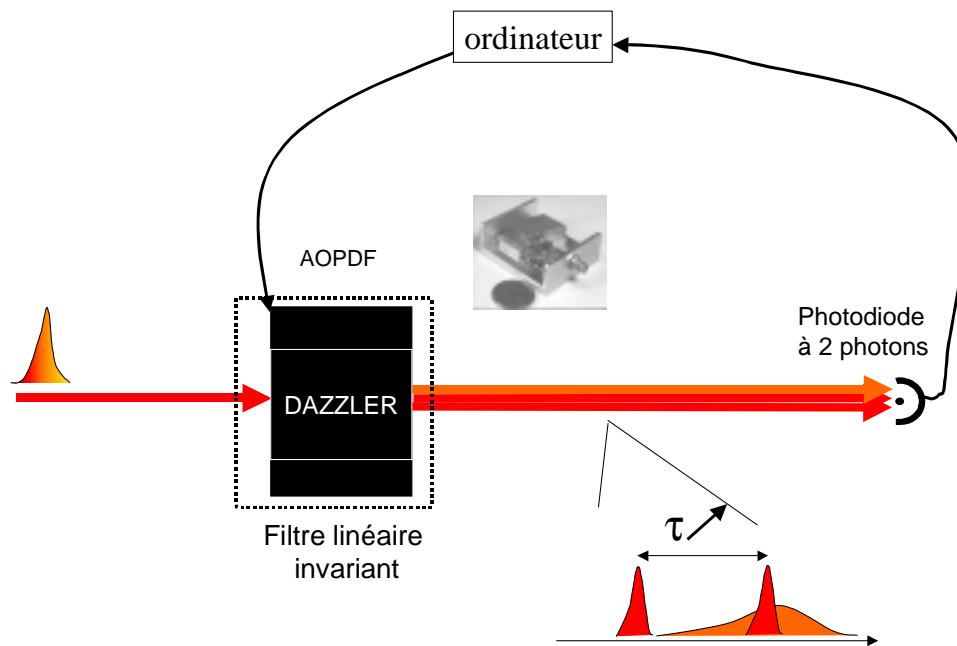


Figure 5.18 : Phazzler: implémentation du Time-domain SPIDER avec un « Dazzler »

5.E Théorie de la méthode de mesure « Time-domain SPIDER »

Considérons à présent la théorie de ce montage. L'AOPDF permet à partir d'un signal d'entrée $\tilde{E}_{in}(\omega)$ d'obtenir en sortie un signal :

$$\tilde{E}_{out}(\omega) = \tilde{H}(\omega)\tilde{E}_{in}(\omega),$$

où $\tilde{H}(\omega)$ est la fonction de transfert fréquentielle du filtre.

Ce filtre est un filtre linéaire invariant (nous évoquerons les limitations du filtre dans la partie finale). On peut alors par exemple obtenir deux impulsions en sortie décalées en temps d'un délai τ en programmant le filtre pour avoir $\tilde{H}(\omega) = 1 + \exp(i\omega\tau)$. Pour la méthode « time-domain SPIDER », on veut obtenir trois impulsions, deux impulsions courtes (celle à mesurer et celle de référence retardée de τ) et une impulsion monochromatique. De plus, on effectue un balayage du retard de l'impulsion de référence pour réaliser la spectroscopie par transformée de Fourier. La fonction de transfert du filtre est :

$$\tilde{H}(\omega) = 1 + \delta(\omega - \omega_1) + \exp(i\omega\tau).$$

Sur la photodiode à deux photons, on obtient :

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t) + E_{\omega_1}(t) + E_{ref}(t - \tau)|^4 dt$$

où $E(t) = TF[E_{in}(\omega)](t)$, $E_{\omega_1}(t) = TF[E_{in}(\omega)\delta(\omega - \omega_1)](t)$ et $E_{ref}(t - \tau) = TF[E_{in}(\omega)\exp(i\omega\tau)](t)$.

On peut développer cette expression sous la forme ([Naganuma 1989]) :

$$S(\tau) = 1 + 2G_2(\tau) + 4\text{Re}[F_1(\tau)\exp(-i\omega_0\tau)] + \text{Re}[F_{2,+}(\tau)\exp(-2i\omega_0\tau)].$$

Seul le terme oscillant à $2\omega_0\tau$ nous intéresse :

$$F_{2,+}(\tau) = 2\text{Re}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} E_{ref}^{*2}(t - \tau)(E^2(t) + E_{\omega_1}^2(t) + 2E(t)E_{\omega_1}(t))dt\right].$$

Le terme qui contient l'information de phase est le terme croisé :

$$4\text{Re}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} E_{ref}^{*2}(t - \tau)E(t)E_{\omega_1}(t)dt\right].$$

Pour isoler ce signal, il faut éliminer tous les autres termes. Pour cela on affiche un déphasage de π sur l'impulsion monochromatique, ce qui permet d'accéder à la fonction :

$$F_{2,-}(\tau) = 2\text{Re}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} E_{ref}^{*2}(t - \tau)(E^2(t) + E_{\omega_1}^2(t) - 2E(t)E_{\omega_1}(t))dt\right].$$

Le terme croisé, et lui seul, a changé de signe et donc par soustraction on obtient uniquement :

$$F_{2,+}(\tau) - F_{2,-}(\tau) = 8\text{Re}\left[\int_{-\infty}^{+\infty} E_{ref}^{*2}(t - \tau)E(t)E_{\omega_1}(t)dt\right].$$

La transformée de Fourier de ce terme a une phase égale à celle obtenue dans le cas du SPIDER homodyne : $\Delta\varphi_{\omega_1} = \varphi(\omega - \omega_0 + \omega_1) - \varphi_2(\omega - 2\omega_0)$.

En réitérant la mesure avec une fréquence différente ω_2 (à la place de ω_1), on obtient :

$$\Delta\varphi_{\omega_2} = \varphi(\omega - \omega_0 + \omega_2) - \varphi_2(\omega - 2\omega_0).$$

Et donc par différence entre ces deux résultats, on retrouve la phase par concaténation ou

intégration :
$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \int_0^{\omega} \frac{\Delta\varphi_{\omega_2}(\omega') - \Delta\varphi_{\omega_1}(\omega')}{(\omega_2 - \omega_1)} d\omega'$$

où on approche $\frac{(\Delta\varphi_{\omega_2}(\omega) - \Delta\varphi_{\omega_1}(\omega))}{(\omega_2 - \omega_1)} = \frac{\partial\varphi}{\partial\omega}(\omega)$.

La méthode fournit donc le retard $\frac{\partial\varphi}{\partial\omega}(\omega)$ à une fréquence donnée ω à partir de deux mesures à des fréquences encadrant ω , chacune de ces mesures comprenant deux mesures élémentaires avec une mise en forme différente, soit au total quatre mesures. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne stabilité de coup en coup. Par ailleurs, on remonte à la phase à une constante près. Aucune des méthodes auto-référencées citées précédemment ne permet de déterminer cette constante.

5.F Démonstration expérimentale de faisabilité

Nous présentons ici les résultats expérimentaux montrant la faisabilité de la méthode. Ces résultats ont été obtenus au Laboratoire d'Optique et Bioscience dans le cadre d'une collaboration avec Manuel Joffre et Antoine Monmayrant lors de son stage de DEA.

La présentation du montage expérimental détaille les différentes techniques de génération de l'acoustique et de mesure des signaux utilisées. Les réponses linéaire et quadratique des photodiodes à un et deux photons seront ensuite caractérisées. Puis les résultats obtenus sur des autocorrélations interférométriques « classiques » et en bande de base précéderont les mesures « time-domain SPIDER » prouvant la faisabilité de la mesure. Enfin, d'autres types de mesures réalisées avec le même dispositif expérimental illustreront la flexibilité du montage.

5.F.1. Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé dans toute la suite est le suivant :

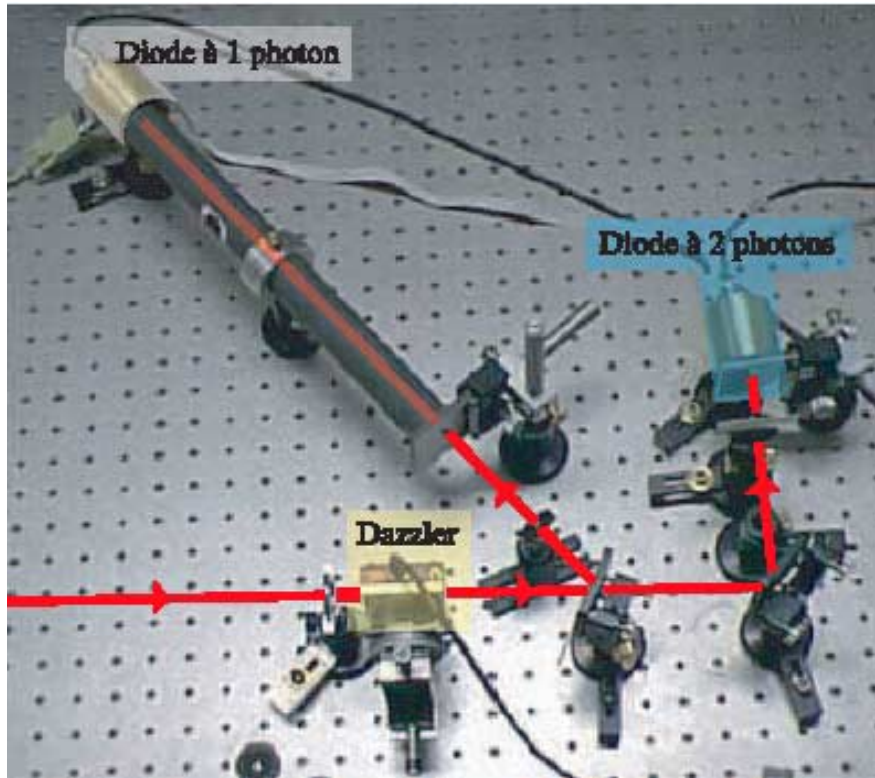


Figure 5.19 : photographie du montage expérimental

Il correspond au schéma de la figure 5.18 avec l'adjonction d'une photodiode à un photon dont le but est d'obtenir le spectre de l'impulsion par transformée de Fourier.

Pour toutes les expériences, nous avons utilisé des impulsions de l'ordre de 100fs, à 800nm, avec une énergie de l'ordre du microjoule. La photodiode à un photon est une photodiode en silicium. La photodiode à deux photons utilisée ici est une photodiode en GaP (référence photodiode) servant habituellement à la détection UV.

La configuration électronique de mesure est présentée sur la figure 5.20. Chaque diode est connectée à un amplificateur intégrateur (quelques microsecondes de temps de réponse) qui donne l'intégrale de chaque impulsion. L'ensemble de l'acquisition fonctionne à la fréquence de répétition du laser (1kHz). La sommation des signaux successifs pour augmenter le rapport signal sur bruit est effectuée numériquement dans la carte d'acquisition.

Dans le système de génération acoustique utilisé, le calcul et la génération d'une nouvelle forme acoustique étaient effectués en quelques centaines de millisecondes. Pour

parvenir à des durées totales de mesures de l'ordre de la dizaine de minutes, il a été nécessaire dans ces expériences de générer des retards par simple décalage temporel de deux mémoires internes du générateur arbitraire, sans recharger les formes d'onde. Il faut souligner que cette méthode n'est pas exacte étant donné que la relation entre fréquence acoustique et fréquence optique n'est pas strictement linéaire en raison de la dispersion de la biréfringence du matériau acousto-optique. Cependant sur la bande d'environ 10nm utilisée les corrections correspondantes sont négligeables. Les expériences actuelles utilisent une électronique à chargement rapide (non disponible au moment des expériences) qui évite cette limitation.

Avec cette technique de décalage temporel, le pas minimum de décalage correspondant au pas d'échantillonnage du signal acoustique était de $2fs$.

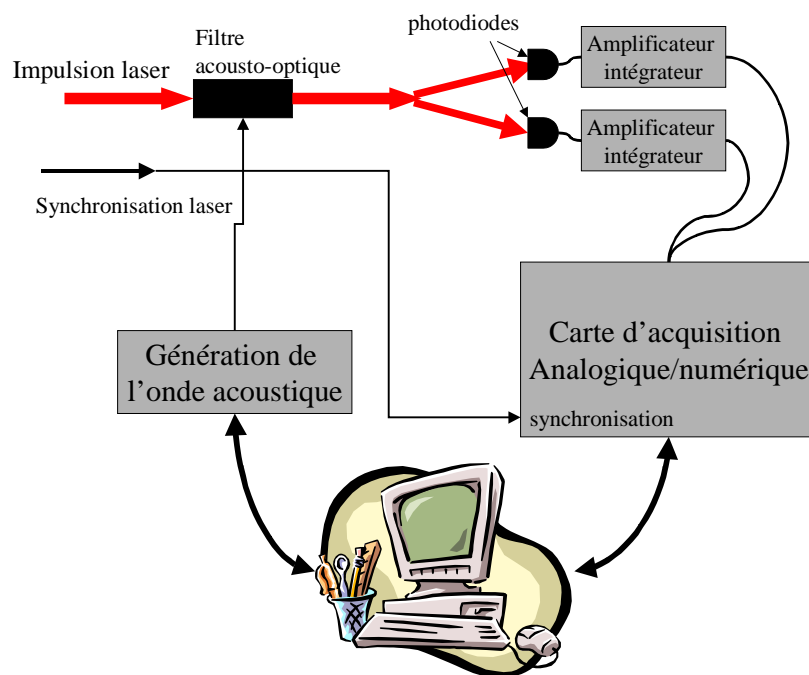


Figure 5.20 : schéma du montage expérimental de mesure

5.F.2. Caractérisation de la réponse linéaire de l'ensemble filtre acousto-optique / photodiode à un photon

Avant de commencer les mesures de l'impulsion, nous avons vérifié la réponse en intensité optique de l'ensemble filtre acoustique/photodiode. L'abscisse est une quantité proportionnelle à la puissance du signal RF en entrée de l'ampli de puissance attaquant le transducteur acoustique. Etant donné que dans cette gamme d'utilisation l'amplificateur et le transducteur sont approximativement linéaires, cette quantité est proportionnelle à la puissance de l'onde acoustique. Le signal détecté par la photodiode à un photon présente une non linéarité qui reflète la non linéarité de l'efficacité de diffraction quand on atteint des efficacités de diffraction de quelques dizaines de pourcent.

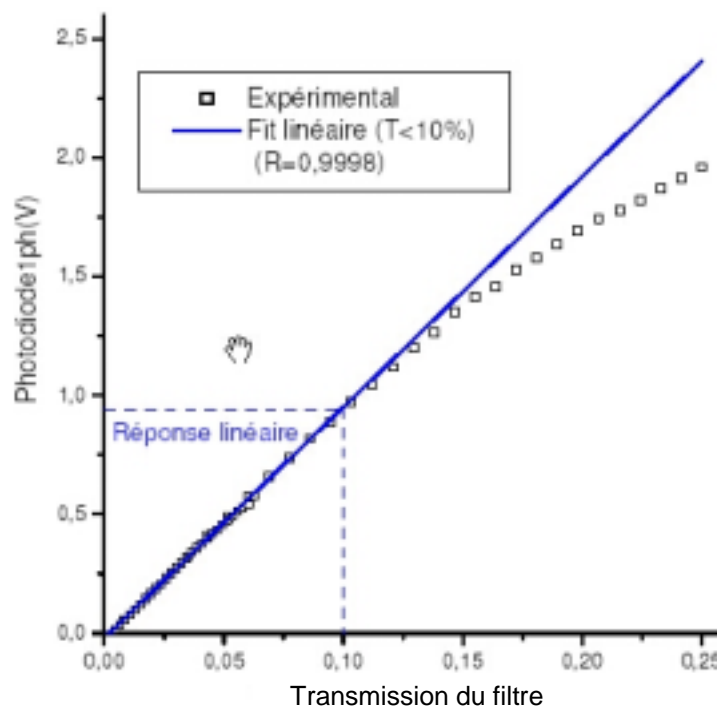


Figure 5.21: réponse de l'ensemble filtre acousto-optique / photodiode à un photon pour une puissance incidente de $1\mu\text{J}$ par impulsion.

Il est possible de simuler la réponse non linéaire de la diffraction (voir annexe 3 «Etude du filtre acousto-optique dispersif programmable »).

5.F.3. Caractérisation de la réponse quadratique de l'ensemble filtre acousto-optique / photodiode à deux photons

La figure 5.22 montre la réponse de la photodiode à deux photons en fonction de l'énergie acoustique. A bas niveau, la réponse est quadratique comme attendu. Jusqu'à une puissance de 0.15, l'écart à la réponse quadratique de l'ordre de 10% correspond à l'écart de l'ordre de 5% observé pour la photodiode à un photon. A plus haut niveau, les deux mesures ne correspondent plus et la saturation observée est liée à la réponse de la photodiode elle-même (voir annexe 2 « Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique »).

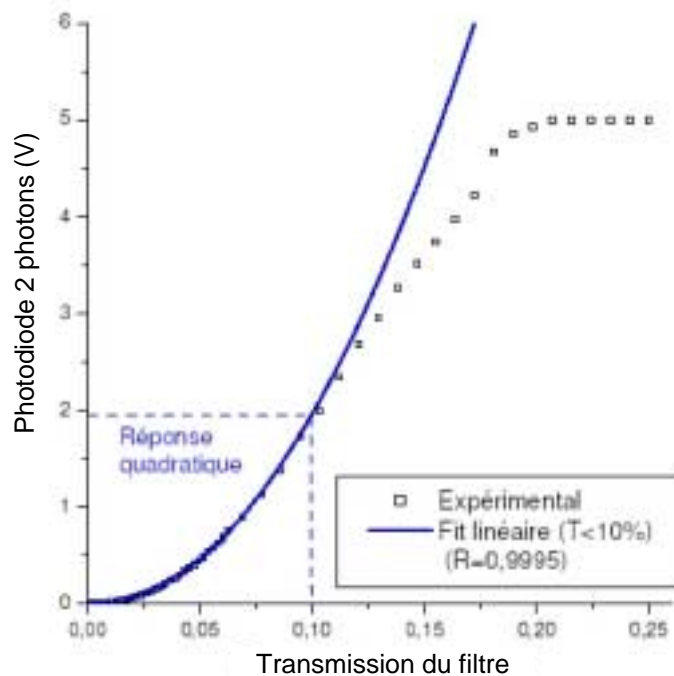


Figure 5.22: réponse de l'ensemble filtre acousto-optique / photodiode à deux photons en fonction de la transmission du filtre pour une impulsion de $1\mu\text{J}$.

Dans la suite on se limitera aux transmissions inférieures à 0.1.

5.F.4. Autocorrélation interférométrique

Rappelons que dans une autocorrélation interférométrique, on fait interférer deux signaux décalés par une certaine différence de marche L . La différence de phase entre les deux signaux oscille en raison du terme de phase $\omega L/c$. En diffractant par deux signaux acoustiques décalés dans le temps, on réalise l'équivalent d'une différence de marche. Nous présentons ci-dessous un exemple d'autocorrélation interférométrique avec un pas temporel de 10fs sous échantillonnant le signal.

Les figures ci-dessous montrent les courbes détectées en fonction du décalage des signaux acoustiques :

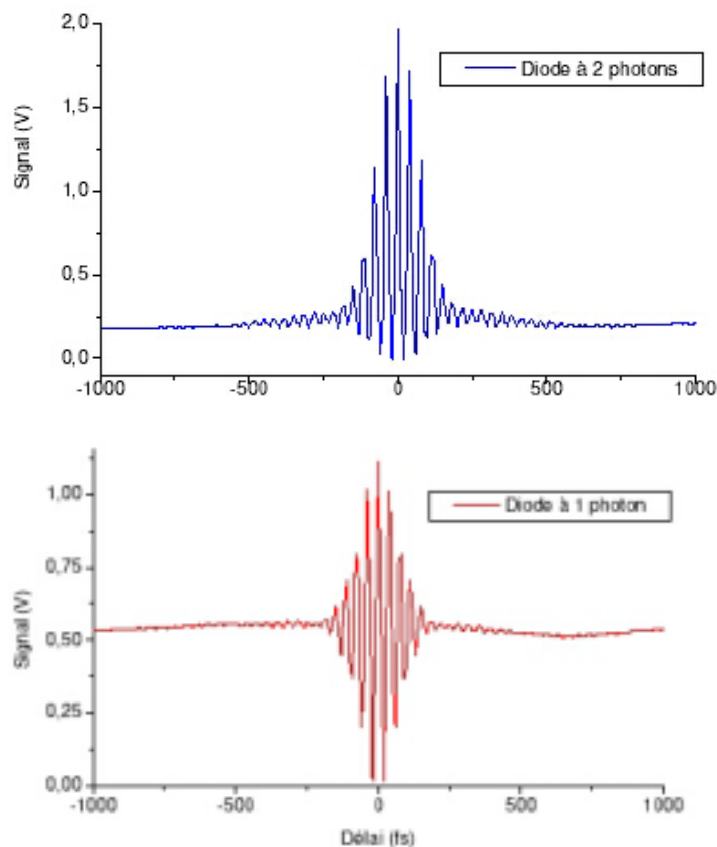


Figure 5.23 : autocorrélations du premier et du second ordre avec un pas d'échantillonnage de 10fs

Il faut noter que pour traiter ce type de courbe oscillante, il faut tenir compte du pas d'échantillonnage et des repliements de spectre correspondant. Pour un pas d'échantillonnage

de 10fs, le spectre de l'autocorrélation du premier ordre produit est périodique de période 100THz et il faut identifier le signal recherché à partir de sa fréquence centrale connue (figure 5.25).

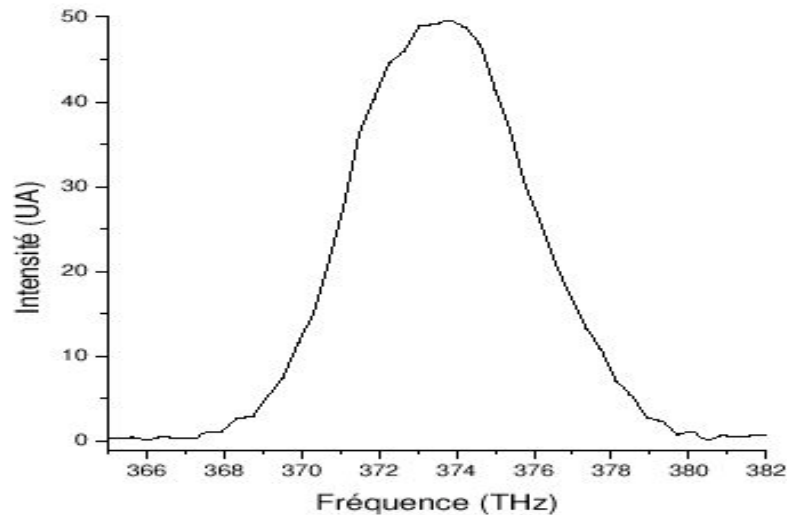


Figure 5.24 : Spectre de l'impulsion optique reconstruit par transformée de Fourier à partir de l'autocorrélation du premier ordre.

Pour l'autocorrélation interférométrique du 2^{ème} ordre, les produits entre les différentes composantes du spectre ne permettent plus d'identifier directement le spectre recherché, en raison des termes correspondant au produit entre une composante à f et la composante à $-f$. Pour éliminer ce recouvrement, on réalise deux mesures dont l'une comporte un déphasage de $\pi/4$ entre les deux impulsions. Ceci permet d'éliminer la composante à $-f$ (procédure similaire à la génération de bande latérale unique en électronique).

La figure 5.25 ci-dessous illustre ce traitement :

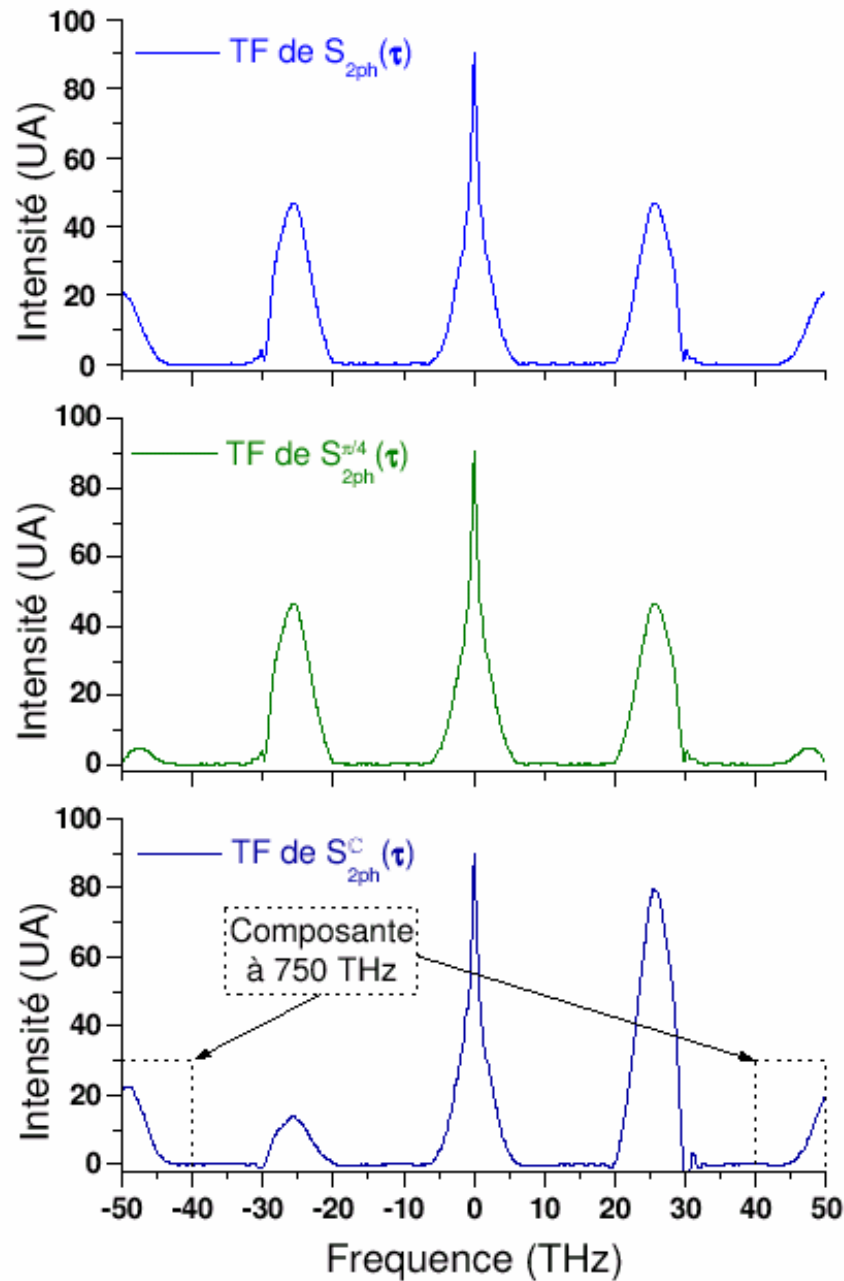


Figure 5.25 : Reconstruction du spectre d'une autocorrélation interférométrique malgré un recouvrement spectral dû au pas temporel : extraction de la composante à +750THz.

Il faut noter que ce problème d'échantillonnage n'est pas associé à la résolution temporelle intrinsèque de la méthode qui est inférieure à 0.2fs avec une précision inférieure à 0.01fs, comme le montre la figure 5.26 suivante et l'analyse de la partie 5.E.2 sur les caractéristiques du filtre acousto-optique.

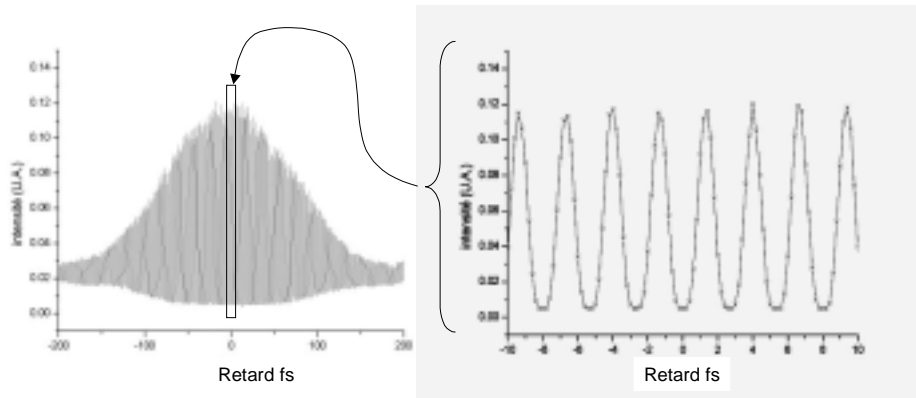


Figure 5.26 : autocorrélation interférométrique avec une résolution temporelle de 0.2fs

Le nombre de points utilisés ici allonge considérablement la mesure sans augmenter la résolution spectrale de la mesure de la phase spectrale qui dépend elle de l'excursion temporelle et non du pas d'échantillonnage.

5.F.5. Mesures « time-domain SPIDER »

On montre à présent la faisabilité de la mesure « time-domain SPIDER ». Pour des raisons de durée de mesure, cette mesure n'est pas faite en bande de base. Elle utilise l'addition entre les mémoires avec un pas temporel multiple de 2fs. A cause des repliements de spectre lié à ce pas temporel (voir plus haut), il faut également enregistrer les signaux avec un déphasage de $\pi/4$. 8 courbes sont nécessaires pour une mesure de phase spectrale. La figure 5.27 suivante montre un exemple de 8 courbes enregistrées. Les 4 courbes du bas correspondent aux ondes pseudo-monochromatiques en opposition de phase par rapport à l'impulsion optique.

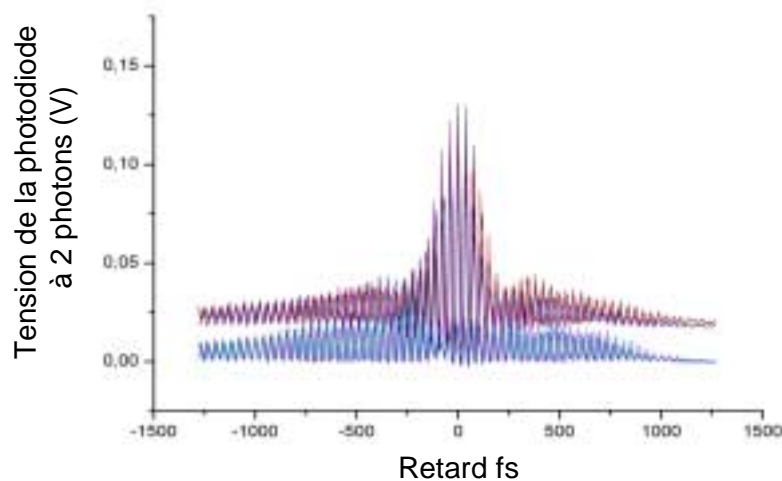


Figure 5.27 : 8 courbes expérimentales de la mesure « Time-domain SPIDER »

Par le traitement du signal adapté, on extrait de ces courbes la phase spectrale de l'impulsion optique. Le spectre est obtenu en exploitant les signaux issus de la photodiode à un photon.

Dans un premier temps on a mesuré un signal à phase plate obtenu en compensant par le filtre acousto-optique la dispersion du cristal de TeO_2 et toute phase résiduelle du laser. Les phase et spectre extraits de la mesure sont présentés sur la figure 5.28.a. La phase mesurée est plate à $\pm 0.2\text{rad}$ sur la gamme 371 à 376THz. Comme dans toute mesure de ce type, les phases mesurées dans des zones spectrales où l'intensité est faible peuvent être entachées d'erreurs. Cependant en ce qui concerne la structure observée à 380THz, il semble que le signal sur bruit était suffisant pour que cette structure soit significative. On est donc en présence d'une oscillation de phase non corrigée par l'optimisation polynomiale réalisée.

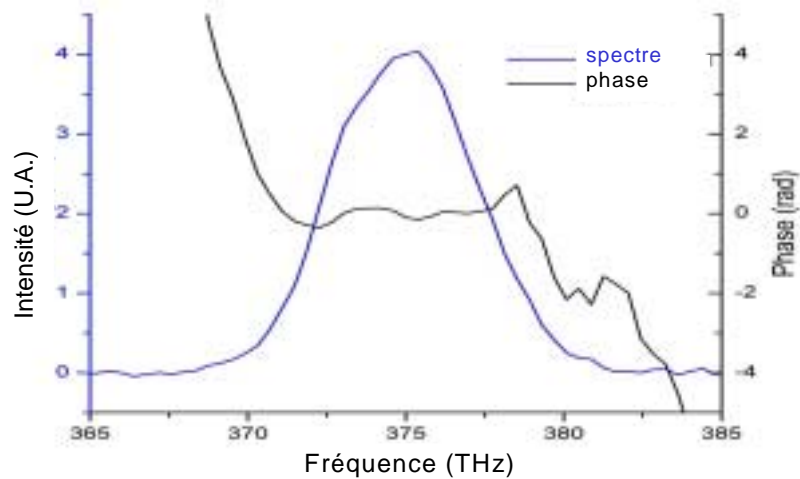
Après cette mesure en phase quasi-plate, on a introduit par le filtre acousto-optique une dispersion linéaire (chirp), c'est à dire une phase quadratique en fonction de la fréquence. Les résultats expérimentaux montrent :

- un très bon ajustement au centre du spectre à une parabole,
- que la valeur de la courbure de la parabole correspond bien à la dispersion linéaire de 8300fs^2 .

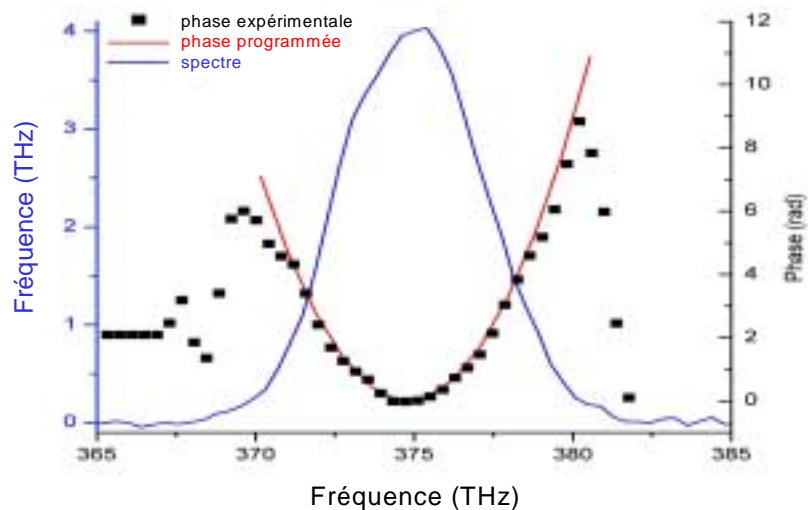
Ces expériences par elles-mêmes ne démontrent pas le caractère quantitatif du filtre acousto-optique. La question de la validité de la seconde mesure (figure 5.28.b) en tant que preuve peut donc être légitimement posée. L'aspect quantitatif du filtre acousto-optique sur la phase a

été démontré par des mesures avec un SPIDER indépendant [Oksenhendler 2003_1] (les résultats sont donnés en annexe 4 «Expériences de diffraction acousto-optique avec « Dazzler » »). La précision du contrôle de la phase étant ainsi démontrée, la seconde mesure prouve alors la validité expérimentale de cette méthode de mesure.

Ces mesures ont duré environ 30 minutes parce que chaque point est la moyenne de plus de 300 mesures successives.



(a)



(b)

Figure 5.28 : (a) Spectre et phase reconstruits pour une impulsion avec une phase quasi-nulle, (b) Spectre et phase relative entre deux impulsions de même spectre dont l'une a subi une augmentation de sa dispersion linéaire de 8300fs^2 par rapport à l'autre.

5.F.6. Autres types de mesures : exemple DP-TROG

Comme nous l'avons dit le montage de base associant le filtre acousto-optique et la photodiode à deux photons permet de réaliser des méthodes de mesures multiples. La figure ci-dessous montre le principe d'implantation de la méthode DP-TROG et une image expérimentale retard/« chirp » (dérive de fréquence) obtenue pour une phase approximativement plate. On peut comparer ce graphe aux images simulées présentées pour cette méthode dans le tableau 5.2.

Mesure de type DP-TROG [Koumans 2000]

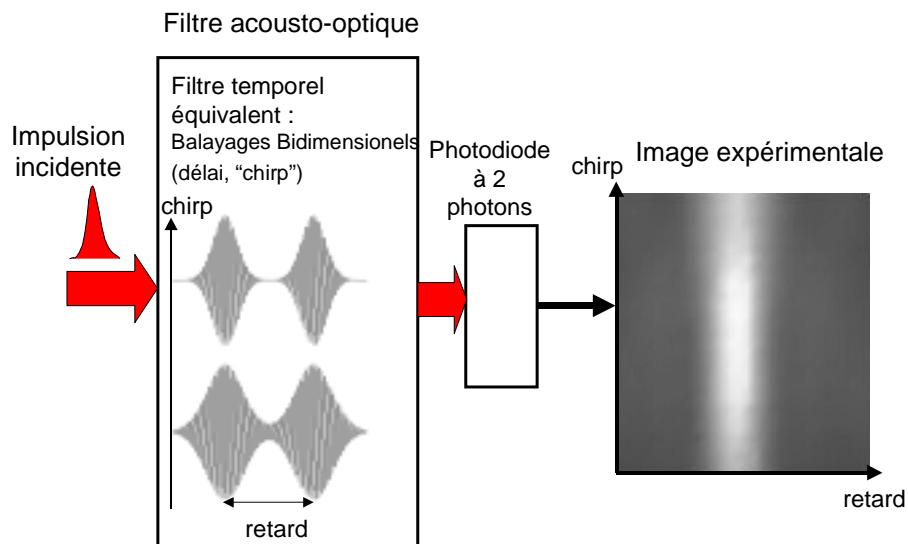


Figure 5.29 : Mesure DP-TROG

La flexibilité du montage optique a également été démontrée par le travail de Kevin Kubarych sur la méthode de mesure directe de la phase optique : DOSPM pour « Direct Optical Spectral Phase Measurement » ([Oksenhendler 2003_2]).

5.G Eléments théoriques sur le montage optique proposé

Cette partie est consacrée à l'analyse, du point de vue du traitement du signal, des capacités et des limitations du montage optique utilisé dans la partie précédente. On se limite ici à la méthode « time-domain SPIDER ».

Après avoir précisé l'objectif recherché, on analysera d'abord les deux composants essentiels du montage : le filtre dispersif programmable et le détecteur à deux photons.

Ensuite on cherchera le fonctionnement optimal de la mesure en tenant compte des propriétés des composants et de la vitesse d'acquisition d'une mesure complète (nombre de points de mesure). Enfin on simulera l'ensemble du système.

5.G.1. Définition des performances recherchées

Le but de ce dispositif étant de mesurer la phase spectrale de l'impulsion optique, on cherche à déterminer la précision de la phase mesurée, sa résolution spectrale et l'excursion spectrale maximale.

La précision de la phase mesurée peut être estimée en radian à une longueur d'onde donnée ou caractérisée par un critère d'erreur efficace de la reconstruction du champ électrique tel que défini par C. Dorrer et I. Walmsley [Dorrer 2002-1], c'est à dire :

$$\varepsilon = \|E_1 - E_2\| = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} |E_1(t) - E_2(t)|^2 dt \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{E}_1(\omega) - \tilde{E}_2(\omega)|^2 d\omega \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Les énergies sont normalisées ($\int_{-\infty}^{+\infty} |E_i(t)|^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{E}_i(\omega)|^2 d\omega = 1$) et dans ce cas l'erreur efficace varie de 0 pour la mesure exacte à 2 pour sa valeur maximale. Selon ses auteurs, une bonne mesure correspond à $\varepsilon < 0.1$, et une excellente mesure à $\varepsilon < 0.02$.

5.G.2. Caractéristiques Filtre acousto-optique dispersif programmable (« Dazzler »)

Les caractéristiques du filtre qui nous intéressent sont :

- 1) l'excursion temporelle maximale possible pour le balayage,
- 2) la précision du retard temporel,
- 3) la résolution spectrale pour l'onde monochromatique,
- 4) la largeur spectrale maximale de l'impulsion traitable,
- 5) la linéarité de la réponse en amplitude et en phase spectrale,

Le filtre acousto-optique dispersif programmable a été succinctement présenté précédemment (cf. 5.B.3 Le « Dazzler™ », filtre acousto-optique dispersif programmable : filtre linéaire). Dans cette partie nous analysons les caractéristiques importantes pour le dispositif de mesure.

1) excursion temporelle maximale

Il s'agit du retard maximal τ_{\max} introduit entre deux fréquences du spectre. Ce retard peut-être déduit du raisonnement qualitatif présenté sur la figure 5.16. Il correspond à la différence de chemin optique entre une onde diffractée sur la face avant du cristal et une onde diffractée sur la face arrière. Pour les cristaux utilisés la valeur de τ_{\max} est de 3ps.

Dans la méthode Time domain SPIDER, ce retard détermine la résolution spectrale de la mesure. Cette méthode utilisant la spectroscopie par transformée de Fourier, le balayage d'une impulsion de référence par rapport au signal à mesurer détermine par transformée de Fourier l'excursion spectrale traitée et son pas. L'excursion maximale temporelle du balayage τ_{\max} détermine la résolution spectrale maximale (δf_{\max}): $\delta f_{\max} = 1/\tau_{\max}$. δf_{\max} est de l'ordre de 0.6nm pour notre cristal.

2) précision du retard temporel

Pour estimer la précision temporelle, cherchons la précision de la mesure de la phase d'une composante spectrale $\delta\phi$.

On admettra que la détermination de la phase résulte de N échantillons indépendants de l'amplitude temporelle avec une erreur δV sur chaque échantillon. Le nombre de points temporels indépendants est égal au nombre N de fréquences indépendantes dans le spectre. Si V_{\max} est l'amplitude maximale alors chaque composante a une amplitude V_{\max}/\sqrt{N} . La

moyenne des N mesures donne une erreur relative $\frac{\left(\frac{\delta V}{\sqrt{N}}\right)}{\left(\frac{V_{\max}}{\sqrt{N}}\right)} = \frac{\delta V}{V_{\max}}$. En ordre

de grandeur cette erreur relative est l'erreur sur la phase $\Delta\phi$.

On peut considérer deux notions de précision de retard temporel :

a) on considère un signal programmé pour que sa phase dépende linéairement de la fréquence. Le retard est la pente de cette dépendance linéaire. Avec quelle précision est-il déterminé ?

S'il y a N points de fréquence indépendants une régression linéaire donnerait comme ordre de grandeur de l'erreur $\Delta\phi/(\Delta\omega\sqrt{N})=\Delta\phi/(\delta\omega N^{3/2})$. Ceci est l'erreur sur le retard global $\delta\tau_{\text{global}}$.

b) Si la programmation du signal est une programmation complexe dans laquelle les N fréquences indépendantes ont des retards indépendants, l'erreur sur le retard spectral $\delta\tau_{\text{spectral}}$ est $\Delta\phi/\delta\omega$.

Pour un cas typique où le retard maximal est 3ps, N=100 et $\delta V/V_{\max}=10^{-3}$, on obtient :

$$\delta\tau_{\text{spectral}}=3\text{fs},$$

$$\delta\tau_{\text{global}}=3\text{as}=0.003\text{fs}.$$

3) résolution spectrale pour l'onde monochromatique

La résolution spectrale correspond à l'inverse de la durée maximum du signal. Le cristal considéré a une longueur temporelle de 3ps soit une résolution spectrale de 0.6nm.

4) largeur spectrale maximale traitable

La zone de transmission optique du matériau va de moins de 400nm à plus de 3 μ m. Dans la pratique l'utilisation en-dessous de 450nm est rendue difficile par la grande dispersion spectrale du matériau.

Pour un dispositif donné, le transducteur acoustique a une bande limitée. L'état de l'art technologique permet de couvrir environ une octave.

Dans la pratique, la diffraction d'impulsion de très large bande nécessite une très forte puissance acoustique et donc est limitée par la tenue mécanique du transducteur. Expérimentalement des impulsions optiques ayant des spectres de plus de 200nm ont été diffractées [Seres 2003] avec des rendements de diffraction de l'ordre de 30%.

5) linéarité de la réponse en amplitude et en phase spectrale

La théorie monochromatique développée par F.Verluisse [Verluisse 1999] considère le filtre acousto-optique comme étant un filtre linéaire. Cependant les hypothèses de la démonstration sont assez restrictives. En particulier une hypothèse de non déplétion de l'onde incidente implique que ce résultat ne peut être valable au-dessus d'une efficacité de diffraction de 10%.

L'analyse monochromatique complète effectuée par D.Kaplan et P.Tournois [Kaplan 2002] démontre une dépendance de l'efficacité de diffraction en fonction de la puissance sous forme d'un sinus carré de la racine de cette puissance. La linéarité du filtre n'est par conséquent pas acquise au-delà de 10%. Cependant, cette théorie ne prend pas en compte les interactions multi-fréquences intervenant avec des spectres larges. Pour être plus exact, nous avons simulé le fonctionnement du filtre en tenant compte des interactions multi-fréquences et de la déplétion de l'onde incidente par la diffraction. A partir d'un travail initial de V.Laude sur la diffraction multifréquences [Laude 2003], on a élaboré un code de calcul adapté à l'interaction longitudinale. Ce calcul est détaillé dans l'annexe 3 « Etude du filtre acousto-

optique dispersif programmable ». Les résultats suivants illustrent les écarts au comportement linéaire du filtre.

a) Phase spectrale :

Un problème essentiel est de savoir si la phase spectrale est conservée quelque soit l'intensité de l'onde acoustique, donc le rendement de diffraction. En effet, le principe d'accord de phase lors de la diffraction impliquerait que toute diffraction constructive conserve la phase. Ce point peut être vérifié par simulation.

Nous considérons une impulsion optique large de phase spectrale nulle, diffractée par une impulsion acoustique super gaussienne de largeur à mi-hauteur 10nm ayant une phase spectrale quadratique. La simulation montre que la phase spectrale quadratique est effectivement conservée quelque soit la puissance acoustique jusqu'à des efficacités de diffraction de 100% :

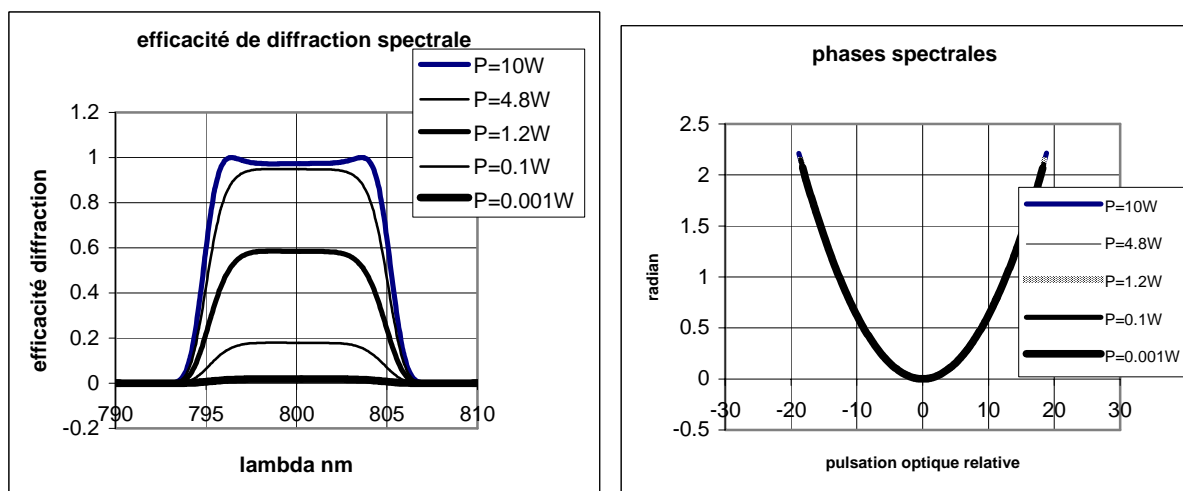


Figure 5.30 : amplitudes et phases spectrales de l'impulsion diffractée pour différentes puissances acoustiques

b) Amplitude spectrale

La courbe d'amplitude spectrale de la figure 5.30 montre que l'efficacité de diffraction spectrale change de forme selon la puissance acoustique. En dehors d'un problème relativement trivial de calibration cette caractéristique peut modifier de manière importante le résultat de signaux programmés ayant des variations importantes de l'amplitude spectrale et

plus particulièrement les combinaisons d'impulsions utilisées dans les techniques de mesure que nous avons décrites précédemment.

Par exemple, la création de deux impulsions temporellement espacées d'un délai τ et de même spectre, entraîne la réalisation d'un spectre cannelé. Toute déformation de ce spectre contribue à la génération d'impulsions parasites complémentaires détériorant notre mesure : en dehors des deux impulsions principales séparées de τ on observera des impulsions complémentaires décalées de $n\tau$ ($n=2,3,..$). On peut fixer à 1% le niveau tolérable de ces impulsions parasites.

Nous considérons un spectre cannelé correspondant à deux impulsions de 20nm de large super gaussiennes espacées de 2ps. Sur les figures 5.31 et 5.32, on observe en comparant le résultat de la simulation avec un calcul linéaire (« convolution ») que pour une puissance acoustique de 0.5W, correspondant à une diffraction de presque 100%, il apparaît une différence sensible sur les spectres. Il faut réduire la puissance à 0.1W, correspondant à 42% d'efficacité au pic, pour que la différence sur les spectres devienne négligeable.

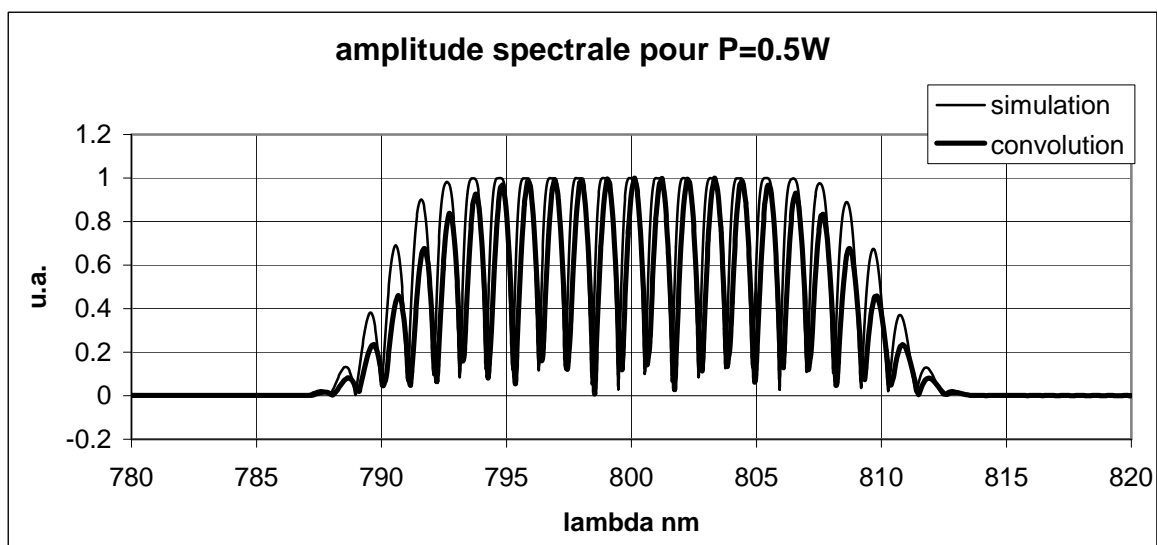


Figure 5.31 : comparaison entre la simulation et la formule de convolution pour une puissance acoustique de 0.5W correspondant à 100% d'efficacité de diffraction aux pics spectraux

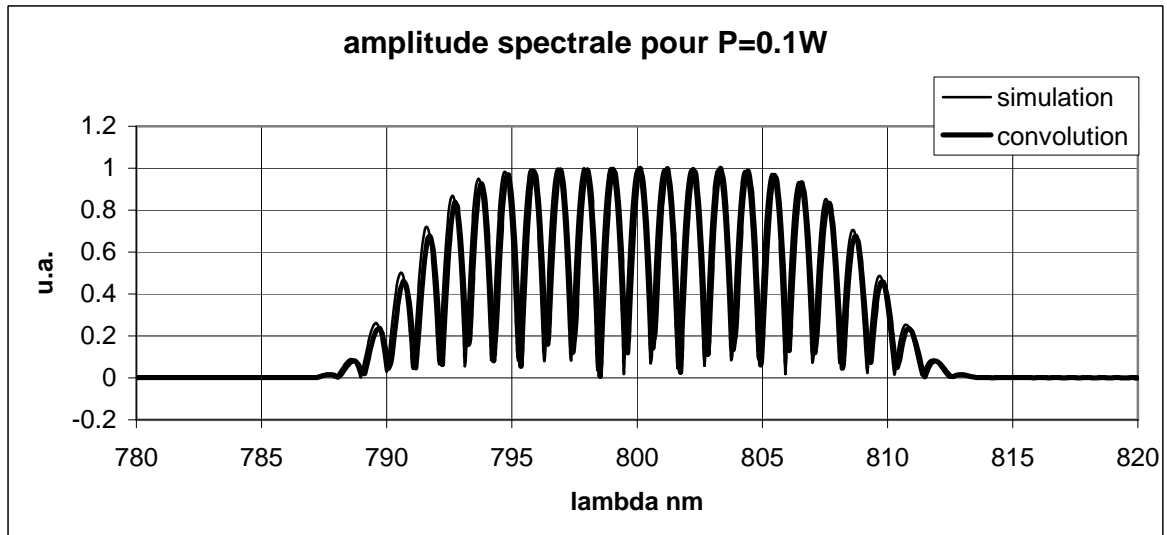


Figure 5.32: comparaison entre la simulation et la formule de convolution pour une puissance acoustique de 0.1W correspondant à 42% d'efficacité de diffraction aux pics spectraux

La figure 5.33 montre les impulsions parasites correspondant au cas $P=0.1W$ décrit sur la figure 5.32 ci-dessus.

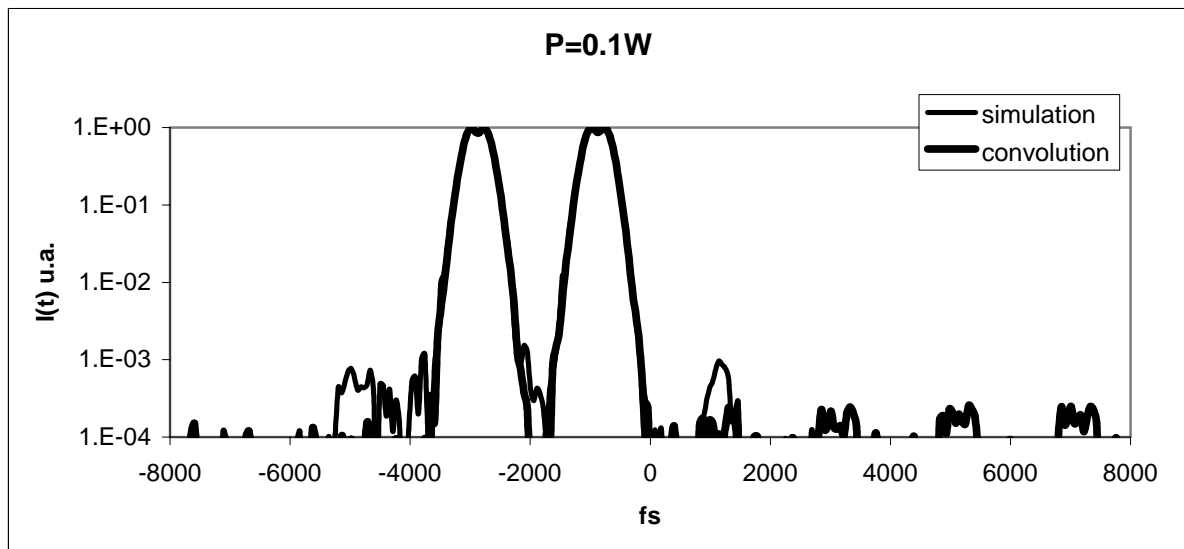


Figure 5.33 : impulsions parasites pour $P=0.1W$

Pour respecter le critère de 1% (en amplitude) pour les impulsions parasites, la simulation conduit à une efficacité de diffraction aux pics inférieure à 26%.

5.G.3. Photodiode à 2 photons

La photodiode utilisée est une photodiode Hamamatsu G1115 ou une G1126-02. Cette partie présente les principales caractéristiques de la photodiode à deux photons. L'étude détaillée est fournie dans l'annexe 5 « Détection à deux photons ».

L'une des conclusions de cette annexe est que, pour ce type de photodiode, le signal est produit sur une profondeur significativement inférieure au micron. Il est donc possible de mesurer les signaux à large bande malgré la grande dispersion du matériau semiconducteur.

L'efficacité de conversion en fonctionnement à deux photons est de l'ordre de 10^{-4} pour une puissance de $1\text{GW}/\text{cm}^2$. Pour obtenir de telle puissance surfacique avec des signaux de l'ordre de 100fs et $1\mu\text{J}$, il faut nécessairement focaliser sur la photodiode. Les effets non linéaires sont faibles tant que la puissance n'excède pas $100\text{GW}/\text{cm}^2$.

Nous estimons ci-dessous le signal sur bruit dans diverses conditions de fonctionnement.

1) Pour une impulsion d'énergie E , de durée τ , focalisée sur S et une efficacité de conversion de $5 \cdot 10^{-4}/(\text{GW}/\text{cm}^2)$, on obtient un nombre de charges Q tel que:

$$Q = \eta \left(\frac{E}{S\tau} \right) e \frac{E}{h\nu} \approx \eta \left(\frac{E}{S\tau} \right) \frac{E}{1.55}.$$

2) Cette charge est stockée dans la capacité de la photodiode d'environ 300pF. La tension aux bornes de la photodiode en circuit ouvert est :

$$V = \frac{Q}{C} \approx 0.6 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E(J)}{S(\text{cm}^2)\tau(s)} \right) E(J).$$

3) Le bruit de la photodiode est caractérisé par le « Noise Equivalent Power » (NEP) qui, pour la photodiode Hamamatsu G1115, vaut $1.5 \cdot 10^{-15} \text{W}/\text{Hz}^{1/2}$ et par le courant d'obscurité (« Dark current ») 1pA. L'acquisition est telle que le signal de la photodiode est intégré sur environ 1 μs et ensuite bloqué à cette valeur. La bande de fréquence de mesure est alors sensiblement

diminuée à 1MHz environ de largeur. D'où $NEP \approx 1.5pW$ et un courant d'environ 1pA pour cette bande. Soit sur 1 μs environ $10^{-18}C$ ou 10nV de tension.

Le bruit thermique s'exprime par $\delta V = \sqrt{4kTR\Delta\nu} \approx 100\mu V$ pour (1MHz.1M Ω), soit dans notre cas où $R \approx 10k\Omega$, et $\delta\nu \approx 1MHz$, $\delta V \approx 10\mu V$. Cette contribution est donc la principale contribution au bruit.

On obtient alors pour différentes impulsions :

Energie (J)	Durée (fs)	efficacité quantique	Tension aux bornes de la photodiode (en photovoltaique)	Signal sur bruit estimé
10nJ	100	$2 \cdot 10^{-3}$	40mV	4000
100pJ	100	$2 \cdot 10^{-5}$	0.4mV	40
10nJ	10	$2 \cdot 10^{-2}$	400mV	40000
100pJ	10	$2 \cdot 10^{-4}$	4mV	400

Tableau 5.3 : tension de la photodiode à deux photons en fonction de l'impulsion laser ultrabrève.

Aux limitations liées au signal sur bruit calculé ci-dessus s'ajoutent divers effets parasites introduits par l'existence d'un signal à un photon non nul. Le niveau de ce signal n'est en général pas suffisant pour contribuer au bruit mais ses caractéristiques de dépendance en intensité et en stabilité peuvent perturber l'analyse du signal.

5.G.4. Optimisation de la mesure de phase

L'optimisation de la mesure « time-domain SPIDER » nécessite d'examiner :

- la stratégie des signaux pour optimiser le rapport signal utile sur signal mesuré,
- le nombre de points de mesure,
- la résolution spectrale du filtre acousto-optique limitant la « monochromaticité » de l'onde monochromatique,
- l'influence des fluctuations d'énergie du laser,
- les contraintes en dynamique de mesure.

Le dispositif de mesure visé est légèrement différent du système préliminaire utilisé dans les expériences décrites plus haut. Pour diminuer les problèmes liés aux fluctuations d'énergie, nous ajoutons une photodiode de référence mesurant l'énergie de chaque impulsion. Cette photodiode mesure l'impulsion avant que celle-ci soit modifiée par le filtre acousto-optique (voir figure suivante).

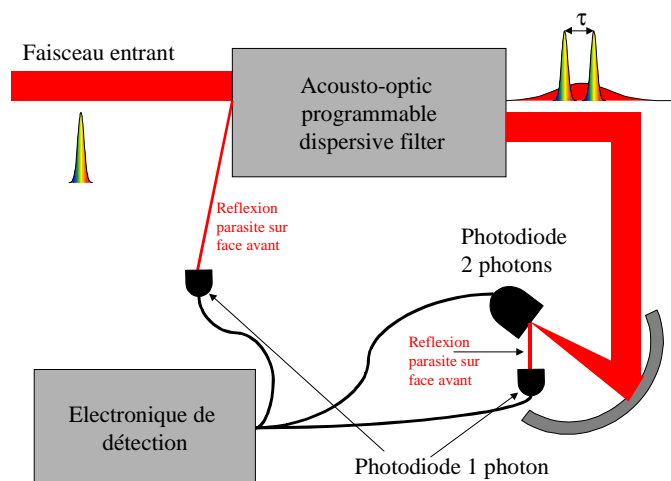


Figure 5.34: schéma du dispositif de mesure visé

5.G.4.a) Stratégie optimale des signaux

Le signal mesuré sur la photodiode à deux photons est le mélange de l'impulsion de référence, de celle monochromatique et de l'impulsion à mesurer :

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t) + E_{\omega_1}(t) + E_{ref}(t - \tau)|^4 dt = 1 + 2G_2(\tau) + 4 \operatorname{Re} [F_1(\tau) \exp(-i\omega_0\tau)] + \operatorname{Re} [F_{2,+}(\tau) \exp(-2i\omega_0\tau)]$$

Or la partie utile de ce signal est uniquement le terme :

$$F_{2,+}(\tau) - F_{2,-}(\tau) = \operatorname{Re} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} E_{ref}^{*2}(t - \tau) E(t) E_{\omega_1}(t) dt \right], \text{ obtenu par différence entre deux signaux}$$

$S(\tau)$ avec déphasages respectifs de 0 et π sur l'impulsion monochromatique.

Le signal utile est donc très inférieur au signal détecté. Par exemple, si l'impulsion à mesurer et l'impulsion de référence sont identiques et durent 20fs (50nm), et si l'impulsion monochromatique extraite à une largeur de 1nm, alors l'intensité du signal monochromatique est environ 50 fois plus faible. Sur l'ensemble des termes constituant le signal mesuré, le signal utile ne constitue alors en négligeant les autres termes contenant l'impulsion monochromatique que 1/100 du signal mesuré. Ceci a deux conséquences :

- la dynamique de mesure doit être suffisante pour détecter une petite variation sur ce petit signal.
- Les fluctuations d'énergie de l'impulsion qui jouent sur l'amplitude totale du signal détecté seront très pénalisantes pour la mesure de la différence entre les signaux + et -.

Pour optimiser le rapport signal significatif sur signal mesuré, il faut utiliser le fait que ce signal dépende de manière différente des champs électriques par rapport aux autres signaux. On jouera alors sur les amplitudes relatives des champs électriques soit par l'énergie, soit par la durée des signaux. Le calcul montre que les amplitudes optimales temporelles correspondent à la situation : $E_{ref}(t) = 2E(t) = 2E_{\omega_1}(t)$. Dans ce cas le rapport signal sur

signal utile est 16. Dans la pratique il peut-être difficile d'obtenir ce rapport optimal compte-tenu des limites à l'efficacité de diffraction en régime linéaire.

5.G.4.b) Nombre de points de mesure

Supposons que l'on veuille mesurer N points de phase spectrale dans un intervalle Δf . Combien de points de mesure faut-il acquérir ?

Le signal mesuré a une forme d'autocorrélation interférométrique. Cette autocorrélation peut être mesurée par un balayage temporel classique correspondant à un interféromètre de Michelson dont un des bras balaye le retard, ou par une mesure en bande de base (cf. annexe 6 « Mesure en bande de base »).

Dans les deux cas il faut extraire du signal la composante de Fourier à la composante double. Ceci entraîne qu'il faut 5 points de mesure au minimum pour extraire un point de cette composante double. Par ailleurs pour extraire la phase, il faut répéter 4 fois cette mesure avec des déphasages différents. Soit 20 mesures par point. La parité du signal d'autocorrélation permet de gagner un facteur 2 soit dix mesures par point de phase spectrale. Cette condition est valable dans les deux modes d'autocorrélation. Cependant si on ne mesure qu'un faible nombre de points, on a un fort sous-échantillonnage des oscillations. Compte-tenu des repliements de spectre associés à ce sous-échantillonnage, l'extraction de l'information de phase demande une connaissance a priori du signal et exige un sous-échantillonnage optimisé. Donc même si elle est théoriquement équivalente du point de vue du nombre de mesure, l'autocorrélation en bande de base est nettement plus facile à mettre en œuvre.

La figure suivante illustre les différences entre les deux types de mesure :

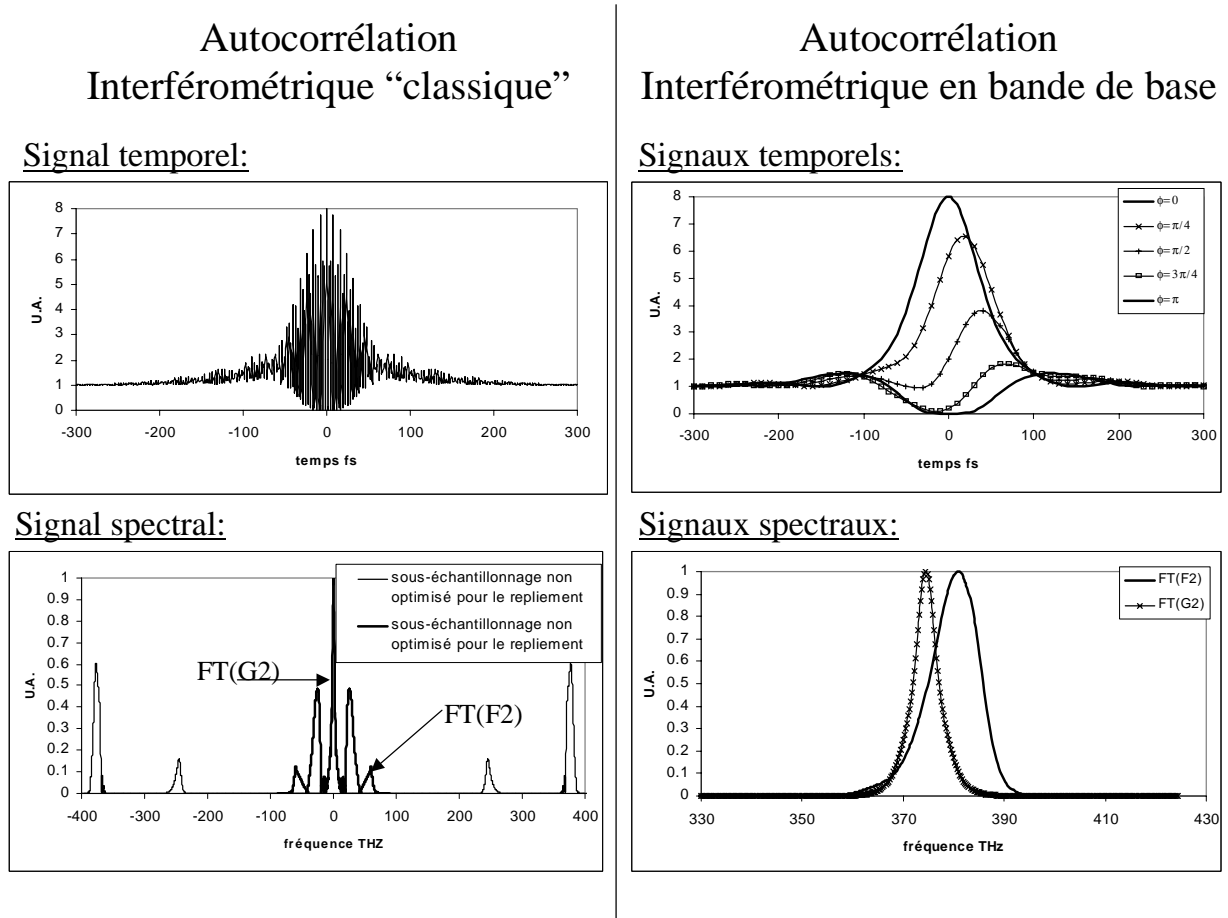


Figure 5.35 : comparaison entre mesure "classique" et mesure en bande de base

La mesure en bande de base est détaillée dans l'annexe 6 « Mesures en bande de base ».

5.G.4.c) Conséquence de la résolution spectrale du filtre acousto-optique

Avec l'hypothèse de « monochromaticité », la phase spectrale est obtenue par concaténation de la différence de phase :

$$\varphi(\omega - \omega_1) - \varphi(\omega - \omega_2) = \arg \left[\frac{TF \left[F_{2,+,\omega_1}(\tau) - F_{2,-,\omega_1}(\tau) \right](\omega)}{TF \left[F_{2,+,\omega_2}(\tau) - F_{2,-,\omega_2}(\tau) \right](\omega)} \right].$$

Le traitement du signal amont doit permettre de récupérer de la façon la plus propre ce signal

$$F_{2,+/-,\omega_1/\omega_2}(\tau).$$

Analysons l'importance de l'hypothèse de « monochromaticité ». La résolution du filtre est de l'ordre de 1nm. En quoi cette largeur spectrale peut-elle détériorer la mesure ?

Le signal $F_{2,+,\omega_1/\omega_2}(\tau) - F_{2,-,\omega_1/\omega_2}(\tau)$ s'exprime sous la forme d'un produit de convolution :

$$Z_2 = F_{2,+,\omega_1/\omega_2}(\tau) - F_{2,-,\omega_1/\omega_2}(\tau) = \left\{ \left(E^*(-t)E^*(-t) \right) \otimes \left(E(t)E_{\omega_1}(t) \right) \right\},$$

où \otimes représente le produit de convolution.

En passant dans le domaine spectral, on obtient :

$$\tilde{Z}_2(\omega) = TF[Z_2(t)] = \left(\tilde{E}^*(\omega) \otimes \tilde{E}^*(\omega) \right) \left(\tilde{E}(\omega) \otimes \tilde{E}_{\omega_1}(\omega) \right),$$

où le signe \sim symbolise la grandeur spectrale.

L'hypothèse de « monochromaticité » permet alors de simplifier le second produit de convolution par $\left(\tilde{E}(\omega) \otimes \tilde{E}_{\omega_1}(\omega) \right) = \left(\tilde{E}(\omega) \otimes \delta_{\omega_1}(\omega) \right) = \tilde{E}(\omega - \omega_1)$, où δ est une distribution de Dirac.

Si on prend en compte une largeur finie de l'impulsion monochromatique, une erreur systématique sur la phase est introduite. Cette erreur est d'autant plus importante que la phase spectrale contenue dans l'onde monochromatique n'est pas plate. Pour corriger, il faudrait effectuer une déconvolution, en repassant dans le domaine temporel et en divisant par la transformée de Fourier de la fonction correspondante. Le problème dans notre cas est que nous n'avons pas accès au seul produit de convolution mais à ce produit de convolution multiplié par un autre produit de convolution. Il n'y a pas alors de solution analytique au problème de déconvolution.

En revanche, on sait que la solution trouvée avec l'hypothèse de « monochromaticité » est proche de la solution exacte et que tous les signaux mesurés caractérisent (au bruit près) la véritable solution. Il serait donc possible d'utiliser un algorithme de convergence comme ceux utilisés dans le recouvrement de la phase spectrale pour l'autocorrélation interférométrique (cf. annexe 7 « Algorithme de convergence pour le recouvrement de la phase spectrale pour autocorrélation interférométrique ou un signal de photodiode à 2 photons »), utilisant la solution approchée précédente et l'ensemble des données pour converger vers la solution exacte. Cependant pour des phases spectrales relativement faibles cette erreur est également faible (cf. p.216).

5.G.4.d) Compensation des fluctuations de l'énergie du laser

Le problème le plus pénalisant est le problème de fluctuation de l'énergie des impulsions du laser. Ces fluctuations sont de l'ordre de 1% sur un laser 1kHz et s'avèrent particulièrement gênantes pour la mesure. L'utilisation d'un signal provenant d'une photodiode à un photon permet de connaître la fluctuation.

On peut alors normaliser la tension de la photodiode à deux photons en la divisant par le carré de la tension mesurée avec la photodiode à un photon de référence. Le résultat est indépendant de l'énergie de l'impulsion. Cependant cette technique ne corrige pas d'autres types de fluctuations concernant la durée de l'impulsion, le pointé sur la photodiode ...

Par ailleurs il est souhaitable de réaliser les dix mesures correspondant à un point de phase spectral dans le temps minimum de manière à réduire l'impact des fluctuations basse fréquence.

5.G.4.e) Contraintes en dynamique de mesure

En l'absence de correction d'amplitude, ce sont les fluctuations du laser qui constitue la principale limitation.

Si la compensation d'amplitude par une diode à un photon fonctionne parfaitement, la division par le carré de la détection à un photon réduit la dynamique par un facteur $\sqrt{5}$. La dynamique de mesure effective pour une mesure optimale est alors de l'ordre de $D_{\text{électronique}}/16\sqrt{5}$ pour une dynamique électronique $D_{\text{électronique}}$ donnée.

Dans la pratique $D_{\text{électronique}}$ est de quelques milliers, limité par les contraintes de saturation de la photodiode.

Admettant que l'erreur sur la phase est de l'ordre de grandeur de l'erreur relative sur le signal, on voit qu'il est théoriquement possible d'atteindre la précision du dixième de radian pour une configuration optimisée sans moyenner des mesures multiples.

5.G.5. Simulation du fonctionnement dans un cas pratique

Dans les paragraphes précédents nous avons défini les conditions optimales de mesure en terme de rapport des amplitudes des signaux intervenants dans cette mesure. Dans la pratique, on peut être amené à s'écarter de ces conditions optimales pour des questions de dynamique de l'électronique, des circuits électroniques de mesure et/ou d'amplitude des diverses fluctuations en bruit.

Pour analyser les conditions pratiques de mesure, il s'est révélé utile de mettre en œuvre une simulation réaliste qui tiennent compte des éléments suivants :

- propriétés du filtre acousto-optique (dispersion, dynamique de génération de l'acoustique, écart à la linéarité),
- dynamique de mesure,
- fluctuations en énergie du laser.

On suppose pour cette simulation numérique que les fluctuations en énergie des impulsions laser ne modifient pas le profil temporel des impulsions, et que les photodiodes utilisées ne présentent pas de phénomènes de saturation.

Le diagramme de principe du programme de simulation est présenté sur la figure suivante :

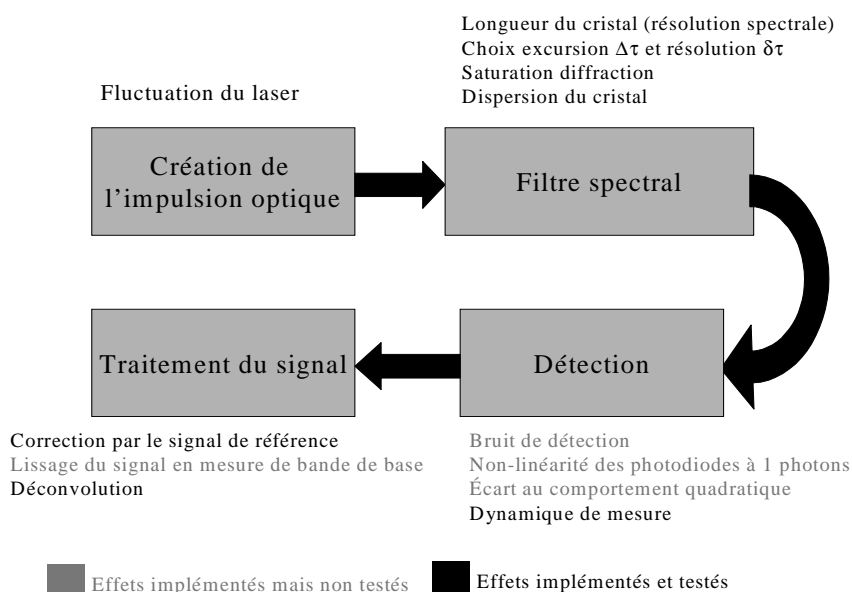


Figure 5.36 : diagramme du programme de simulation

5.G.5.a) Résultats

La simulation effectuée utilise comme critère l'erreur efficace ε de la reconstruction du champ électrique tel que définie précédemment. Rappelons que si $\varepsilon < 0.1$ la mesure est bonne et si $\varepsilon < 0.02$, elle est excellente.

L'impulsion optique considérée, à titre d'exemple, est une impulsion laser de spectre super gaussien de 100nm de largeur à mi-hauteur centrée à 800nm, ayant une phase spectrale comportant des ordres 2, 3, 4 (-100fs^2 , 1200fs^3 , 2000fs^4).

5.G.5.a.i) Effets des fluctuations du laser

Le tableau 5.4 ci-dessous résume les résultats obtenus en fonction de la fluctuation d'énergie de l'impulsion laser incidente à mesurer.

fluctuations exprimées en rapport de l'écart type sur la moyenne	erreur efficace ε	Commentaires et références à d'autres figures
0.010612	1.4544	Mesure complètement fausse ! La figure 5.37 montre le signal utile mesuré
0.004725	1.3764	Mesure complètement fausse !
0.001863	0.9644	Le signal commence à sortir du bruit !
0.000103	0.5261	
0.000008	0.0774	La mesure est satisfaisante.
0.000001	0.0907	La mesure est satisfaisante. La figure 5.37 montre le signal utile mesuré

Tableau 5.4: Précision de la mesure comparée avec le bruit du signal en entrée.

Le niveau tolérable de fluctuation est de l'ordre de 10^{-4} pour les fluctuations en énergie ! La figure suivante montre qu'effectivement le bruit noie le signal utile.

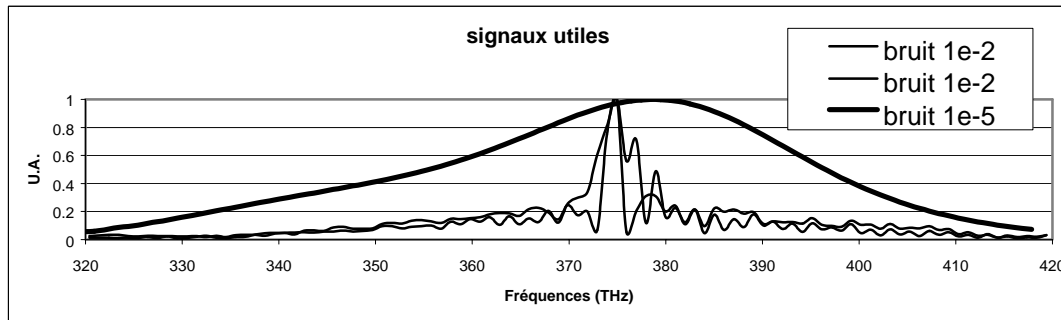


Figure 5.37 : signaux utiles avec un bruit permettant ou ne permettant pas la mesure

Cette limitation est très restrictive et due au fait que le signal utile dans la stratégie de signaux considérée pour la simulation (non optimale), n'est qu'une faible proportion du signal mesuré (environ 1/100). On voit donc que dans la pratique (fluctuation de l'ordre de 1%), il faudra que la compensation des fluctuations soit très efficace pour que l'objectif d'une mesure correcte sans accumulation soit atteint.

5.G.5.a.ii) Effets de non linéarité de la diffraction

En simulant la diffraction acoustique, nous avons vu qu'à partir d'environ 10% d'efficacité de diffraction, le comportement n'est plus linéaire. Etant donné que dans la mesure, on utilise une impulsion pseudo-monochromatique et que seule le signal issu du mélange de cette onde avec l'impulsion à mesurer est utile, on augmente l'importance de l'onde pseudo-monochromatique par rapport à l'impulsion en diffractant davantage celle-ci. Un rapport de 5/1 permet d'extraire un bon niveau de signal (mais ce n'est pas l'optimum). L'effet de non linéarité de la diffraction affecte donc principalement la diffraction de l'onde monochromatique. La différence entre les signaux obtenus en ajoutant ou en retranchant l'onde pseudo monochromatique n'élimine plus cette composante ce qui introduit une erreur systématique pour cette longueur d'onde. Quand on augmente encore le niveau de signal, l'impulsion large bande est alors elle aussi modifiée et la mesure n'est plus valable du tout.

La figure 5.38 ci-dessous montre :

le signal à très faible niveau (pas de saturation), le signal utile dans le cas de niveau moyen (seule l'onde pseudo-monochromatique est affectée) et le signal utile à très fort niveau (tous les signaux affectés).

Elle présente également les phases retrouvées à très faible niveau et à niveau moyen.

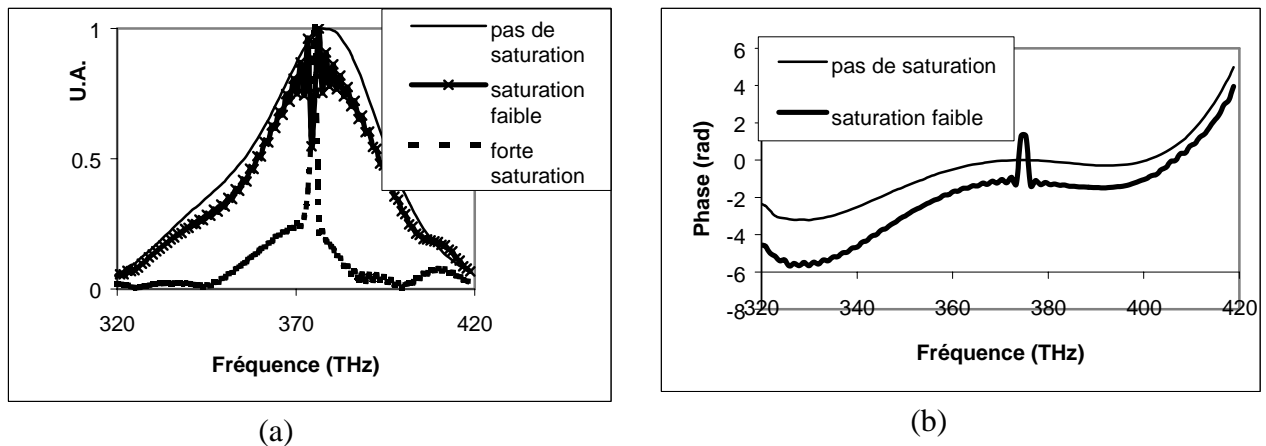


Figure 5.38: (a) Signaux utiles sans saturation, avec une faible saturation et une forte saturation, (b) phases retrouvées sans saturation et avec faible saturation

La figure 5.38.b. montre les phases extraites. On voit que dès que la non linéarité intervient un artéfact apparaît en centre de bande.

On pense a priori pouvoir corriger cet effet en tenant compte de la réponse en amplitude réelle du filtre. Ceci n'a pas encore été réalisé et demande une calibration précise de tous les éléments de l'électronique et de l'acoustique (ampli de puissance RF, diffraction acoustique, atténuation acoustique...).

En l'absence de cette correction, la stratégie de signaux optimale n'est pas utilisable car la dynamique n'est pas suffisante d'où les rapports 5/1 présentés dans la simulation précédente.

5.G.5.a.iii) Résolution spectrale du filtre et incidence sur l'onde monochromatique

La résolution spectrale du filtre acousto-optique affecte la mesure par le biais de l'onde pseudo-monochromatique. Plus la résolution est fine et plus l'approximation faite du pic de Dirac pour cette onde pseudo-monochromatique est exacte.

On comparera ici à la fois l'erreur efficace et les erreurs absolues et relatives sur la phase retrouvée. L'erreur efficace est obtenu en minimisant sa valeur par optimisation manuelle du 1^{er} ordre de phase spectral et de position du spectre retrouvé.

Le tableau 5.5 ci-dessous montre les différents résultats en fonction de l'excursion de balayage en fs et de la largeur spectrale de l'onde pseudo monochromatique.

excursion (fs)	largeur spectrale onde pseudo monochromatique (nm)	écart entre onde pseudo monochromatique (nm)	erreur efficace ε	maximum de l'erreur absolue sur la phase (rad)	maximum de l'erreur relative sur la phase (%)
500	8	5.69	0.048	0.3	6
500	8	5.69	0.044	0.3	4
500	4	2.84	0.045	0.3	7
500	2	2.84	0.044	0.3	7
1000	2	2.84	0.022	0.2	3.5
1000	1.33	1.42	0.025	0.22	4
1000	0.67	1.42	0.025	0.24	4.2
3000	0.67	1.42	0.015	0.062	1.65

Tableau 5.5 : erreur efficace, erreurs absolue et relative maximales de phase en fonction de l'excursion, de la largeur spectrale et de l'écart spectrale entre ondes pseudo monochromatiques.

La dernière valeur du tableau correspond à la résolution du filtre pour un cristal de 25mm dans l'orientation cristalline utilisée.

On voit que le critère $\varepsilon < 0.1$ peut-être atteint avec ce type de cristal.

5.H Conclusion sur la mesure spectrale par le dispositif optique simplifié Phazzler

Le dispositif présenté permet la mesure de phase avec une extrême simplicité de montage optique. Différentes techniques de mesure peuvent être utilisées avec ce montage en ne modifiant que le logiciel de mesure.

La principale difficulté expérimentale est de réduire le bruit de mesure à des niveaux de l'ordre de 0.01%. Les fluctuations des lasers de l'ordre de 1% sont pour l'instant le bruit prépondérant à éliminer. L'utilisation d'une mesure de référence pour éliminer ces fluctuations nécessite une très bonne dynamique de mesure. D'autres difficultés évoquées dans ce chapitre doivent également être maîtrisées pour que cet instrument devienne aussi fiable et simple d'utilisation que son schéma optique le laisse supposer.

Chapitre 5 : Mesure autoréférencée de l'amplitude et de la phase spectrales « Time-domain SPIDER » par le dispositif Phazzler

La technique de mesure présentée dans ce chapitre est une bonne illustration des possibilités de traitement du signal adapté aux impulsions ultrabrèves qu'offrent un filtre linéaire programmable. D'autres types de mesure utilisant ce même principe devraient apparaître en microscopie à deux photons, en spectroscopie CARS ... Les fluctuations du laser seront alors probablement la principale limitation. L'intérêt du stabilisateur présenté dans le chapitre précédent y est évident.

Références chapitre 5

[Albrecht 1991] : T.F.Albrecht, K.Seibert, H.Kurtz, "Chirp measurement of large-bandwidth femtosecond optical pulses using two-photon absorption", Opt.Comm.,84,5,223-227 (1991)

[Baltuska 1999] : A.Baltuska,A.Pugzlys,M.S.Pshenichnikov,D.A.Wiersma, "Rapid amplitude-phase reconstruction of femtosecond pulses from intensity autocorrelation and spectrum", CLEO 1999, MD.

[Chanteloup 1998] : J.C.Chanteloup, Thèse de doctorat "Contrôle et mise en forme des fronts de phase et d'énergie d'impulsions laser brèves ultraintenses », Ecole Polytechnique 1998

[Chilla 1991] : J.L.A.Chilla, O.E. Martinez, " Direct determination of the amplitude and the phase of femtosecond light pulses ", Opt.Lett. Vol.16, No.1., 39, (1991)

[Chu 1995] : K.C.Chu, J.P.Heritage, R.S.Grant, K.X.Liu, A.Dienes, W.E.White, A.Sullivan, "Direct measurement of the spectral phase of femtosecond pulses", Opt.Lett. Vol 20, p. 904 (1995)

[Chung 2001] : J-H. Chung, A.M.Wiener, "Ambiguity of ultrashort pulse shapes retrieved from the intensity autocorrelation and the power spectrum", IEEE Jouranal on Selected Topics in Quantum Electronics, vol.7,No.4, (2001)

[Cormack 2001] : I.G.Cormack,W.Sibbett,D.T.Reid, "Rapid measurement of ultrashort-pulse amplitude and phase from a two-photon absorption sonogram trace", J.Opt.Soc.Am.B. 18,9,1377-1382,(2001)

[Dorrer 2000] : C.Dorrer, Thèse de Doctorat, " Caractérisation et modulation d'impulsion laser femtoseconde " , Ecole Polytechnique 2000.

[Dorrer 2001_1] : C.Dorrer, M.Joffre, " Characterization of the spectral phase of ultrashort light pulses ", C.R. Acad. Sci. Paris, t.2, Série IV, p.1415-1426, 2001.

[Dorrer 2001_2] : C.Dorrer, P.Londero, I.A.Walmsley, " Homodyne detection in spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction", Opt.Lett., 26, 19, pp. 1510-1512, (2001)

[Dorrer 2002_1] : C. Dorrer, I.A. Walmsley, " Accuracy criterion for ultrashort pulse characterization techniques : application to spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction ", JOSA B, vol 19, n° 5, May 2002, pp. 1019-1029.

[Dorrer 2002_2] : C.Dorrer, I.Kang, " Highly sensitive direct femtosecond pulse measurements using electrooptic spectral shearing interferometry", CLEO2002, Postdeadline CPDA7.

[Dorrer 2003] : C.Dorrer, I. Kang, "Complete temporal characterization of short optical pulses by simplified chronocyclic tomography",Opt.Let., Vol.18,No.16, 1481-1483 (2003).

[Gerchberg 1971] : R.W.Gerchberg, W.O.Saxton, "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane picture", *Optik*, vol..35,pp.237-246,1971.

[Iaconis 1997] : C.Iaconis, I.A.Walmsley, "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses", *Opt. Lett.* 23, 792-794 (1997)

[Kaplan 2002] : D.Kaplan, P.Tournois, "Theory and Performance of the acousto-optic programmable dispersive filter used for femtosecond pulse shaping", *J.Phys.IV*, Juillet 2002

[Kikushi 2001] : K.Kikushi, K.Taijira, "Theory of sonogram characterization of optical pulses", *IEEE. J. Quant. electron.* 37,4,(2001)

[Koumans 2000] : R.G.M.P.Koumans, A.Yariv, "Time-resolved optical gating based on dispersive propagation: a new method to characterize optical pulses", *IEEE. J. Quant. Electron.*, 36,2, 137-144,(2000)

[Langlois 1999] : P.Langlois,E.Ippen, "Measurement of pulse asymmetry by three-photon-absorption autocorrelation in a GaAsP photodiode",*Opt.Lett.*,24,24,(1999)

[Laude 2003] : V.Laude, "General solution of the coupled-wave equations of acousto-optics", *JOSA A* 12, 2307-2314 (2003)

[Montmayrant 2003] : A.Montmayrant, M.Joffre, T.Oksenhendler, R.Herzog, D.Kaplan, P.Tournois, "Time-domain interferometry for direct electric-field reconstruction by use of an acousto-optic programmable filter and a two-photon detector", *Opt.Let.* Vol.28, No.4, 278-280 (2003).

[Naganuma 1989] : K.Naganuma, K.Mogi, H.Yamada, "General method for ultrashort light pulse chirp measurement", *IEEE Quantum Electron.* QE-25,No.6, p.1225, (1989)

[Oksenhendler 2002] : T.Oksenhendler, A.Montmayrant, R.Herzog, D.Kaplan, P.Tournois, M.Joffre, "Time-domain interferometry for direct electric-field reconstruction by use of an acousto-optic programmable dispersive filter", *Ultrafast Phenomena XIII*, p.220-222 (2002), Eds Springer

[Oksenhendler 2003_1] : T.Oksenhendler, P.Rousseau, R.Herzog, O.Gobert, M.Perdrix, P.Meynadier, "20Hz Femtosecond laser amplifier optimization using an AOPDF pulse shaper and a SPIDER", *CLEO2003 CWE1*

[Oksenhendler 2003_2] : T.Oksenhendler, R.Herzog, D.Kaplan, P.Tournois, K.Kubarych, M.Joffre, "Ultrashort light pulse characterization by use of an acousto-optic programmable filter and a two photon detector", *Ultrafast Optics 2003*.

[Paye 1993] : J. Paye, R.Ramaswamy, J.G.Fujimoto, E.P.Ippen, "Measurement of the amplitude and phase of ultrashort light pulses from spectrally resolved autocorrelation", *Opt.Lett.* 18, 1946, (1993)

[Primot 1993]: J. Primot “ Three wave lateral shearing interferometer”, Appl.Opt. Vol 32, No 31, pp.6242-6249, (1993)

[Ranka 1997] : J.K.Ranka,A.L.Gaeta, A.Baltuska, M.S.Pschenichnikov, D.A.Wiersma, “Autocorrelation measurement of 6fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode”, Opt.Lett. 22,17,1344-1346, (1997)

[Reid 2002] : D.T.Reid, I.G. Cormack, “Single-shot sonogram: a real-time chirp monitor for ultrafast oscillators”, CMR1, CLEO2002

[Reitze 1990] : D.H.Reitze, T.R.Zhang,Wm.M.Wood, M.C.Downer, “Two-photon spectroscopy of silicon using femtosecond pulses at above-gap frequencies”, JOSA B.,7,1,(1990)

[Seifert 2004] : B.Seifert, H.Stolz, M.Tasche, “Nontrivial ambiguities for blind frequency-resolved optical gating and the problem of uniqueness”, JOSAB vol.21, n°5, pp1089-1097 (2004)

[Seres 2003] : E.Seres, R.Herzog, J.Seres, D.Kaplan, C.Spielmann, “Generation of intense 8fs laser pulses ”, Opt.Expr. vol 11, n°3, p.240 (2003)

[Taylor 1981] : L.S.Taylor, “The phase retrieval problem”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, AP29,No.2,(1981)

[Tournois 1997] : P.Tournois, ” Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptative compensation of group delay time dispersion in laser system ”, Opt.Comm. 140, p245-249 (1997)

[Trebino 1993] : R.Trebino, J.D.Kane, ” Characterization of arbitrary fs pulses using frequency-resolved optical gating ”, IEEE J. Quant. Electron. 29, 571,(1993)

[Trebino 1997] : R.Trebino, K.W.DeLong, D.N.Fittinghoff, J.N.Sweester, M.A.Krumbügel, B.A.Richman, D.J.Kane, ”Measuring ultrashort laser pulses in the time frequency domain using frequency-resolved optical gating”, Rev.Sci.Instr. 68 (9), 3277-3295 (1997)

[Ventalon 2003] : C. Ventalon, J.M. Fraser, M. Joffre, « Time-domain interferometry for direct electric field reconstruction of mid-infrared femtosecond pulses », Opt. Lett. 28, pp. 1826-1828 (2003)

[Verluise 1999] : F.Verluise, ” Filtre acousto-optique programmable en amplitude et en phase : application aux impulsions laser ultrabrèves ”, Thèse de l'Ecole Polytechnique 1999

[Weber 1966] : H.P. Weber, E. Mathieu, K.P. Meyer, “Optical mixing with different polarizations of laser beams”, J.Appl.Phys., 37, pp. 3584-3586, (1966)

[Wong 1995] : V.Wong, I.A. Walmsley, "Linear filter analysis of methods for ultrashort-pulse-shape measurements", JOSA B, Vol.12, No.8, 1995

Chapitre 5 : Mesure autoréférencée de l'amplitude et de la phase spectrales « Time-domain SPIDER » par le dispositif Phazzler

[Yagle 1999] : A.E.Yagle, A.E. Bell, " One and two-dimensional minimum and non minimum phase retrieval by solving linear systems of equations", IEEE Trans. Signal. Proc. Vol.47, No.11, (1999).

Synthèse chapitre 5 :

On analyse les procédés de mesure de la phase spectrale d'impulsions ultracourtes comme comprenant au minimum trois éléments : un filtre linéaire, un élément non-linéaire et un détecteur. On propose d'implanter le filtre linéaire non par un montage optique classique mais par un filtre programmable, le filtre acousto-optique dispersif programmable (AOPDF). Cette nouvelle approche permet d'envisager une configuration de mesure d'une grande simplicité d'autant plus que l'on peut combiner élément non linéaire et détecteur dans un composant unique, la photodiode à deux photons. Cette dernière approche exclue parmi les méthodes classiques celles qui font intervenir un spectromètre tel que le SPIDER d'origine. Nous avons introduit et étudié théoriquement une nouvelle variante du SPIDER utilisant la spectroscopie par transformée de Fourier, adaptée à l'implantation envisagée : le Time-domain SPIDER. La faisabilité de la mesure par filtre acousto-optique pour cette méthode a été démontrée expérimentalement ainsi que pour d'autres techniques connues (autocorrélation interférométrique, DP-TROG...) . Une impulsion d'environ 100fs a été complètement caractérisée.

Dans l'optique d'une utilisation généralisée de ces méthodes de mesure, on a analysé le fonctionnement et les limitations en précision des mesures par AOPDF. Ces mesures ont des avantages de simplicité, quantitatativité et permettent l'évaluation de l'impulsion à l'endroit de son utilisation. L'implantation simultanée de diverses méthodes permet une adaptation au problème et une vérification de la consistance des résultats. La mesure est fondamentalement une mesure multicoups et sa précision est fortement dépendante de la stabilité du laser et de la chaîne de détection

Applications et perspectives

A titre de conclusion, nous nous proposons de décrire ce que pourrait être une conception de laser intégrant d'une part les avancées de notre travail, d'autre part certaines extensions qui restent à explorer. Ces extensions concernent le contrôle de pertes spectrales intracavités et le contrôle spectral de la polarisation.

Les caractéristiques et fonctionnalités recherchées pour cette source sont :

- exploiter la largeur de bande du saphir dopé titane, c'est à dire une largeur de bande >100nm à 800nm permettant des impulsions de durée de l'ordre de 10fs,
- la possibilité de modifier l'amplitude, la phase et la polarisation spectrales,
- une stabilité en énergie <0.1%, c'est à dire 1 ordre de grandeur de mieux que les sources actuelles,
- un contrôle du contraste ASE avec une gain sur le piédestal d'un facteur 1000,
- contrôle des paramètres d'amplitude et de phase spatiale.

L'énergie par impulsion en sortie est de l'ordre de quelques centaines de microjoules. Le schéma d'extension/compression est modifié pour permettre le façonnage de la polarisation spectrale.

La largeur de bande recherchée est la plus large possible (au moins 100nm). Les impulsions obtenues pour une phase spectrale linéaire sont alors d'environ 10fs c'est à dire environ 4 cycles optiques. La phase absolue généralement ignorée est alors importante. Des techniques de stabilisation de cette phase au niveau de l'oscillateur femtoseconde permettent par un rebouclage sur la puissance de faisceau de pompe (via un modulateur) de conserver la valeur de la phase constante à quelques centaines de milliradians. Cette partie est déjà fiabilisée et existe commercialement (MenloSystems GmbH).

La figure schématique suivante représente l'ensemble de la chaîne et dissèque celle-ci suivant les fonctionnalités des éléments.

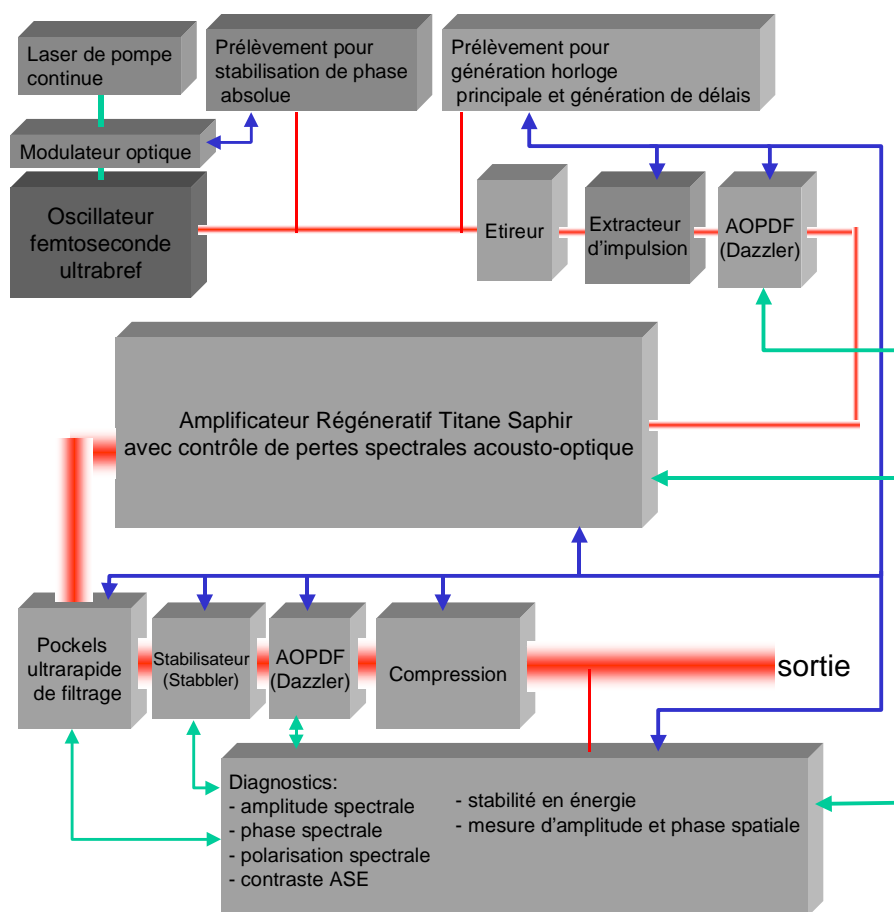


Figure 6.1: schéma de la chaîne laser

L'oscillateur femtoseconde délivre des impulsions ayant une bande spectrale supérieure à 120nm à mi-hauteur, une énergie de quelques nJ à un taux de répétition de 70MHz environ. Une partie des impulsions est prélevée pour mesurer la phase absolue qui par rebouclage est bloquée à une valeur fixe via un modulateur optique sur le laser de pompe de l'oscillateur [Baltuska 2003].

Une autre partie des impulsions de ce train à 70MHz est utilisée pour générer une horloge électronique synchrone avec ce train. Cette horloge (appelée par la suite horloge maître) est la base de tout le fonctionnement du système au niveau des synchronisations électroniques.

La partie principale du train d'impulsions passe ensuite à travers l'étireur. Nous reviendrons sur la technique d'étirement au moment où nous détaillerons le compresseur. Les impulsions sont étirées à quelques dizaines de picosecondes. La sélection des impulsions qui vont être amplifiées est ensuite effectuée par l'extracteur d'impulsion dont l'électronique de déclenchement est directement synchronisée par une impulsion issue de l'horloge maître par division puis un retard. L'impulsion sélectionnée est alors mise en forme spectralement par l'AOPDF (Dazzler) avant d'entrer dans l'amplificateur. De même la synchronisation de l'AOPDF (Dazzler) est effectuée par l'intermédiaire de l'horloge maître qui est également utilisée comme horloge source pour l'AOPDF (Dazzler). Ce fonctionnement permet de garantir une parfaite synchronisation entre l'impulsion optique et l'impulsion acoustique (<100ps). Avec cette précision, l'incertitude sur la phase absolue est réduite à quelques dizaines de milliradians. Dans ce mode de fonctionnement, le Dazzler permet de programmer cette phase absolue par la phase de l'onde acoustique.

L'impulsion mise en forme pénètre l'amplificateur régénératif. La base de la courbe de gain du Titane Saphir est extrêmement large (600nm-1100nm). Afin d'exploiter pleinement cette largeur et pour ne pas subir les effets de rétrécissement par le gain habituellement observés dans ce type d'amplificateur, on ajoute dans la cavité un élément acousto-optique dont le rôle est d'insérer les pertes spectrales compensant la courbe de gain. La technique envisagée utilise un cristal acousto-optique en interaction longitudinale (comme pour le Dazzler). Cependant le faisceau utilisé ici est le faisceau non diffracté. Tout façonnage de phase est donc impossible. L'architecture de l'amplificateur est la suivante :

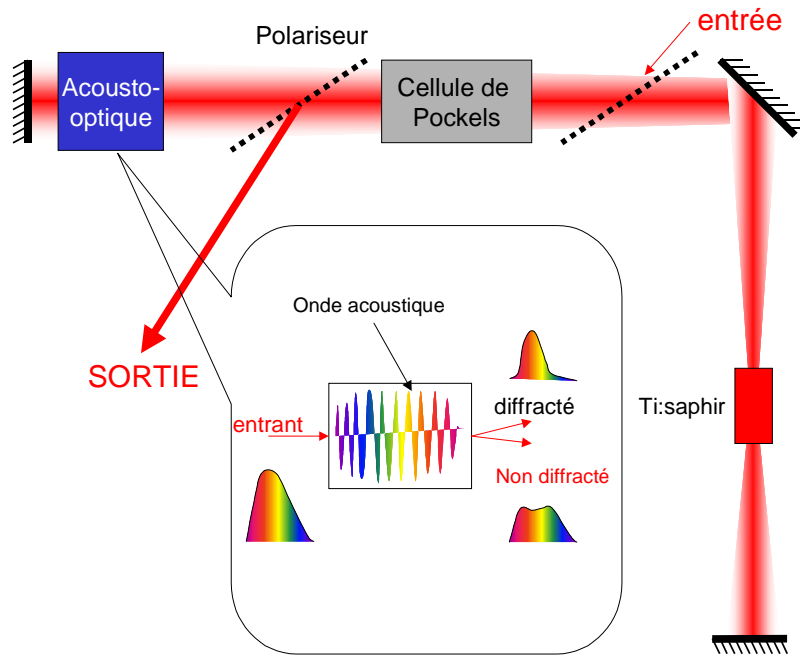


Figure 6.2 : schéma amplificateur avec contrôle de perte spectrale

Pour pouvoir utiliser pleinement les possibilités du dispositif de pertes programmables, il faut que le gain par aller-retour dans la cavité soit suffisamment élevé pour compenser ces pertes. Une simulation simple par différence finie montre que la bande d'amplification peut-être très fortement augmenté (>200nm) moyennant une perte de 30% sur l'énergie de sortie. Il faut de plus s'assurer de la largeur de bande des autres composants : miroirs, polariseurs, cellule de Pockels. Le taux de répétition de ce type d'amplificateurs est lié à l'électronique de la cellule de Pockels et au(x) laser(s) de pompe. Ce taux peut-être compris entre 1kHz et 10kHz.

L'impulsion est, après une vingtaine d'allers-retours avec un gain petits signaux de 3 par passages, amplifiée au niveau du mJ par impulsion, extraite de la cavité par la cellule de Pockels. L'impulsion a alors les caractéristiques habituelles des lasers kHz. Son contraste ASE est de l'ordre de 1/1000. La fluctuation en énergie des impulsions a une amplitude moyenne de 1%rms.

En prélevant une partie de l'impulsion (typiquement 100μJ), il est alors possible d'utiliser une ou deux cellules de Pockels ultrarapides pour améliorer le contraste ASE. Un gain de 3 ordres de grandeur permet d'atteindre un niveau de pré-impulsion négligeable dans la plupart des applications. La possibilité de programmer la durée du piédestal restant avec une précision de l'ordre de la picoseconde paraît de plus intéressant dans l'optimisation de

sources X, électrons ou protons à travers la génération d'un pré plasma. La perte en énergie d'un tel dispositif est de l'ordre de 10%.

La stabilité en énergie des impulsions peut également être augmentée en utilisant le dispositif de stabilisation. A partir de 1% rms, il est envisageable d'obtenir une stabilité $<0.1\%$ rms. En théorie, ce niveau devrait atteindre la stabilité de la tension d'alimentation, c'est à dire 0.01% rms. Cette valeur de stabilité permet d'exploiter des mesures par différence. Une implémentation intéressante consiste à utiliser le Dazzler comme modulateur et une expérience à base de détection synchrone permettant ainsi d'augmenter considérablement le niveau de signal sur bruit. La combinaison de la détection synchrone et de la différence possible grâce à la stabilité devrait permettre d'extraire des signaux jusqu'alors indétectables en particulier dans le domaine de l'imagerie. La mesure présentée dans le dernier chapitre est un exemple de ce type de mesure et de la limitation lié aux fluctuations du laser. La stabilité est d'autant plus importante que cette source est adaptée à l'étude de phénomènes non linéaires. Ce dispositif introduit des pertes d'environ 30%. En sortie de ces deux systèmes, l'énergie par impulsion est de l'ordre de $500\mu\text{J}$.

Les impulsions mises en formes, filtrées et stabilisées en énergie peuvent alors être re compressées. Le schéma de la figure 6.1 inclut un second dispositif de type Dazzler avant compression de l'impulsion. Ce dispositif a pour rôle de permettre le contrôle en polarisation spectrale de l'impulsion. L'incidence de la non-linéarité de la polarisation est importante pour le compresseur. Le compresseur ne peut alors être composé d'une paire de réseaux. Une stratégie d'étirement compression différente est ainsi nécessaire. La présence de deux Dazzler (un en amont de l'amplificateur et un en aval) permet de compenser les composantes d'ordres supérieures à 3 de la phase spectrale. Un compromis de paire de prismes et de morceaux de verres dispersifs permet d'assurer la compression quelque soit la polarisation. L'étireur est alors adapté pour compenser le deuxième et le troisième ordre de phase spectrale de l'ensemble (par exemple avec des miroirs chirpés).

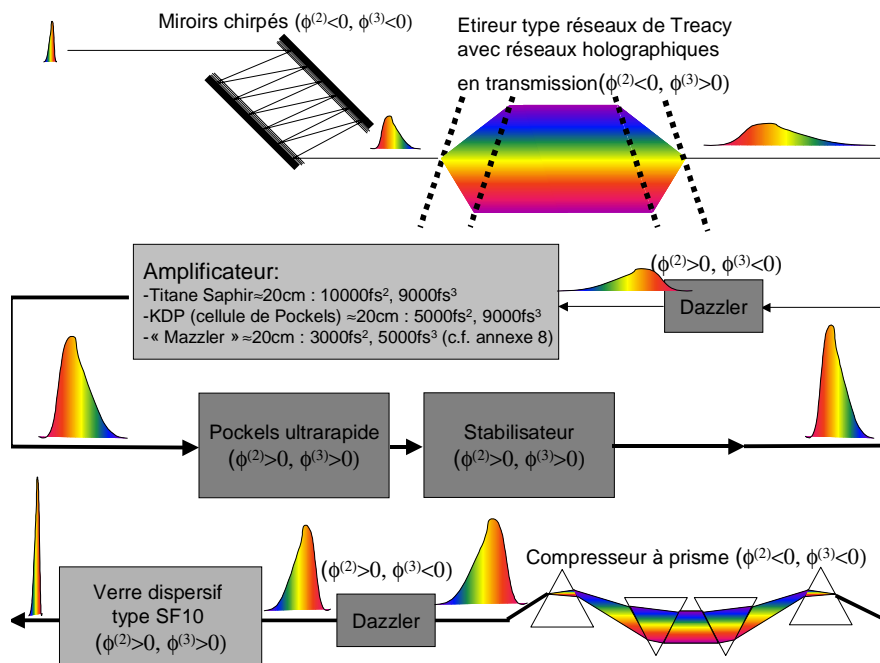


Figure 6.3: schéma de la stratégie d'étirement/compression

Le schéma de la figure 6.3 n'est que qualitatif mais il indique quelques points importants. La dispersion linéaire est utilisée avec une valeur négative pour l'étirement. Ceci permet d'utiliser un morceau de verre dispersif pour comprimer l'impulsion. Les valeurs d'étirement sont moindres que celles habituellement utilisées dans les amplificateurs régénératifs. L'impulsion étirée ne dure que quelques dizaines de picosecondes. Les valeurs de dispersions linéaires introduites par les miroirs chirpés, l'étireur à réseaux, le compresseur à prisme et le verre dispersif sont telles que le fonctionnement des Dazzler est optimal pour une impulsion de 10fs. De plus les miroirs chirpés et le compresseur à prisme sont essentiellement utilisés pour compenser le troisième ordre de phase spectrale. Il faut souligner que le dispositif de contrôle de perte spectrale dans la cavité doit pouvoir être également utilisé pour compenser les dispersions (c.f. annexe 8 « Problème de dispersion intrinsèque »).

De plus la majeure partie des éléments dispersifs entraînant des pertes sont introduits au niveau de l'étirement ce qui limite la perte d'énergie de l'impulsion amplifiée. Les réseaux sont utilisés en transmission car des impulsions de faible énergie permettent d'employer des réseaux holographiques dont l'efficacité et la bande spectrale sont très larges.

Le dispositif de compression en sortie est tel qu'il est possible de l'utiliser avec une polarisation quelconque. Le second dispositif Dazzler en aval de l'amplificateur est prévu à cet effet. Sans entrer dans le détail, il a été démontré avec les cristaux liquides la faisabilité et la pertinence d'un tel système pour le contrôle cohérent de molécules [Brixner 2001 & 2004]. La technologie de façonnage d'impulsion de type Dazzler appliquée sur les deux polarisations ensuite recombinaison permet le contrôle complet de l'impulsion : amplitude et phase spectrale sur deux polarisations orthogonales. Le dispositif est par exemple composé de deux cristaux, un pour chaque polarisation.

Ce Dazzler de sortie peut également être utilisé pour la mesure de l'amplitude et de la phase spectrales des impulsions sortantes du laser par la méthode exposée dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

La mesure des caractéristiques de contraste et leur contrôle sur chaque impulsion relève du dispositif à photoconducteurs présentés dans le chapitre 4. Cet ensemble de diagnostics est nécessaire à l'exploitation des résultats expérimentaux et à la viabilisation de ces systèmes complexes. Tant dans le domaine temporel (objet de ce manuscrit) que dans le domaine spatial ([Chanteloup 1998], [Wattelier 2001]), l'exploitation optimale de ce type de chaîne nécessite des asservissements assurant les performances même en cas de modification des impulsions, et l'exploitation des résultats expérimentaux requiert l'ensemble des paramètres du laser (énergie, profil spatial, profil temporel, contraste ASE, polarisation).

Un ensemble déjà mis au point ou réalisable dans un proche avenir permettent de concevoir un amplificateur ultrarapide optimisé en termes de:

- exploitation de la bande du saphir dopé titane,
- contrôles de l'amplitude de la phase et de la polarisation spectrales,
- stabilité,
- contraste.

Une telle source devrait être un élément de base pour l'optique au temps ultracourts dans les années à venir.

Références Conclusion

[Baltuska 2003] : A. Baltuska, Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle, R. Holzwarth, V.S. Yakovlev, A. Scrinzi, T.W. Hänsch, F. Krausz, “Attosecond control of electronic processes by intense light fields”, Nature, vol 421, Feb 2003, p. 611-615

[Brixner 2001] : T. Brixner, G. Gerber, “Femtosecond polarization pulse shaping”, Opt. Lett. 26, 8, pp. 557-559, (2001)

[Brixner 2004] : T. Brixner, G. Krampert, T. Pfeifer, R. Selle, G. Gerber, M. Wollenhaupt, O. Graefe, C. Horn, D. Liese, T. Baumert, “Quantum control by ultrafast polarization shaping”, Phys. Rev. Lett. 92, Mai (2004)

[Chanteloup 1998] : J.-C. Chanteloup, “Contrôle et mise en forme des fronts de phase et d'énergie d'impulsions lasers brèves ultra-intenses”, Thèse de l'Ecole Doctorale de l'Ecole Polytechnique 1998

[Wattelier 2001] : B. Wattelier, “Amélioration des performances des chaînes lasers solides utilisant l'amplification à dérive de fréquence : nouveaux réseaux de diffraction à haute tenue au flux et mise en forme programmable de faisceaux lasers par modulation de la phase spatiale”, Thèse de l'Ecole Doctorale de l'Ecole Polytechnique 2001.

7. Etudes expérimentales des photoconducteurs et du système de balayage.....	238
7.A Mesure de sensibilité.....	238
7.B Etude de la recombinaison de surface	239
7.C Mesure de la rampe haute tension du système de balayage	242
7.D Mesure de la gigue temporelle.....	243
7.E Mesure de la gigue temporelle par pourcent de fluctuation.....	243

7. Etudes expérimentales des photoconducteurs et du système de balayage

Cette annexe regroupe les différentes mesures effectuées sur les photoconducteurs et le système de balayage. Le détail des techniques utilisées permet de comprendre les mesures exposées dans le troisième chapitre.

7.A Mesure de sensibilité

La mesure de sensibilité correspond à la mesure de la conductivité du photoconducteur en fonction de l'éclairement. La conductivité est déduite de la tension mesurée aux bornes de l'entrée 50Ω d'un oscilloscope sur un montage où le photoconducteur décharge une ligne 50Ω pré chargée. La décharge se fait dans une autre ligne 50Ω elle-même reliée à l'entrée de l'oscilloscope :

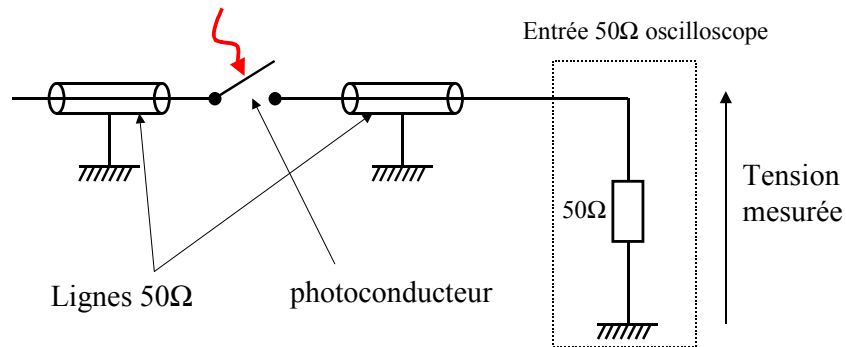


Figure7.1: montage expérimental de la mesure de sensibilité

La ligne pré chargée (à gauche sur la figure) est très longue pour que la durée de décharge soit grande devant l'évolution de la résistance du photoconducteur que l'on veut mesurer.

La résistance du photoconducteur R_{switch} est alors directement reliée à la tension mesurée par :

$$V_{\text{oscilloscope}} = V_{\text{alim}} \frac{50}{100 + R_{\text{switch}}} \Leftrightarrow R_{\text{switch}} = 50 \frac{V_{\text{alim}}}{V_{\text{oscilloscope}}} - 100,$$

où V_{alim} est la tension d'alimentation (tension de pré charge) et $V_{\text{oscilloscope}}$ la tension mesurée sur l'oscilloscope.

En utilisant un oscilloscope rapide, on obtient la résistance du photoconducteur en fonction du temps. Une trace oscilloscope typique obtenue est :

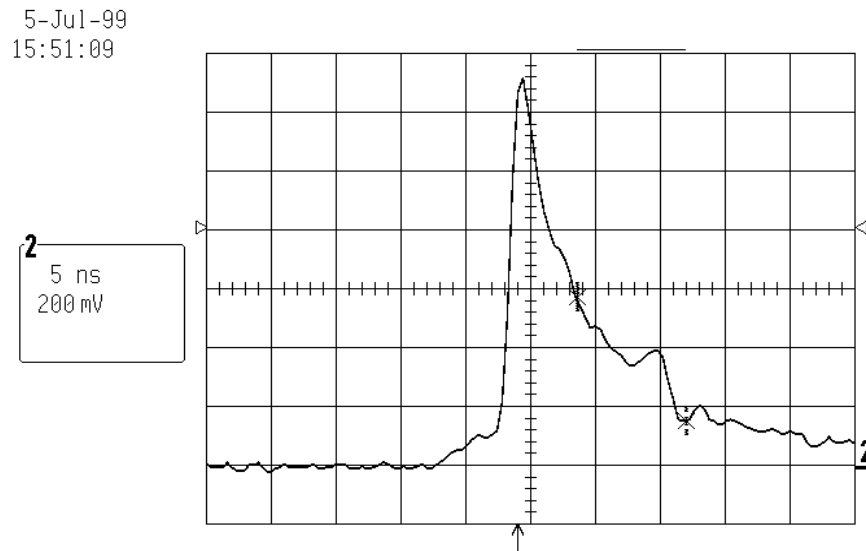


Figure 7.2 : trace oscilloscope lors de la mesure de conductivité du photoconducteur

Il est important d'utiliser des longueurs de lignes suffisantes pour éviter tout problème de réflexion pouvant affectée la mesure. Dans notre cas, des longueurs de 2m garantissent un écart entre l'impulsion et la première réflexion de l'ordre de 20ns.

La tension au maximum du pic donne la conductivité maximale du photoconducteur. La sensibilité se déduit de cette conductivité en fonction de l'éclairement :

$$R_{\text{switch}} = \frac{1}{\text{conductivité}} = \frac{\alpha}{I},$$

où α est la sensibilité ($\Omega \cdot \mu\text{J}$) et I l'énergie de l'impulsion éclairant le photoconducteur (μJ). L'étude de la sensibilité en fonction du temps montre une recombinaison des porteurs plus importante et plus rapide que prévue.

7.B Etude de la recombinaison de surface

Le processus de recombinaison mis en cause dans la variation de la conductivité du photoconducteur est la recombinaison de surface. Pour étudier cette recombinaison, nous cherchons à déterminer le flux de porteurs libres allant vers la surface. L'absorption de l'impulsion optique dans le matériau photoconducteur crée une distribution en exponentiel de la densité de porteurs. Un courant de diffusion se crée alors selon le gradient de la densité de porteurs. En présence de recombinaison de surface, un courant de diffusion vers la surface se produit également. La mesure du courant global fournit une information sur le gradient de la densité de porteurs et par conséquent sur la recombinaison de surface. Pour mesurer le courant perpendiculaire à la surface du photoconducteur, on utilise un champ magnétique constant déviant les charges pour créer un courant parallèle à la surface du photoconducteur. Si deux contacts ohmiques se trouvent de part et d'autre du photoconducteur selon la direction du courant généré par l'intermédiaire du champ magnétique, alors si le circuit externe entre les deux contacts a une impédance R , il se crée aux bornes de cette impédance une tension $V=RI$ où I est le courant créé par l'effet photo-magnéto-électrique (PME). La figure suivante montre à la fois le montage expérimental et le processus générant de la tension avec ou sans recombinaison de surface en utilisant un laser Titane :Saphir ultrabref amplifié kHz ($195\mu\text{J}$ par impulsion) :

Annexe 1: études expérimentales des photoconducteurs et du système de balayage

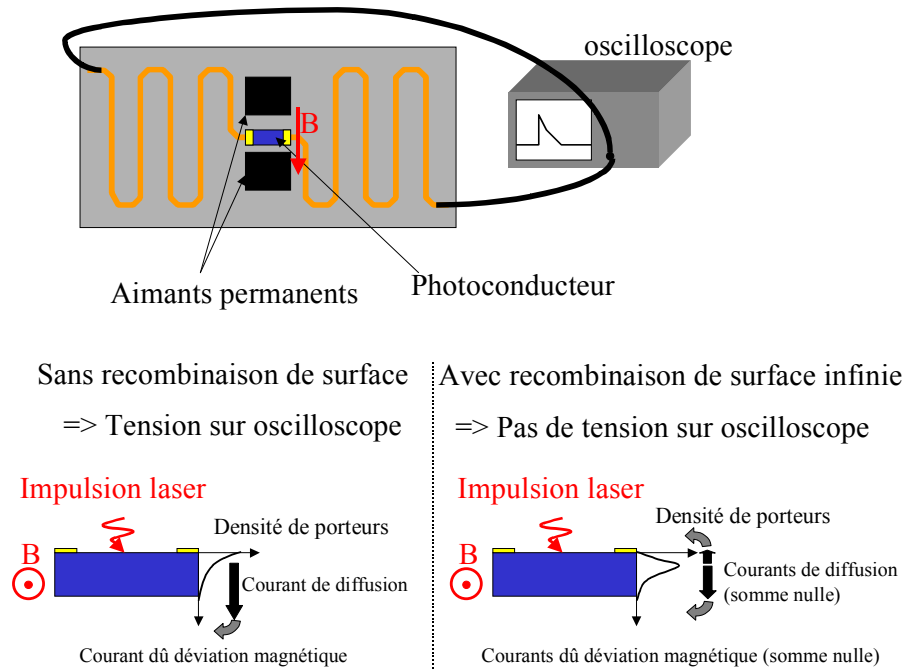


Figure 7.3: montage photo-magnéto-électrique pour étude de la recombinaison de surface.

L'allure des courbes typiquement obtenues sur l'oscilloscope est :

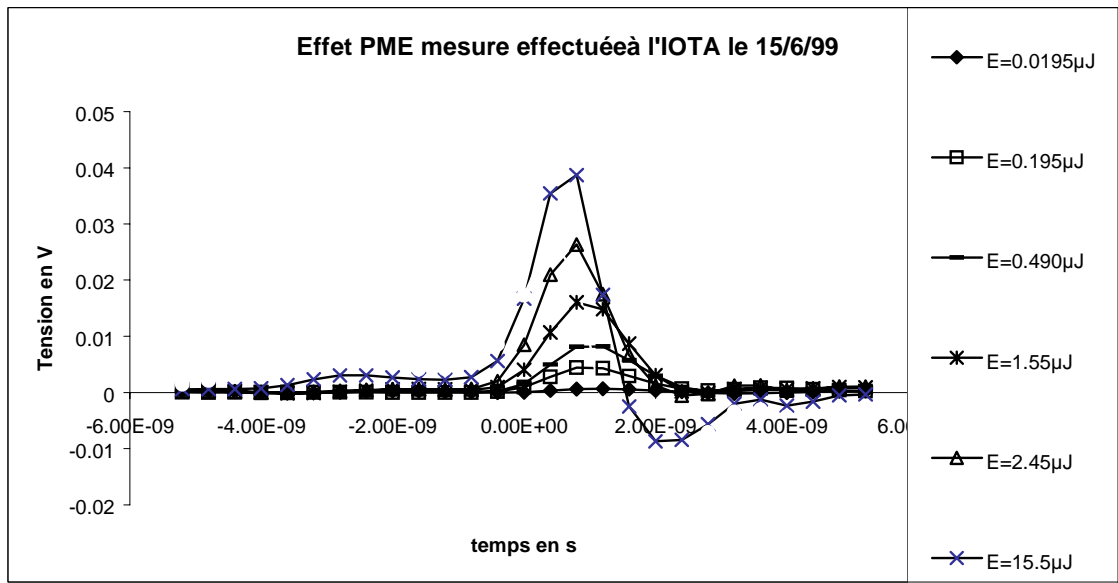


Figure 7.4: traces d'oscilloscope de la mesure de l'effet photo-magnéto-électrique pour différentes énergie de l'impulsion d'excitation

L'ensemble des courbes pour les différentes atténuations optiques est :

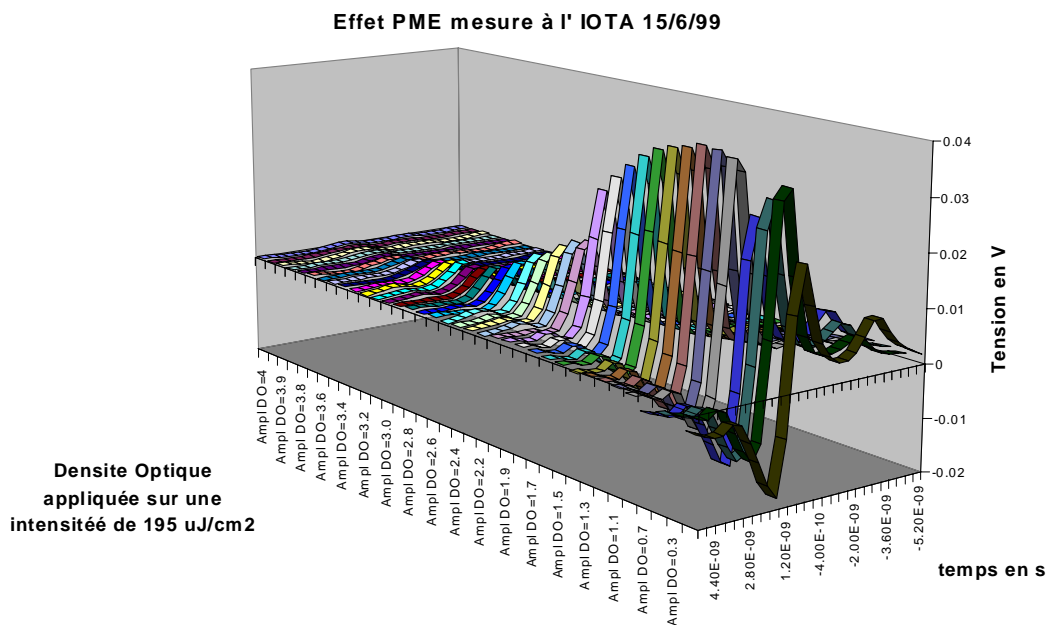


Figure 7.5: évolution des courbes en fonction de la densité optique

Ce type de mesure est très sensible aux pré impulsions, sur un laser kHz femtosecondes Titane :Saphir de 375µJ :

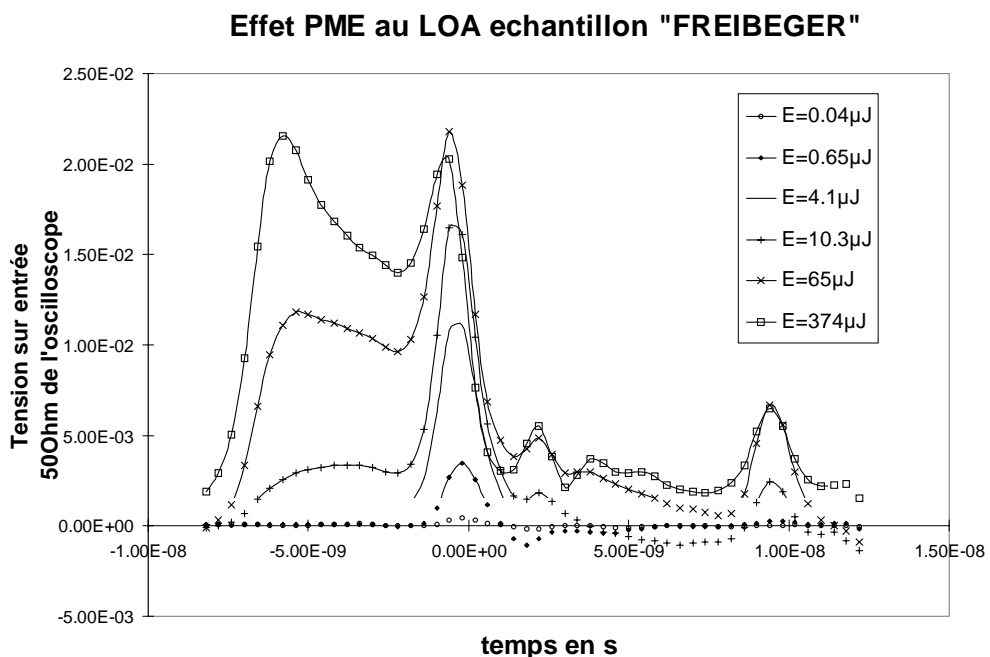


Figure 7.6: effet PME en présence d'une pré impulsion pour des énergies de l'impulsion de déclenche différentes

En traçant le maximum de la tension générée aux bornes de l'entrée 50Ω de l'oscilloscope en fonction de l'éclairement, on obtient l'évolution de la recombinaison de surface en fonction de l'éclairement sur le photoconducteur :

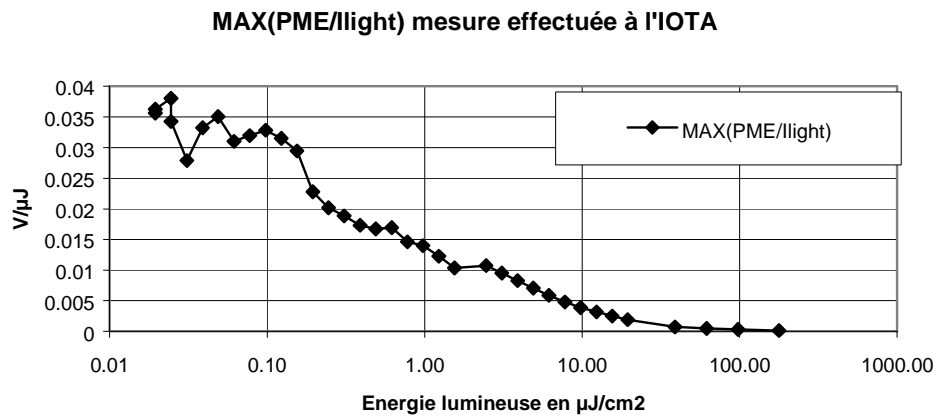


Figure 7.7: la donnée physique intéressante est le maximum de la tension sur l'énergie lumineuse en fonction de cette énergie.

7.C Mesure de la rampe haute tension du système de balayage

La mesure de la rampe haute tension générée par le système de balayage ne peut être effectuée en utilisant un oscilloscope rapide. En effet, la sonde haute-tension nécessaire dans ce type de mesure modifie trop les caractéristiques du circuit. La tension mesurée ne correspond plus alors à la rampe appliquée aux plaques de déflexion.

On utilise directement la caméra à balayage de fente. L'échantillonnage est directement assurée par l'impulsion lumineuse ultrabrève mesurée par la caméra. En balayant le délai entre cette impulsion et l'impulsion de déclenche du système de balayage, on obtient la mesure de la tension sur les plaques de déflexion par la position de la trace correspondant à l'impulsion sur l'écran de la caméra à balayage de fente.

La figure ci-dessous représente le montage expérimental :

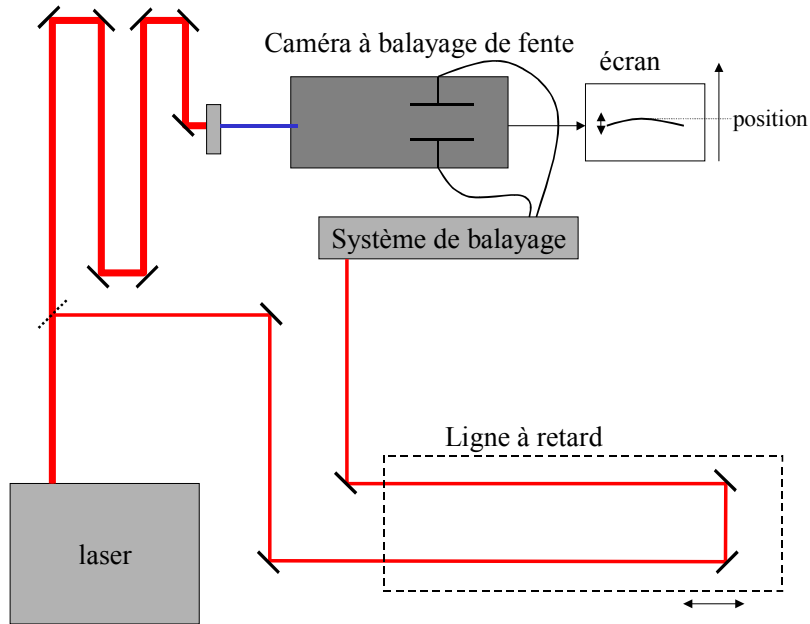


Figure 7.8: méthode de mesure de la rampe haute tension de balayage.

La position sur l'écran correspond à une tension appliquée sur les plaques de déflexion au moment où le paquet d'électrons créé par l'impulsion incidente sur la caméra passe entre ces plaques. En calibrant les positions sur l'écran initialement par des tensions continues, on déduit alors la tension avec la résolution de la caméra (soit picoseconde).

7.D Mesure de la gigue temporelle

La gigue temporelle est mesurée par sa contribution à l'élargissement de la réponse impulsionnelle. On envoie sur la caméra une impulsion de durée relativement courte ($<500\text{fs}$) et on mesure la réponse de la caméra à cette impulsion en accumulant sur un grand nombre d'impulsions. La trace obtenue sur l'écran de la caméra à balayage de fente est la superposition des réponses de chaque impulsion décalée par rapport aux autres de la gigue liée au balayage. Les différents termes contribuant à l'élargissement de l'impulsion se somment de façon quadratique, ce qui permet de déterminer l'importance liée à la gigue du système de balayage.

7.E Mesure de la gigue temporelle par pourcent de fluctuation

Pour obtenir une mesure plus précise de cette gigue, il faut que la mesure ne dépende pas de l'élargissement qui contient plusieurs contributions. La position de la trace ne dépend que de la rampe de balayage. On peut par conséquent mesurer directement la modification de la position en fonction de l'éclairement des photoconducteurs. Cette mesure permet de donner la gigue en fonction d'un pourcent de fluctuation de l'énergie de l'impulsion déclenchant le balayage. Il faut cependant faire attention que les autres termes affectant le balayage ne soient pas modifiés ou aient un effet négligeable. En particulier l'énergie contenue dans le piédestal d'ASE doit être suffisamment faible. On peut le vérifier en traçant la rampe et en vérifiant que

le départ de la rampe n'est pas dépendant de l'éclairement autrement dit qu'il n'y a pas de pré charge due au piédestal d'ASE.

Le montage expérimental et la technique de mesure sont décrits sur la figure suivante :

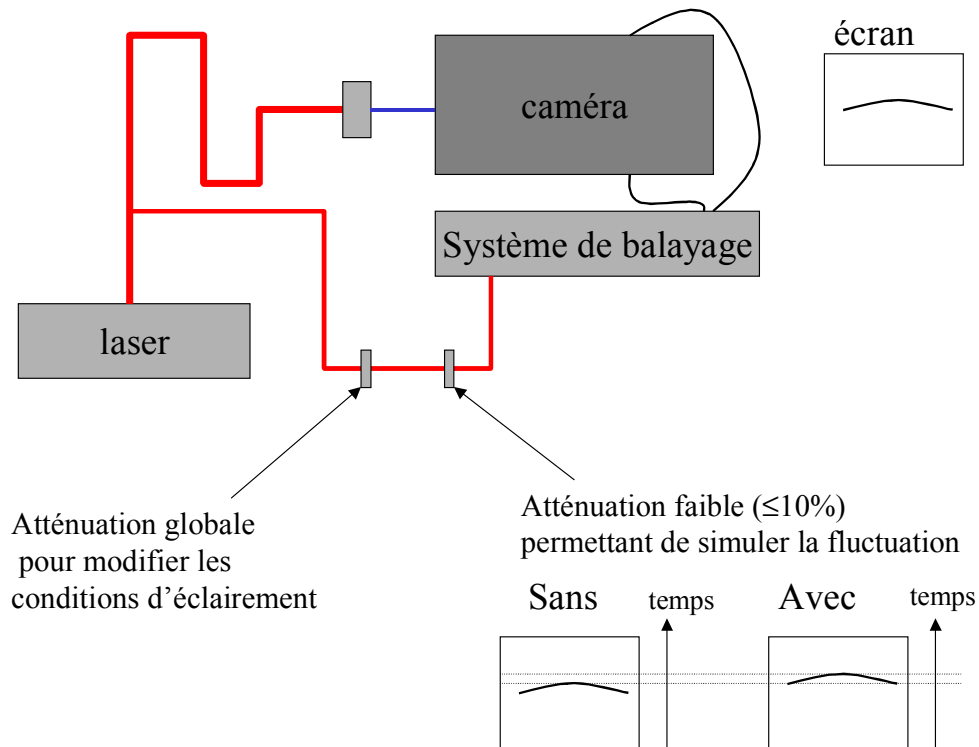


Figure 7.9 : méthode de mesure de la gigue temporelle par pourcent de fluctuation de l'énergie de l'impulsion de déclenche

Il faut faire attention de conserver le même trajet optique avec et sans l'atténuation faible. L'épaisseur de verre d'une densité optique classique n'est pas du tout négligeable dans cette mesure.

8. DETECTEURS ET MESURES ACCESSIBLES D'UNE ONDE OPTIQUE	247
8.A PHOTODÉTECTEURS À SEMICONDUCTEUR.....	247
8.A.1. <i>Photoconducteurs</i>	248
8.A.2. <i>Photodiodes</i>	252
8.A.2.a) Photodiode pn	255
8.A.2.b) Photodiode p-i-n	260
8.A.3. <i>Photoémission dans les semiconducteurs</i>	262
8.A.3.a) Absorption à un photon.....	263
8.A.3.b) Absorption à deux photons	271
8.A.3.c) Absorption à trois ou multi photons.....	289
8.B PHOTODÉTECTEURS À PHOTOCATHODE	289
8.C CONCLUSION.....	291

8. Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

Pour mesurer une onde optique, on utilise un système de détection dont le principe est de convertir le signal optique en une grandeur quantifiable et mesurable. L'avancement de l'électronique et du calcul informatique est telle qu'il faut nécessairement qu'au final le résultat de la mesure soit une grandeur électrique (tension, courant ou charge). On considérera par conséquent dans cette partie que le système de détection à pour but de convertir une grandeur optique en une grandeur électrique. De façon plus restrictive encore, seuls les dispositifs générant directement des électrons seront considérés car les autres processus restent marginaux dans la détection. Les deux principales techniques utilisées sont l'absorption par un semiconducteur et génération d'une paire électron-trou, la génération d'un électron sous vide par extraction d'un électron d'une photocathode par un photon. Cette partie revient sur la physique de la génération avec pour objectif de montrer les caractéristiques de ces détecteurs et leur limitation lors de leur utilisation avec des lasers ultrabrefs.

Comparer à la durée des impulsions femtosecondes, tous ces dispositifs sont intégrateurs.

Nous allons déterminer quelle grandeur physique y est intégrée et le type de réponse à une impulsion ultrabrève.

8.A Photodétecteurs à semiconducteur

Très largement utilisés notamment à cause de la maîtrise technologique des semiconducteurs, leur intégration et leur faible coût, les détecteurs à semiconducteur sont des détecteurs quantiques. La très riche littérature ([Rosencher],[Sze]) sur le sujet permet de s'intéresser directement à la physique de la détection et aux principaux types de photodétecteurs. Rappelons toutefois que le principe de base est de générer des porteurs à partir d'une transition optique entre un ensemble de niveaux quantiques (les uns non conducteurs, les autres conducteurs). Trois types de transitions sont utilisées : transition bande

à bande avec création de paires électron-trou (photoconducteurs, photovoltaïques), photoémission interne au-dessus d'une barrière de potentiel (détecteur Schottky), transition d'un niveau lié à un niveau libre (photoconducteurs extrinsèques, détecteurs à puits quantiques). Dans cette partie, seuls les photodétecteurs utilisant une transition de bande à bande seront décrits.

De plus, l'objet de la discussion étant d'extraire la physique spécifique de ces photodétecteurs pour des impulsions lasers ultrabrèves, on ne considérera que les problèmes relatifs au temps de réponse, à de fortes densités d'excitations et à des impulsions ayant une largeur spectrale large.

Le terme générique de photodétecteurs à semiconducteur recouvre une très large gamme de dispositifs dont l'architecture peut aller du photoconducteur à des matrices de type « Coupled Charge Device ». Chaque type d'architecture entraîne des propriétés variables qui nous n'étudierons pas ici. La particularité d'une étude de ces dispositifs aux temps ultrabrefs est que toutes les grandeurs caractéristiques sont alors du même ordre de grandeur. Nous n'étudierons que les dispositifs "rapides" c'est à dire les photoconducteurs et les photodiodes. La première partie sera consacrée aux photoconducteurs, la seconde aux dispositifs photovoltaïques et plus particulièrement aux photodiodes. Enfin une dernière partie sera consacrée aux processus d'absorption dans les deux types précédemment analysés.

8.A.1. Photoconducteurs

Le principe du photoconducteur a été très largement discuté dans le 3^{ème} chapitre de ce manuscrit, on ne s'intéressera ici qu'à la physique relative au temps ultracourts. Un photoconducteur se caractérise par une résistance variant en fonction de l'intensité lumineuse. Plus des paires électron-trou sont créées et plus la résistance du photoconducteur est faible. On considérera que le processus de création des paires est instantané.

Qu'elle est alors la réponse impulsionnelle du photoconducteur à une impulsion ultrabrève d'énergie E_{ph} ? Comment varie cette réponse en fonction de la durée de l'impulsion lumineuse ultrabrève et de son énergie?

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

Les photons incidents pénètrent le semiconducteur et sont absorbés instantanément en créant des paires électron-trou en densité $\Delta n = n - n_0$ et $\Delta p = p - p_0$ avec un taux de génération $G_{op}(\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1})$ donnée par : $G_{op}(z) = \alpha \Phi_0 e^{-\alpha z}$

où α est la longueur d'absorption du semiconducteur considérée dépendant de l'énergie du photon $h\nu$, et où Φ_0 est le flux de photon incident sur la surface par unité de surface. Deux sorts attendent les porteurs après leur création: soit ils se recombinent, soit ils sont balayés par le champ électrique appliqué au photoconducteur. Il est important de se souvenir que les processus de recombinaison sont liés à la densité de porteurs et par conséquent le taux de recombinaison peut varier en fonction du flux de photon incident. La conductivité ($\Delta\sigma$) du photoconducteur varie en fonction de la densité des porteurs libres :

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_{dark} + q(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p)$$

où $\Delta\sigma_{dark}$ est la conductivité dans le noir,

q est la charge de l'électron $1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}$,

$\mu_{n,p}$ sont les mobilités des électrons (n) et des trous (p),

Δn la densité d'électrons photoexcités,

Δp la densité de trous photoexcités.

L'impulsion lumineuse est si brève que l'on peut négliger les processus de recombinaison pendant la création des porteurs. Tout se passe donc comme si on avait instantanément une génération de porteurs participant à la conduction qui se recombinent et disparaissent au fur et à mesure. La densité de porteurs peut-être approximée par :

$$\Delta n = \Delta p = \Delta n_{initial} (e^{-t/\tau}) \text{ où } \tau \text{ est le temps de recombinaison.}$$

Le temps de recombinaison dépendant de la densité de porteur Δn , la relation ci-dessus cache en fait une dépendance de τ en fonction de $\Delta n_{initial}$ et du temps.

La conductivité du photoconducteur peut donc s'exprimer sous la forme:

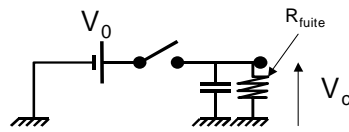
$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_{dark} + a \Delta n_{initial} \exp(-t/\tau(\Delta n_{initial}, t))$$

où a est une constante dépendant du matériau.

Dans cette partie, on considérera les deux montage de la figure 8.1 pour estimer la réponse impulsionnelle d'un photoconducteur et les caractéristiques des réponses en fonction de l'énergie de l'impulsion incidente et de sa durée.

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

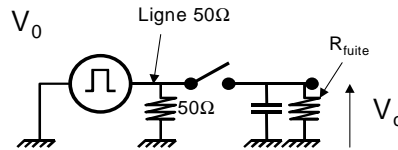
Montage A



La tension appliquée V_0 est constante. La résistance de fuite est beaucoup plus faible que la résistance d'obscurité du photoconducteur. Par conséquent la capacité ne se précharge pas avant la fermeture du photoconducteur.

Le signal est la mesure de la tension V_c au bout d'un temps t_{mes} de l'ordre de la nanoseconde.

Montage B



La tension appliquée V_0 est une impulsion carrée de durée subnanoseconde. Ce temps correspond au temps de recombinaison dans les photoconducteurs en Arseniure de Gallium semi-isolant. La résistance de fuite est beaucoup plus faible que la résistance d'obscurité du photoconducteur. Par conséquent la capacité ne se précharge pas avant la fermeture du photoconducteur.

Le signal est la mesure de la tension V_c au bout d'un temps t_{mes} de l'ordre de la nanoseconde.

Figure 8.1 : montages de détection avec photoconducteurs.

Si l'on considère le montage A de la figure 8.1, la réponse impulsionnelle du système est directement déterminée par le taux de recombinaison des porteurs. En effet la tension aux bornes de la capacité V_c s'exprime alors par une exponentielle décroissante du type :

$$\frac{dV_c(t)}{dt} = \frac{\sigma(t)}{C} (V_0 - V_c) \text{ où } \sigma(t) \text{ est la conductivité du photoconducteur.}$$

La solution générale pour $V_c(t)$ en supposant que le signal $V_c(t)$ est nul pour $t \leq 0$ (avant l'impulsion lumineuse), est alors pour $t \geq 0$:

$$V_c(t) = V_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\int_0^t \sigma(u) du}{C}\right) \right].$$

Si on suppose de plus que la conductivité du photoconducteur s'exprime par :

$$\sigma(t) = \sigma_{dark} + \Sigma e^{-\frac{t}{\tau}},$$

où Σ est directement proportionnel au nombre de photons incident d'énergie supérieure à l'énergie du Gap.

Et si l'on suppose que le temps de recombinaison τ est constant dans le temps, alors on peut exprimer $V_c(t)$ par:

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

$$V_c(t) = V_0 \left[1 - \exp\left(\frac{\sigma_{dark} t - \Sigma \tau (\exp(-t/\tau) - 1)}{C}\right) \right].$$

On peut alors déterminer l'influence de l'énergie incidente sur la réponse du système du montage A:

$$\frac{\partial V_c(t)}{\partial \Sigma} = \text{Constante} \cdot [1 - \exp(-t/\tau)] \geq 0,$$

où le terme "Constante" est une constante positive quelque soit α et t .

Donc le signe de la variation de V_c en fonction de l'énergie lumineuse est constant. La réponse est monotone. Ce type de dispositif permet de mesurer l'énergie en fonction de la tension mesurée au bornes de la capacité.

Malheureusement dans le cas où le taux de recombinaison τ varie à la fois en fonction du nombre de photons incidents (dépendance en Σ) et du temps t , la réponse se complique encore d'avantage et il n'est pas simple de retrouver l'énergie incidente en fonction de la tension.

Le montage B de la figure 8.1 a pour but de n'appliquer de la tension que pendant un durée équivalente au temps mis pour mesurer. Ce type de montage n'a aucun intérêt pour les photoconducteurs rapides puisque le temps de l'impulsion est bien supérieure au temps de recombinaison. En revanche dans le cas d'un photoconducteur lent où le temps de recombinaison est de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, il est possible de synchroniser la détection avec la fin de l'impulsion électrique à la nanoseconde et donc de mesurer une tension $V_c(t)$ telle que : $V_c(t) = V_0 [1 - \exp(-t\sigma(t)/C)]$ pour $t \geq 0$, et $V_c(t) = 0$ pour $t < 0$. La modification du montage permet de considérer que pendant la tension, la conductivité du photoconducteur est constante. Dans ce cas on peut estimer que $\sigma(t) = \sigma_{dark} + \Sigma \approx \Sigma$ car $\sigma_{dark} \ll \Sigma$. Alors on retrouve $V_c(t = ns) \approx V_0 [1 - \exp(-t\Sigma/C)]$ que l'on peut facilement inverser pour obtenir : $\Sigma \approx -\left(\frac{C}{t}\right) \log(V_0 - V_c)$. Dans ce cas on mesure directement la conductivité du photoconducteur illuminé par l'impulsion lumineuse.

Quelle grandeur physique de l'onde optique est alors caractérisée ? Nous reviendrons en détail sur les processus d'absorption dans une partie consacrée à cet aspect mais on peut déjà dégager des éléments de réponse. La création des porteurs, les paires électron-trou, se fait

par l'absorption d'un photon, le transfert d'énergie du photon au porteur se fait instantanément. Et la probabilité de transfert dépend des caractéristiques du matériau semiconducteur et de l'énergie des photons incidents $h\nu$. Rappelons que la quantité de mouvement transférée du photon aux porteurs est négligeable.

Si l'énergie des photons incidents est supérieure à l'énergie de la bande interdite dite « énergie de Gap », alors un photon (c'est à dire un quantum d'énergie optique) créera une paire électron-trou avec une probabilité η appelé « efficacité quantique ». Donc l'énergie lumineuse incidente est convertie directement en porteurs. Le signal Σ obtenu ci-dessus est donc proportionnel à l'énergie des photons incidents c'est à dire $|E(t)|^2$, de plus comme nous l'avons vu les montages présentés sont intégrateurs donc le signal obtenu est proportionnel à

l'énergie de l'impulsion lumineuse ultrabrève c'est à dire à $\int_{-\infty}^{+\infty} |E(t)|^2 dt$.

Les autres cas où l'énergie d'un photon est inférieure à l'énergie de la bande interdite seront détaillés dans la partie « photoémission dans les semiconducteurs ».

Pour résumer cette partie, pour les impulsions ultrabrèves, l'utilisation de photoconducteurs rapides n'a pas d'intérêt et complique la compréhension de la physique de l'absorption des photons et de la recombinaison des porteurs. Donc il est préférable d'utiliser des photoconducteurs à long temps de vie. Le signal mesuré est proportionnel à la photoémission de porteurs libres et dans le cas de photons plus énergétiques que l'énergie du Gap, la grandeur mesurée est l'énergie de l'impulsion lumineuse ultrabrève.

8.A.2. Photodiodes

Nous ne nous intéresserons ici qu'à deux types de photodiodes qui constitue une très grande partie des photodiodes utilisées: les photodiodes pin et les photodiodes pn. On ne considérera dans cette partie que des homojonctions c'est à dire des photodiodes constituées d'un seul matériau avec divers dopages. Les deux figures suivantes représentent les structures de telles photodiodes .

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

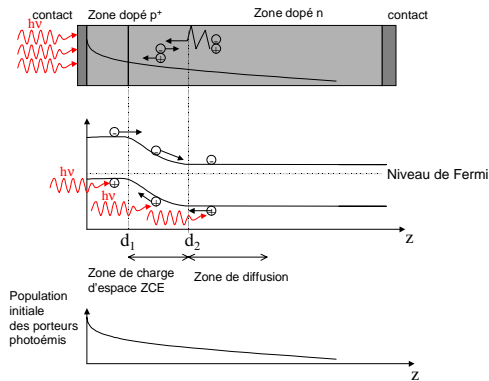


Figure 8.2 : structure et diagramme de bandes d'une photodiode pn

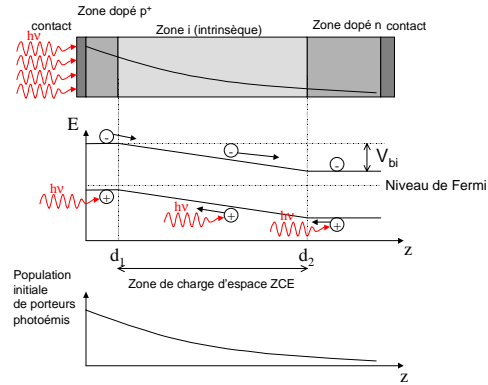


Figure 8.3 : structure et diagramme de bandes d'une photodiode pin

Tout comme dans le photoconducteur, les photons incidents vont créer des paires électron-trou. Ce type de conducteur est donc également sensible à l'intensité lumineuse $|E(t)|^2$. Mais revenons sur la grandeur électrique générée et sur l'influence de la durée et de l'énergie de l'impulsion ultrabrève.

La brièveté de l'impulsion ultrabrève optique est telle que l'on considère qu'il est généré instantanément une distribution de porteurs dans le matériau. Cette distribution est exponentielle :

$$\Delta n = P_{opt} (1 - R) \eta e^{-\alpha z},$$

où P_{opt} est le nombre de photons incidents, R est le coefficient de réflexion à la surface de la photodiode, η est le rendement quantique, α l'inverse de la longueur d'absorption.

Les paires ainsi photocréées sont « balayées » par le champ interne dû à la jonction notée V_{bi} dans la zone de charge d'espace (ZCE). Ce mouvement de charges génère un photocourant qui est détecté par la suite. On peut augmenter le champ interne par un champ de polarisation externe V appliquée à la photodiode, dans ce cas les champs s'ajoutent.

Dans les cas des impulsions ultrabrèves, l'excitation liée à l'absorption de l'impulsion est très importante. Rappelons que les niveaux de dopage sont aux environs de 10^{17} , 10^{18} cm^{-3} . Une impulsion de 1 nJ sur une photodiode de surface 10^{-4} cm^2 ($0.1 \text{ mm} \times 0.1 \text{ mm}$) avec une longueur d'absorption de l'ordre de $\alpha^{-1} = 1 \mu\text{m}$, un rendement quantique de 0.5 et une réflexion d'entrée de 0.2, l'impulsion photocréée, dans le matériau, une densité de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} . Ce niveau

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

d'excitation 10^{17} paires génèrent aux bornes d'une capacité de 10pF, une tension de l'ordre du gigavolt ! Or le champ interne V_{bi} est de l'ordre du volt. La génération étant instantanée, il se crée au niveau de la zone de charge d'espace une compensation du mouvement des charges pour compenser l'augmentation du champ. Le photocourant généré n'est donc plus du tout celui espéré au départ.

Qu'elle peut être l'incidence sur la mesure ?

Deux modes de fonctionnement sont utilisés en détection : le mode en photocourant et le mode en photovoltage. La figure de la page suivante illustre ces deux montages. En mode photovoltage, on mesure la tension créée par le photocourant au bornes d'une résistance de haute impédance. Dans le mode photocourant, on mesure directement le photocourant généré. Dans ce mode, on peut utiliser un champ de polarisation externe pour augmenter la vitesse des charges balayées et donc augmenter le courant généré. en revanche dans le mode en photovoltage, on ne peut pas utiliser de champ de polarisation.

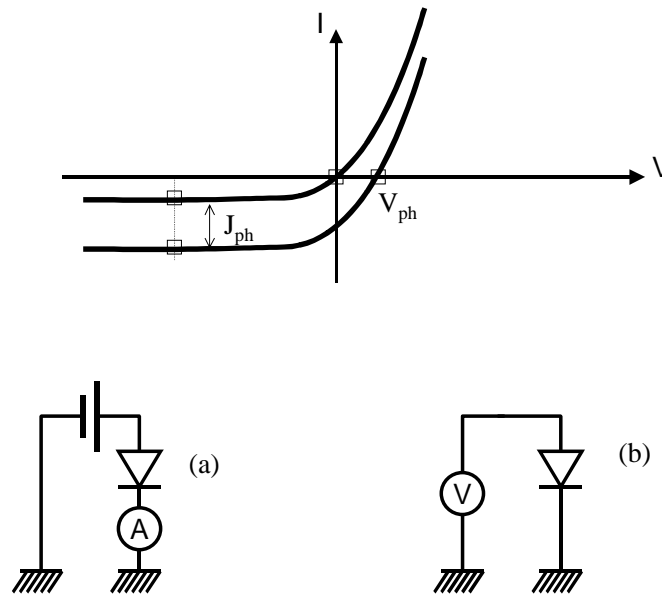


Figure 8.4 : Deux modes de fonctionnement d'une photodiode : mode en photocourant (a) et mode en photovoltage (b)

Nous allons à présent étudier les réponses des deux types de photodiodes pour les deux modes de fonctionnement dans le cas des impulsions ultrabrèves.

8.A.2.a) Photodiode pn

Nous allons considérer ici les cas d'une photodiode à homojonction abrupte p⁺/n utilisable à 800nm. Les matériaux ayant une énergie de bande interdite inférieure à l'énergie d'un photon à 800nm ont une énergie de bande interdite E_g exprimée en électron-volt (eV)

telle que $E_g \leq \frac{1.24}{\lambda} = 1.55 eV$ où λ est la longueur d'onde exprimée en microns. Parmi les

matériaux possibles, le Silicium (Si) est le plus couramment utilisé et nous considérerons aussi le cas de l'Arséniure de Gallium (GaAs).

Le tableau ci-dessous résume les temps de recombinaison, les mobilités les constantes diélectriques et les énergies de bande interdite :

Matériau	τ (s)	μ_n (cm ² /Vs)	μ_p (cm ² /Vs)	E_g (eV)	ϵ	Concentration intrinsèque de porteurs (cm ⁻³)
Si	10 ⁻⁴	1350	480	1.12	11.8	1.45 10 ¹⁰
GaAs	10 ⁻⁶	8500	400	1.42	13.2	1.79 10 ⁶

Tableau 8.1 : temps de recombinaison τ , les mobilités μ , les constantes diélectriques ϵ et les énergies de bande interdite E_g .

Déterminons les caractéristiques de la photodiode obtenue pour une dopage de 10¹⁷cm⁻³.

La largeur de la zone de charge d'espace (ZCE) est donnée par la relation :

$$W = L_D \sqrt{2(\beta V_{bi} - 2)}$$

où L_D est la longueur de Debye, $\beta = q/kT$, V_{bi} est la tension équivalente de la jonction.

La longueur de Debye est une caractéristique du matériau semiconducteur :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_s kT}{q^2 N_B}}$$

où N_B est la concentration de donneurs ou d'accepteurs du matériau, ϵ_s est la constante diélectrique = $\epsilon_0 \epsilon_r$ (F/cm).

Rappelons que la tension équivalente de jonction est telle que : $qV_{bi} = E_g - (qV_n + qV_p)$ on obtient

$$\text{alors } V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_{no}}{n_{po}}\right),$$

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

où n_{no} est la concentration initiale de donneurs dans la région dopée n et n_{po} est la concentration de donneurs dans la région dopée p. La région dopée p est dopée au maximum d'où $n_{po} = n_i^2 / N_v$.

Or $N_v = 1.04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pour le Si et $N_v = 7.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour GaAs.

Donc on obtient pour le Silicium :

$$V_{bi} \approx 25.9(mV) \ln\left(\frac{N_B}{20}\right) \text{ soit } V_{bi} \approx 0.93V \text{ pour } N_B = 10^{17} \text{ cm}^{-3}.$$

Pour le GaAs :

$$V_{bi} \approx 25.9(mV) \ln\left(\frac{N_B}{4.6 \cdot 10^{-9}}\right) \text{ soit } V_{bi} \approx 1.39V \text{ pour } N_B = 10^{17} \text{ cm}^{-3}.$$

La longueur de Debye pour $N_B = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ est :

$L_D \approx 13\text{nm}$ pour Si, $L_D \approx 14\text{nm}$ pour GaAs.

On en déduit alors l'ordre de grandeur de la largeur de la zone de charge d'espace W environ $8L_D$ pour Si ($W \approx 100\text{nm}$) et $10L_D$ pour GaAs ($W \approx 140\text{nm}$).

La capacité de la zone de charge d'espace est par unité de surface : $C = \frac{\epsilon_s}{W}$.

D'où pour un dopage $N_B \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $C = 100 \text{ nF/cm}^2$ pour Si et $C = 83 \text{ nF/cm}^2$ pour GaAs.

On obtient finalement pour une photodiode de 0.01mm^2 :

$C = 10\text{pF}$ pour Si et $C = 8.3\text{pF}$ pour GaAs.

Les photodiodes pn ont donc une capacité intrinsèque grande due à la largeur faible de la zone de charge d'espace. Le champ associé à V_{bi} sur la zone de charge d'espace est : $E = V_{bi}/W \approx 0.1\text{MV/cm}$.

Les porteurs qui vont être balayés par le potentiel de la jonction sont ceux créés dans la zone de charge d'espace et ceux qui vont être diffusés du voisinage de la zone de charge d'espace dans cette zone. La diffusion permet donc d'augmenter le nombre de porteurs contribuant au photocourant. La longueur de diffusion est définie par la constante de diffusion elle-même définie par la relation d'Einstein liant la mobilité à la diffusion :

$$D = \frac{\mu kT}{q} \text{ (relation d'Einstein), } L = \sqrt{D\tau} \text{ où } \tau \text{ est la durée de vie des porteurs.}$$

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

On obtient alors pour la zone n de la photodiode pn :

Matériau	D_n	L_n
Si	$35 \text{ cm}^2/\text{s}$	$590 \mu\text{m}$
GaAs	$220 \text{ cm}^2/\text{s}$	$15 \mu\text{m}$

La dimension de cette zone est donc bien plus importante que la largeur de la zone de charge d'espace, et donc la plupart des porteurs participant au photocourant proviennent de cette zone.

Quelle est la longueur d'absorption à 800nm pour ces matériaux ?

Nous reviendrons sur les processus d'absorption dans la partie suivante. A 800nm, c'est à dire à 1.55eV, les coefficients d'absorption donnés dans la littérature sont :

Si : $\alpha = 1.26 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$

GaAs : $\alpha = 1.8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$.

On considère les structures de photodiode pn décrites sur la Figure ci-dessous. La zone p+ est considéré comme étant suffisamment fine pour ne pas absorber ($W_{p+} \ll 1/\alpha$ par exemple 500 \AA) .

La densité de porteurs photocréés par l'impulsion s'exprime par :

$\Delta N = \alpha \Phi_0 e^{-\alpha z}$ en cm^{-3} , où Φ_0 est le nombre de photons par cm^2 . Si on envoie 1nJ sur 0.01 mm^2 , $\Phi_0 = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. On obtient alors :

matériau	$\Delta N(z=0) \text{ cm}^{-3}$	$\Delta N(z=1/\alpha) \text{ cm}^{-3}$	$\Delta N(z=10/\alpha) \text{ cm}^{-3}$	$\Delta N(z=30/\alpha) \text{ cm}^{-3}$
Si	$5 \cdot 10^{17}$	$1.8 \cdot 10^{17}$	$2.3 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^4$
GaAs	$7.2 \cdot 10^{18}$	$2.6 \cdot 10^{18}$	$3.3 \cdot 10^{14}$	$6.7 \cdot 10^5$

Toute l'absorption se fait dans la zone de charge d'espace et dans la zone de diffusion de la zone n.

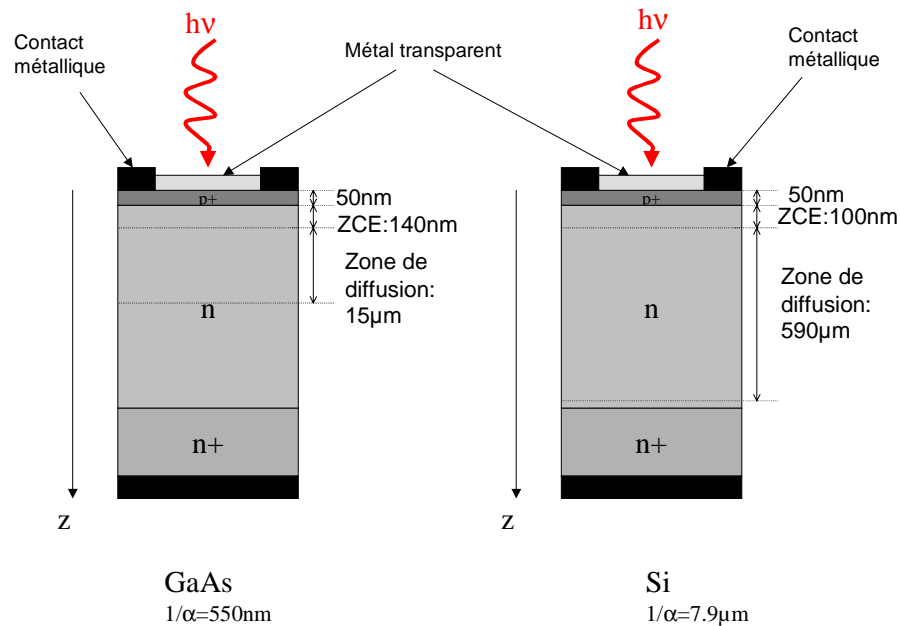


Figure 8.5 : structures des photodiodes

L'efficacité quantique est donc importante et essentiellement due à la diffusion. Seule les réflexions aux interfaces diminuent le flux de photons. On supposera dans notre cas que la transmission est parfaite d'où une efficacité quantique de 1.

La diffusion est-elle efficace lors d'éclairement avec des impulsions ultrabrèves et le champ interne de la jonction est-il suffisant pour balayer autant de porteurs ?

Si tous les porteurs sont balayés instantanément, alors il se forme une tension aux bornes de la capacité due à la zone de charge d'espace : $V=Q/C \approx 64V$ pour Si et $77V$ pour GaAs. Cette tension est très supérieure à la tension équivalente de la jonction V_{bi} de l'ordre du volt. Le champ équivalent est alors $E=V/W \approx 6MV/cm$ c'est à dire supérieure à la tension de claquage dans le matériau ($0.3MV/cm$ pour Si, $0.4MV/cm$ pour GaAs).

Ces ordres de grandeurs montrent que la génération de photocourant pour de tel niveau d'excitation ne se fait pas simplement. Les porteurs créés ne vont plus être balayés par la zone de charge d'espace et vont donc être diffusés dans tout le matériau et se recombiner au fur et à mesure. D'ailleurs les densités de porteurs obtenus dépassent pour GaAs la densité effective d'état de la bande de conduction. Le photocourant généré ne sera plus proportionnel à

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

l'excitation et va même probablement être nul au delà d'une certaine excitation. La réponse de la photodiode n'est plus monotone dans ce cas. Pour être sûr d'un fonctionnement monotone de la photodiode, il faut que la tension créée au niveau de la zone de charge d'espace reste très inférieure à la tension équivalente de la jonction, c'est à dire une tension inférieure ou de l'ordre de 100mV qui correspond à un flux de photons $\Phi_0 = \frac{CV}{\alpha q \eta}$ d'où $\Phi_0 \approx 15 \text{pJ}/0.01 \text{mm}^2$.

Dans le cas où l'on respecte un niveau d'excitation suffisamment faible pour ne pas « écraser » le potentiel, la réponse d'une telle photodiode dans un mode photovoltage est :

$$V_{ph} = \frac{kT}{q} \ln\left(1 + \frac{J_{ph}}{J_{sat}}\right) \text{ où } J_{ph} \text{ est le photocourant et } J_{sat} \text{ est le courant d'obscurité de la diode}$$

(courant limite de diffusion de trous pour une diode p+/n). Dans nos deux exemples de photodiodes, on a :

$$J_{sat} = \frac{qn_i^2 D_n}{N_A L_n} + \frac{qn_i^2 D_p}{N_D L_p}$$

$J_{sat} = 0.7 \cdot 10^{-18} \text{ A/cm}^2$ pour GaAs et $J_{sat} = 0.2 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ pour Si.

Le photocourant est donné par la somme du photocourant de génération pour les paires créées dans la zone de charge d'espace et du courant de diffusion :

$$J_{ph} = q\Phi_0 \left(1 - \frac{e^{-\alpha W}}{1 + \alpha L_p}\right) + qp_{n0} \frac{D_p}{L_p} \text{ où on peut habituellement négliger le terme avec } p_{n0}.$$

On obtient finalement :

$V_{ph} = 0.0259 \cdot \ln(1 + B\Phi_0)$ où Φ_0 est le flux de photon par cm^2 et par seconde et B est une constante (cm^2s) dépendante de la photodiode :

$B = 0.22 \text{ cm}^2\text{s}$ pour la photodiode en GaAs, $B = 0.8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2\text{s}$ pour Si.

Dans le mode en photocourant, on détecte directement le courant sortant de la diode qui est la somme du photocourant J_{ph} et du courant d'obscurité de la diode J_{sat} :

$$J = J_{sat} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right) - J_{ph} \text{ où les expressions de } J_{ph} \text{ et } J_{sat} \text{ sont celles données ci-dessus.}$$

Dans la plupart des cas, les grandeurs utilisées précédemment ne sont pas données. En général, les fabricants de photodiodes fournissent : le courant d'obscurité : I_{sat} (A), la capacité C (F), la réponse de la photodiode \mathcal{R} (A/W), la surface de détection active S (cm²), les temps de réponse (montée et descente) en t_r et t_f (s), la bande spectrale et le pic de détection en nm, la puissance équivalente de bruit NEP (W/ $\sqrt{\text{Hz}}$).

Il faut alors recouper avec des grandeurs fournies dans la littérature. En faisant une analyse du composant on peut retrouver l'ensemble de grandeurs recherchées comme le montre l'exemple de la photodiode à deux photons de l'annexe 5 « Détection à deux photons ».

En conclusion de cette brève étude sur les photodiodes pn, il faut se souvenir de la possibilité avec des impulsions ultrabrèves de totalement saturer l'excitation de la photodiode et d'obtenir alors une réponse non monotone. Plus particulièrement, plus la photodiode de type pn est faite pour être rapide et plus on va limiter sa surface ce qui va augmenter la concentration des porteurs.

8.A.2.b) Photodiode p-i-n

L'architecture de type pin est très utilisée dans les photodiodes car elle permet d'augmenter à volonté l'épaisseur de la zone de charge d'espace. En effet, la structure d'une telle photodiode montrée sur la figure 8.3 présente une zone séparant les régions dopées p et n dite « intrinsèque » c'est à dire non dopée. Cette zone ne fixe pas le niveau de Fermi à une certaine valeur et constitue par conséquent la zone de charge d'espace qui effectue la transition entre les deux niveaux de Fermi des zones dopées.

Ceci permet en particulier de faire des photodiodes plus rapides que celle de type pn pour plusieurs raisons :

- la capacité de la jonction peut-être réduite à volonté en augmentant l'épaisseur,
- l'essentiel de l'absorption se produit dans la zone de charge d'espace, on évite ainsi de recourir au processus de diffusion plus lent.

Rappelons que la réponse temporelle d'une photodiode dépend essentiellement de trois constantes de temps :

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

- constante de temps due au courant de diffusion (durée de vie des porteurs),
- constante de temps capacitive (capacité de la zone de charge d'espace),
- constante de temps due au transport des porteurs dans la zone de charge d'espace.

Les photodiodes de type p-i-n permettent en ajustant l'épaisseur de la zone de charge d'espace de limiter les deux premiers effets et en général, le troisième effet n'apparaît qu'aux fréquences très élevées (>10GHz).

Dans notre cas, on ne s'intéresse pas à des dispositifs rapides et donc on ne discutera ici que les changements par rapport au raisonnement effectué précédemment sur la photodiode pn.

La principale différence est une capacité liée à la zone de charge d'espace plus faible. Or plus la capacité est faible, plus à une nombre de porteurs fixes, la tension aux bornes de cette capacité sera importante. Donc l'effet de saturation vu pour la photodiode pn se produit ici à des flux de photons plus faibles.

Une autre différence est le fait que toute l'absorption se produise dans la zone de charge d'espace. Le photocourant est donc uniquement le fruit du courant de génération dans la zone de charge d'espace d'où $J_{ph} = -q\Phi_0(1 - e^{-\alpha W}) \approx -q\Phi_0$. Le résultat sur la mesure est cependant le même.

En conclusion, plus la photodiode a été prévue pour être rapide plus il faut être méfiant lors de son utilisation avec des impulsions lumineuse ultrabrèves et s'assurer de rester en dessous des seuils de saturations.

8.A.3. Photoémission dans les semiconducteurs

Comme présentés dans la partie précédente, les montages de détection utilisant des photodétecteurs à semiconducteur, que ce soient des photoconducteurs ou des photodiodes permettent de retrouver à travers le courant ou la tension mesuré(e) le nombre de porteurs photogénérés. Dans la partie précédente, nous avons même supposé que ces porteurs étaient des paires électron-trou. Cette partie détaille le processus de photoémission dans les matériaux semiconducteurs et définira des concepts de transition indirecte, absorption intrinsèque, absorption extrinsèque, absorption à deux photons, à trois photons...

L'absorption des photons dans un matériau semiconducteur est de nature quantique. Un ou plusieurs photons (quanta de lumière) sont absorbés et leur énergie est transférée à un électron de la bande de valence. Les vecteurs d'onde (traduisant la quantité de mouvement) sont également transférés comme dans toute absorption. Dans tous les cas, il y a conservation des vecteurs d'onde (ou moments). En revanche les ordres de grandeurs entre les vecteurs d'onde des électrons de la zone de Brillouin de vecteur d'onde $2\pi/a \approx 10^8 \text{ cm}^{-1}$ et les vecteurs d'onde des photons $2\pi/\lambda \approx 10^6 \text{ cm}^{-1}$ sont suffisamment différents pour négliger le vecteur d'onde de la lumière. Les transitions optiques dans la structure de bande se font donc à « k constant », on dit qu'elles sont verticales car un électron de la bande de conduction acquiert l'énergie du photon sans modifier son vecteur d'onde d'où une translation verticale dans le diagramme de structure de bande.

On distingue trois types de transitions optiques intrinsèques :

- transitions optiques directes permises entre extrema, dites transitions directes (verticales) où l'absorption s'exprime par $\alpha \propto (h\nu - E_g)^\gamma$ et où $\gamma=1/2$,
- transitions optiques directes interdites entre un minimum local de la bande de conduction et la bande de valence en transition verticale, l'absorption s'exprime alors par $\alpha \propto (h\nu - E_g)^\gamma$ et où $\gamma=3/2$,
- transitions optiques indirectes avec création d'un phonon (ces transitions ne sont pas verticales), l'absorption est alors du type $\alpha \propto (h\nu - E_g)^\gamma$ et où $\gamma=2$.

Le caractère intrinsèque signifie que l'absorption repose sur les propriétés propres du matériau et non sur des défauts ou des impuretés dans le cristal qui correspondent alors à des propriétés extrinsèques. Il existe ainsi des processus d'absorption extrinsèques où un électron ou un trou

est d'abord excité sur un niveau d'énergie intermédiaire dans la bande interdite correspondant à un défaut ou à des impuretés dans le cristal. Les techniques de croissance et d'épitaxie des semiconducteurs bien que très développées ne peuvent empêcher la présence de telles défauts. D'ailleurs le principe du dopage est d'introduire des impuretés, des ions qui vont accepter ou donner facilement des électrons. Même dans le cas de l'absorption extrinsèque, il s'agit d'un mécanisme quantique c'est à dire qu'au moins un photon doit être absorbé dans l'excitation. Plusieurs photons peuvent également être absorbés et on parle alors d'absorption multiphotons.

Dans cette partie, on reviendra sur l'absorption à un photon puis à deux photons. Nous verrons que la probabilité d'absorber un photon est proportionnelle à la densité temporelle d'énergie lumineuse soit $|E(t)|^2$. Pour deux photons, la probabilité est proportionnel au carré de la densité temporelle d'énergie lumineuse $|E(t)|^4$. Les processus d'absorption multiphotons n'apparaissent que quand ils sont solutions de la transition et sont d'autant plus faibles qu'ils mettent en jeu plus de photons, il faut en effet que les photons absorbés arrivent ensembles et soit absorbés ensembles.

Nous allons à présent détailler les matériaux et les processus d'absorption dans les cas d'absorption à un, deux photons et de voir l'incidence de l'absorption extrinsèque sur la réponse du détecteur. On supposera que l'impulsion lumineuse est toujours autour de 800nm et à un spectre relativement large autour. On étudiera également les conséquences d'une telle largeur spectrale sur l'absorption.

Dans tous les cas, on considère que l'absorption recherchée est l'absorption intrinsèque et que l'absorption extrinsèque bruite les mesures. On cherchera à déterminer ce niveau de bruit.

8.A.3.a) Absorption à un photon

C'est le processus d'absorption habituel. Un photon incident est absorbé et créé une paire électron-trou. Deux matériaux très répandus dont nous avons déjà parlé dans les deux sections précédentes, le Silicium et l'Arséniure de Gallium, peuvent être utilisés à 800nm car leur énergie de bande interdite E_g est inférieure à l'énergie d'un photon à 800nm, c'est à dire 1.55eV.

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

Dans le cas du Silicium, la transition optique mise en jeu est indirecte, il se crée un phonon lors de la photocréation de la paire électron-trou. L'efficacité quantique de la plupart des photodiodes silicium est très bonne et principalement limitée par la réflexion. De même pour les photodiodes en GaAs, l'efficacité quantique est bonne. En revanche, la transition est directe dans ce cas.

De plus l'énergie d'un photon étant suffisante pour directement assurer la transition, il ne peut y avoir de processus extrinsèques par un niveau intermédiaire qui correspondrait à l'énergie d'une fraction de photon !

Revenons cependant sur la physique mise en jeu dans l'absorption à un photon. L'évolution d'un électron dans un système se traduit par la résolution de l'équation de Schrödinger du système : $i\hbar \frac{d|\psi(r,t)\rangle}{dt} = \mathbf{H}(t)|\psi(r,t)\rangle$ où ψ est la fonction d'onde de l'électron et H l'Hamiltonien du système. Dans le cas de l'interaction entre un photon et un électron, l'Hamiltonien du système est modifié par le potentiel dû au photon. Avant de considérer le cas des semiconducteurs complexes car composés d'interactions multiples entre les atomes du semiconducteur, considérons un système à deux niveaux. On rappelle que deux méthodes de résolution sont utilisées : la méthode perturbative et la méthode de la matrice densité.

Commençons par la méthode perturbative qui ne permet pas d'introduire la mécanique statistique (en particulier l'agitation thermique). On considère que l'Hamiltonien du système à deux niveaux est faiblement perturbé par le potentiel du photon : $H = H_0 + W(t)$ où

$H_0 = \frac{p^2}{2m_e} + V(r)$ est la partie constante et $W(t)$ la partie dépendante du temps de

l'Hamiltonien, $W(t) = \alpha U(t)$ où $\alpha \ll 1$ et $U(t) \approx H_0$. On décompose ψ sur la base des solutions de l'état stationnaire ($W(t)=0$) : $|\psi(t)\rangle = \sum_n c_n(t) |\psi_n\rangle$ avec $H_0 |\psi_n\rangle = E_n |\psi_n\rangle$. En

simplifiant l'équation de Schrödinger dans cette base, on obtient :

$$i\hbar \frac{d}{dt} c_n(t) = E_n c_n(t) + \sum_p \alpha U_{np}(t) c_p(t),$$

où les U_{np} sont les éléments de matrice $U_{np} = \langle \psi_n | U(t) | \psi_p \rangle$.

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

Par raison de symétrie, on suppose que $U_{nn}=0$ et on effectue le changement de variable :

$$b_n(t) = c_n e^{iE_n t/\hbar}.$$

On obtient alors les nouvelles équations :

$$i\hbar \frac{d}{dt} b_n(t) = \alpha \sum_p e^{i\omega_{np}t} U_{np}(t) b_p(t),$$

où ω_{np} est la pulsation de Bohr sur laquelle nous reviendrons ensuite.

On effectue un développement limité en α sur $b_n(t)$: $b_n(t) = b_n^{(0)}(t) + \alpha b_n^{(1)}(t) + \alpha^2 b_n^{(2)}(t) + \dots$

Les différents ordres correspondent au nombre de fois où la perturbation rentre en compte. L'ordre 0 est l'état stationnaire, l'ordre 1 correspond à l'interaction avec un photon, l'ordre 2 avec 2 photons...

Dans la suite de cette partie, on ne considère que l'ordre 1, l'ordre 2 sera étudiée dans l'absorption à deux photons.

On obtient donc pour $b_n^{(1)}(t)$ en intégrant l'équation différentielle :

$$b_n^{(1)}(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_0^t e^{i\omega_n t'} U_{ni}(t') dt'.$$

Or la probabilité de transition entre les niveaux i et f est donnée par la probabilité de retrouver l'état final au bout du temps soit $|b_f^{(1)}(t)|^2$:

$$P_{if}(t) = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_0^t e^{i\omega_{fi} t'} U_{fi}(t') dt' \right|^2.$$

Pour une perturbation sinusoïdale, on obtient : $P_{if}(t) = \frac{|W_{fi}|^2}{4\hbar^2} \left| \frac{1 - e^{i(\omega_{fi} + \omega)t}}{\omega_{fi} + \omega} - \frac{1 - e^{i(\omega_{fi} - \omega)t}}{\omega_{fi} - \omega} \right|^2.$

Dans l'approximation de la phase tournante ou de la quasi-résonance, on néglige le dénominateur $\omega_{fi} + \omega$ par rapport à $\omega_{fi} - \omega$, on obtient alors :

$$P_{if}(t) = \frac{|W_{fi}|^2}{4\hbar^2} t^2 \left| \sin c \left[\frac{(\omega_{fi} - \omega)}{2} t \right] \right|^2.$$

Cette relation mêle les comportements en temps et en fréquence. En particulier, on retrouve que :

- à la résonance $\omega = \omega_{fi}$ la probabilité croît quadratiquement avec le temps, bien sûr tant que l'on reste dans le comportement perturbatif,

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

- hors résonance $\omega \neq \omega_{fi}$, la transition devient négligeable dès que $(\omega_{fi} - \omega)t > 1$. Cette condition exprime le principe d'incertitude de Heisenberg et prévoit donc que la conservation d'énergie peut-être violée sur des temps très courts devant la période de l'excitation. Ceci est particulièrement important dans le cas de l'absorption à deux photons où un état intermédiaire virtuel est possible malgré la violation de la conservation d'énergie pendant un temps très court de l'ordre de 0.6fs pour $\Delta E = (\omega_{fi} - \omega) / \hbar = 1eV$.

On rappelle que dans le cadre de l'Hamiltonien D.E, $|W_{if}| = qE_0 r_{if}$ où $r_{if} = \langle \psi_i | r | \psi_f \rangle$ et donc dépend des fonctions d'onde solutions.

Le résultat d'une excitation optique de ce système à deux niveaux est par conséquent la création d'électron excité qui sera supposé conducteur par opposition à son caractère non conducteur dans l'état fondamental. Dans ce cas, la réponse devient :

$$P_{if}(t) = \frac{|qE_0 r_{if}|^2}{4\hbar^2} t^2 \left| \sin c\left[\frac{(\omega_{fi} - \omega)}{2} t\right] \right|^2 \propto |E_0|^2 \text{ et donc proportionnelle à l'intensité lumineuse incidente } |E_0|^2.$$

En revanche, il reste une grande dépendance à la fréquence. Rappelons que la méthode perturbative ne permet pas de prendre en compte l'aspect statistique, par exemple l'agitation thermique.

La méthode de la matrice densité permet de tenir compte d'aspect statique supplémentaire. En effet, si l'on considère l'évolution de plusieurs systèmes traduit par un mélange statique d'états $\{|\psi_i\rangle\}$, il est alors nécessaire de trouver un formalisme permettant de s'affranchir de la base de décomposition. On définit la matrice densité par : $\bar{\rho} = \sum_i p_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i| = \sum_i p_i \rho_i$. La valeur moyenne d'un observable A s'écrit alors : $\langle \bar{A} \rangle = \sum_i p_i \langle \psi_i | A | \psi_i \rangle = Tr(\bar{\rho} A)$ et comme la trace d'un opérateur linéaire est indépendante de la base considéré, cette expression est valable dans toute base de décomposition. En particulier chaque ρ_i admet la même équation d'évolution, équation de Schrödinger d'un

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

mélange statistique : $i\hbar \frac{d}{dt} \bar{\rho}(t) = [H, \bar{\rho}(t)] = H\bar{\rho}(t) - \bar{\rho}(t)H$ où H est l'Hamiltonien du système.

On distingue deux types d'éléments de la matrice densité :

- les éléments diagonaux $\bar{\rho}_{kk}$ qui représentent la probabilité lors d'une mesure de trouver le système dans l'état de base $|\psi_k\rangle$, c'est donc la population de cet état,
- les éléments non diagonaux qui décrivent la cohérence entre état et qui par exemple dans le cas d'agitation thermique brouillant totalement les interférences quantiques sont nuls.

Dans le cas d'un système à deux niveaux d'Hamiltonien H_0 , d'énergie E_1 et E_2 et d'états stationnaires $(|1\rangle \text{ et } |2\rangle)$, alors dans la base ces états stationnaires, l'Hamiltonien H_0 s'écrit :

$$H_0 = \begin{bmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{bmatrix}.$$

Ce système est soumis à une perturbation sinusoïdale $W(t)$ qui s'exprime dans la base

$$(|1\rangle, |2\rangle) \text{ sous la forme : } W(t) = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \cos \omega t,$$

$$\text{où } m_{ij} = \langle i | W | j \rangle.$$

Par raison de symétrie, on suppose que m_{11} et m_{22} sont nuls et que $m_{12} = m_{21}$ réels. L'équation de Schrödinger se traduit alors par un système d'équations différentielles couplées :

$$\begin{cases} \frac{d\rho_{11}}{dt} = -i \frac{m_{12}}{\hbar} (\rho_{21} - \rho_{12}) \cos \omega t \\ \frac{d}{dt} (\rho_{11} + \rho_{22}) = 0 \\ \frac{d\rho_{21}}{dt} = -i\omega_{21}\rho_{21} + i \frac{m_{12}}{\hbar} (\rho_{22} - \rho_{11}) \cos \omega t \end{cases}, \text{ où } \omega_{21} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}.$$

La deuxième équation exprime la conservation de la population totale : $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$. On remarque que si l'excitation est arrêtée, les termes diagonaux restent constants et les termes non diagonaux oscillent. Lorsque l'excitation s'arrête, il semble intuitif de considérer que les populations vont retourner vers leurs états d'équilibre thermodynamique avec une certaine constante de temps. Si cette constante de temps ne dépend pas de la population, on la

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

dénomme durée de vie de la population, dans le cas contraire on introduit le taux de relaxation Γ_{ii} . De même pour les termes non diagonaux, on introduit le taux de relaxation Γ_{ij} . Les équations de la matrice densité sont alors :

$$\begin{cases} \frac{d\rho_{11}}{dt} = -i\frac{m_{12}}{\hbar}(\rho_{21} - \rho_{12})\cos\omega t - \Gamma_{11}(\rho_{11} - \rho_{11}^{Eq}) \\ \frac{d\rho_{22}}{dt} = +i\frac{m_{12}}{\hbar}(\rho_{21} - \rho_{12})\cos\omega t - \Gamma_{11}(\rho_{22} - \rho_{22}^{Eq}) , \\ \frac{d\rho_{21}}{dt} = -i(\omega_{21} - i\Gamma_{12})\rho_{21} + i\frac{m_{12}}{\hbar}(\rho_{22} - \rho_{11})\cos\omega t \end{cases}$$

où ρ_{ii}^{Eq} est la population à l'équilibre thermodynamique.

Ces équations décrivent l'évolution des éléments de la matrice densité d'un système à deux niveaux.

La résolution de ces équations utilisent les équations de Bloch optiques et la fréquence de Rabi. Sans amortissement on obtient alors:

$$\rho_{22}(t) = \frac{\Omega_{12}^2}{(\omega - \omega_{12})^2 + \Omega_{12}^2} \sin^2\left(\frac{1}{2}\Omega t\right)$$

où $\Omega_{12} = \frac{m_{12}}{\hbar}$ et $\Omega = \sqrt{(\omega - \omega_{12})^2 + \Omega_{12}^2}$ est la fréquence de Rabi qui caractérise l'oscillation de la population excitée appelée oscillation de Rabi.

Dans le cas d'un système amorti, les expressions sont beaucoup plus compliquées mais le comportement ressemble à la réponse d'un circuit RLC à un échelon de tension.

On obtient finalement dans le cas de durées de vies finies avec des taux de relaxation constant, une probabilité de transition correspondant à la réponse du matériau à la lumière du type :

$$P_{12}(\omega, t) = \frac{\pi}{2\hbar^2} |W_{12}|^2 \mathcal{L}(\omega - \omega_{21}) \text{ où } \mathcal{L} \text{ est une lorentzienne.}$$

Cette réponse est une réponse au temps long respectant la règle d'or de Fermi de conservation de l'énergie, dans le cas d'une réponse temporelle, l'expression très compliquée se simplifie à la résonance et pour $T_2 = T_1/2 = \gamma$:

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

$$\rho_{22}(t) = \frac{\frac{1}{2}\Omega_{12}^2}{\Omega_{12}^2 + 2\gamma^2} \left\{ 1 - (\cos(\lambda t) + \frac{3\gamma}{2\lambda} \sin(\lambda t)) e^{-3\gamma t/2} \right\} \text{ où } \lambda = \sqrt{\Omega_{12}^2 - \frac{\gamma^2}{4}}.$$

On retrouve ici la réponse dépend de l'intensité à travers le terme $\Omega_{12}^2 = \left(\frac{m_{12}}{\hbar}\right)^2$ et m_{12} proportionnel à $|E_0|^2$.

Ce formalisme de la matrice densité s'applique au semiconducteur et aux solutions stationnaires qui sont des fonctions de Bloch-Floquet : $\Psi_{n,k}(\mathbf{r}) = \frac{u_{n,k}(\mathbf{r})}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = \langle \mathbf{r} | \Psi_{n,k} \rangle$ où $u_{n,k}(\mathbf{r})$ traduit la périodicité du réseau cristallin et est elle-même périodique. De plus elles sont normalisées sur le volume de la cellule élémentaire : $\int_{V_i} |u_{n,k}(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r} = V_i$. Les vecteurs d'onde \mathbf{k} sont pseudo-quantifiés en utilisant la condition aux limites périodiques de Born-Von-Karman. Les transitions de la bande de valence à la bande de conduction ont une probabilité :

$$P_{vc}(\omega) = \frac{\pi}{2\hbar} |W_{vc}|^2 \delta(\hbar\omega = E_c - E_v) \text{ avec } W_{vc} = -q\mathbf{E}\mathbf{r}_{vc} \delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k}_{op} - \mathbf{k}),$$

où $|\mathbf{r}_{vc}| = \frac{\hbar}{E_g} \sqrt{\frac{E_p}{2m_0}}$, où E_g est l'énergie de bande interdite, E_p est l'énergie de Kane (de l'ordre de 20 eV), m_0 est la masse de l'électron dans le vide.

On retrouve une nouvelle fois la dépendance selon l'intensité de l'onde optique incidente $|E|^2$. δ représente le symbole de Kronecker et les deux fonctions de Dirac représentée par ce symbole traduisent les conservations en énergie et en impulsion.

L'absorption de l'onde optique par le matériau dépend alors de cette probabilité et des probabilités d'occupation des niveaux décrites par des fonctions de Fermi-Dirac :

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_{Fc}}{kT}}} \text{ où } E_{Fc} \text{ est le quasi-niveau de Fermi (aussi appelé Imrefs) pour les électrons}$$

(de même pour les trous f_v et E_{Fv}).

L'absorption s'exprime alors par :

$$\alpha(\omega) = \frac{\pi q^2 \chi_{vc}^2 \omega}{\epsilon_0 \hbar n_{op} c} \int_{\omega_g}^{+\infty} \rho_j(\omega_{vc}) d\omega_{vc} [f_v(E_v) - f_c(E_c)] \frac{1/\pi T_2}{(\omega - \omega_{vc})^2 + (1/T_2)^2},$$

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

où q est la charge de l'électron, χ_{vc} est l'élément de transition dans une direction privilégié pour simplification, T_2 est le temps de relaxation dans les bandes, n_{op} est l'indice optique.

Cette expression se simplifie si on approche la distribution lorentzienne par une distribution de Dirac au regard des variations lentes des autres fonctions dans l'intégrale. L'absorption du semiconducteur est alors :

$$\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega)[f_v(E_v) - f_c(E_c)] \text{ et } \alpha_0(\omega) = \frac{q^2 \chi_{vc}^2}{\lambda_0 \epsilon_0 \hbar n_{op}} \left(\frac{2m_r}{\hbar} \right)^{3/2} \sqrt{(\omega - E_g)}$$

est l'absorption à population de la bande de conduction nulle (m_r la masse effective réduite).

χ_{vc} est l'élément de matrice dipolaire relatif à la transition de la bande de valence à la bande

de conduction, il s'exprime par :
$$\chi_{vc} = \frac{1}{3} \frac{\hbar^2 E_p}{E_g^2 m_0}.$$

Rappelons que cette expression est valable pour les matériaux à bande directe c'est à dire où l'absorption ne met en jeu qu'un photon. Pour les matériaux à transition indirecte tel que le Silicium, en plus de l'absorption d'un photon, il y a création d'un phonon et l'absorption est alors proportionnel à $(\omega - E_g)^2$.

L'absorption est donc indépendante de l'intensité lumineuse incidente ce qui traduit la linéarité entre l'absorption des photons et la création des porteurs.

En conclusion, le processus d'absorption à un photon se traduit de façon macroscopique très simplement par une relation linéaire entre le nombre de porteurs créés et le nombre de photons absorbés : $\Delta N \propto \Phi_{opt} = \frac{P_{inc}}{\hbar\omega}$ où Φ_{opt} est le flux de photons, P_{inc} est l'intensité optique incidente par unité de surface. Pour être absorbés, les photons doivent avoir une énergie supérieure à l'énergie de la bande interdite. La description de l'absorption par la mécanique quantique permet de comprendre les processus impliqués et sera surtout utilisée dans l'analyse de l'absorption à deux photons.

8.A.3.b) Absorption à deux photons

Le processus d'absorption à deux photons correspond à la création d'une paire électron-trou par l'absorption simultanée de deux photons. L'énergie combinée des deux photons est alors suffisante pour « photocréer » la paire de façon intrinsèque. Ce processus est en concurrence avec l'absorption extrinsèque dans laquelle un premier photon absorbé permet une transition à un niveau profond situé en milieu de bande interdite, puis un second photon est absorbé par le porteur piégé dans ce niveau qui est alors excité à nouveau et devient un porteur libre. Les deux photons n'ont pas besoin d'être simultanés dans ce cas.

Pour que le processus d'absorption à deux photons ait lieu et ne soit pas écrasé par l'absorption à un photon, il faut que l'énergie de la bande interdite du matériau soit supérieure à l'énergie d'un photon et inférieure à l'énergie de deux photons. Dans le cas de photons à 800nm, on trouve $1.55\text{eV} < E_g < 3.1\text{eV}$.

Les matériaux ayant cette propriété sont donnés dans le tableau ci-dessous avec le type de transition et les mobilités des électrons et des trous :

Matériau (éléments)	E_g (eV) T=0K	E_g (eV) T=300K	transition Directe ou Indirecte	mobilité des électrons à 300K ($\text{cm}^2/\text{V/s}$)	mobilité des trous à 300K ($\text{cm}^2/\text{V/s}$)	maille cristalline (Å)
GaP (III-V)	2.34	2.26 2.75	I D	110	75	5.4512
AlAs (III-V)	2.23	2.17	I	400	100	5.6605
α -SiC (IV- IV)	3.03	3.00	I	400	50	a=3.086 c=15.117
CdS (II-VI)	2.56	2.42	D	340	50	5.8320
CdSe (II-VI)	1.85	1.70	D	800		6.050

Tableau 8.2 : énergie de bande interdite, type de transition, mobilités des porteurs, dimension de la maille cristalline pour les matériaux utilisables dans l'absorption à deux photons à 800nm.

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

Tous ces matériaux sont supposés pouvoir absorber deux photons de 800nm, cependant le carbure de silicium α -SiC à une énergie de bande interdite trop proche de l'énergie des deux photons, son absorption ($\alpha \propto (h\nu - E_g)^2$) sera donc très faible et ne tolérera pas une bande spectral importante.

On cherche le type de matériau absorbant la bande symétrique la plus large possible autour de 400nm. Essayons par exemple de trouver le matériau capable d'absorber de 500nm à 300nm. Son énergie de bande interdite doit être un peu inférieure à $h\nu(500\text{nm})=2.48\text{eV}$.

On voit donc que tous les matériaux du tableau ci-dessus excepté le α -SiC correspondent.

Dans la suite on caractérisera un détecteur du commerce adapté à notre besoin (l'annexe 5 « Détection à deux photons » décrit plus en détail la photodiode commerciale la plus proche de l'optimum ») et on étudiera le processus d'absorption à deux photons dans ce détecteur pour une impulsion ultrabrève. On cherche en particulier à déterminer les limitations en largeur spectrale, en durée minimale d'impulsion mesurable.

Puis dans un second temps, on cherchera une structure optimisée à notre besoin.

On cherche par conséquent un détecteur dans la réponse \mathcal{R} (A/W) soit la plus uniforme possible sur une plage spectrale de 300nm à 400nm. Or la réponse spectrale d'une photodiode est : $\mathcal{R} = \eta \frac{\lambda(\mu\text{m})}{1.24}$ où η est l'efficacité quantique et λ la longueur d'onde de la lumière incidente. L'allure typique d'une réponse est :

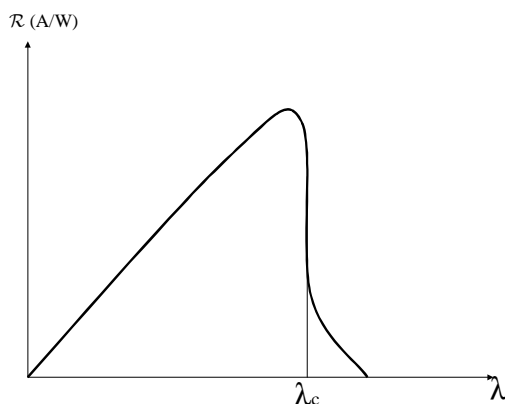


Figure 8.6 : Courbe de réponse d'une photodiode. La réponse linéaire avec λ vient du fait que le nombre de photons contenu dans 1W diminue quand λ diminue.

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

Pour être utilisable, notre détecteur doit avoir sa longueur d'onde de coupure équivalente à l'énergie de bande interdite très proche de 500nm.

Quel détecteur commercial correspond le mieux ?

Commercialement, on peut trouver des photodiodes et des LEDs (« light emitting diode »). Les LEDs sont utilisés pour l'affichage et la signalisation mais on peut les utiliser en tant que détecteurs [Reid 1997].

Pour les LEDs, commercialement, seul le domaine visible pour l'affichage et la signalisation et les domaines proche infrarouge et infrarouge pour les télécommunications ont un intérêt. Le proche UV (autour de 400nm) n'est intéressant en terme d'application que dans le médical ou le contrôle de lampe UV.

Dans ce type d'application on retrouve essentiellement deux types de matériau : GaP et GaAsP, et deux types de photodiode : jonction pn ou barrière Schottky.

Les photodiodes à barrière Schottky ont une réponse spectrale plus large.

La diode la plus adaptée que nous ayons trouvée dans le commerce est une photodiode GaP à barrière Schottky fabriquée par EPIGAP ou Hamamatsu.

Comment se passe l'absorption dans une barrière Schottky ? Et plus particulièrement l'absorption à deux photons ?

Selon Yu.A Goldberg [Yu 1999], la structure utilisée est une structure de barrière Schottky est Au-nGaP c'est à dire une électrode d'or très fine déposée sur du GaP dopé n à $n=10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Rappelons que l'avantage de la barrière Schottky par rapport à des jonctions de type pn ou pin est dû à la très forte absorption à ces longueurs d'onde.

La figure 8.7 représente une barrière Schottky :

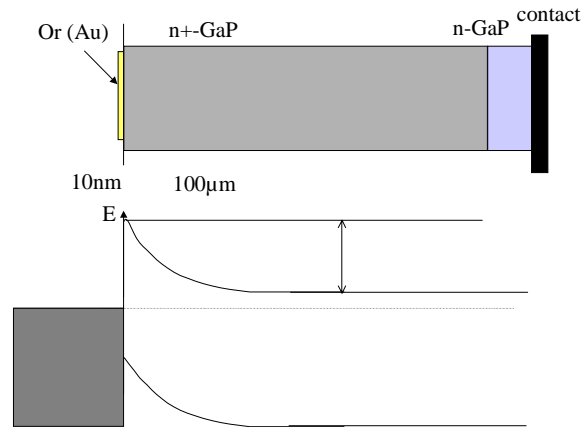


Figure 8.7 : photodiode Au-nGaP à barrière Schottky

A la différence de l'absorption à un photon à 400nm, l'absorption à deux photons à 800nm n'a pas une longueur d'absorption très courte. De plus cette longueur dépend du flux de lumière incidente. D'après F.Lacassie et al. [Lacassie 2000], on peut décrire l'absorption dans un matériau de façon très générale par :

$$\frac{dI(z,t)}{dz} = -\sum_{k=1}^m \alpha_k I^k(z,t) \text{ où } I(z,t) \text{ exprimé en MW/cm}^2 \text{ est le flux de lumière dans le matériau}$$

absorbant à la profondeur z et α_k est le coefficient d'absorption multiphoton d'ordre k . Dans notre cas nous nous limitons à l'absorption à deux photons : $\frac{dI(z,t)}{dz} = -[\alpha_1 + \alpha_2 I(z,t)]I(z,t)$.

On définit alors un coefficient d'absorption globale α tel que :

$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 I(z,t)$. Dans le cas de photon d'énergie au-dessus de l'énergie de la bande interdite, α_1 correspond à l'absorption extrinsèque due au niveau de piège profond et α_2 caractérise l'absorption à deux photons de bande à bande introduisant un niveau intermédiaire virtuel.

Cet article analyse le processus pour du GaAs alors que notre matériau est le GaP. Entre ces matériaux deux principales différences existent : l'énergie de bande interdite beaucoup plus importante pour le GaP, l'existence d'une transition indirecte à 2.26eV et directe à 2.75eV dans le GaP alors que la transition est directe dans le GaAs. Au niveau des impulsions utilisées, l'article présente des impulsions picosecondes donc à spectre étroit alors que nous utilisons des impulsions femtosecondes à large spectre. Dans le GaP se pose le problème du

type de transition dans le processus à deux photons directe ou indirecte suivant les composantes spectrales mises en jeu. Comment estimer alors α_1 et α_2 ?

Nous devons par conséquent analyser le processus d'absorption à deux photons de façon plus précise. Il existe une théorie de l'absorption à deux photons qui permet de trouver des ordres de grandeurs pour les coefficients d'absorption à deux photons α_2 . Avant d'exposer cette théorie, on essaiera de dégager les mécanismes physiques de l'absorption à deux photons et des absorptions parasites dans le GaP. Pour cela on commencera par exposer une analyse perturbative de l'absorption à deux photons par un atome. Puis on étendra cette analyse à un semiconducteur en tenant compte de sa structure de bande basée sur la théorie k.p de Kane. Mais avant détaillons les différents mécanismes d'absorptions possibles dans le GaP.

La figure ci-dessous expose les différents types de mécanismes d'absorptions possibles pour le GaP :

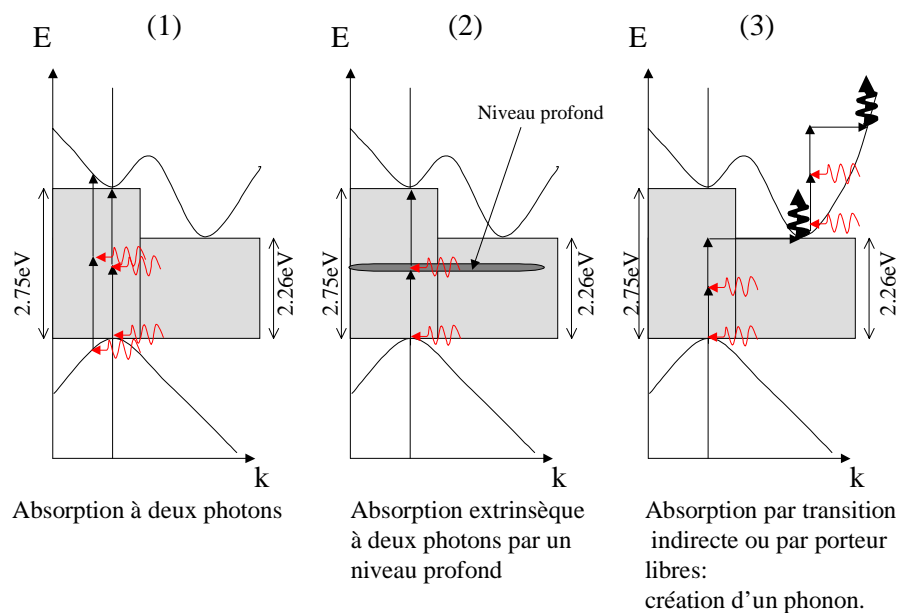


Figure 8.8 : mécanismes d'absorptions à deux photons possibles dans le GaP suivant la structure de bande : (1) absorption à deux photons, (2) absorption extrinsèque, (3) absorption introduisant la création d'un phonon.

Le processus d'absorption à deux photons introduit la notion d'existence d'état intermédiaire non stable de très courtes durées de vie comme nous le verrons dans la suite. Cette brièveté interdit le processus (3) de la figure 8.8 précédente car le temps de création d'un phonon est

bien trop important par rapport à la durée des états intermédiaires non stationnaires. Rappelons qu'un phonon correspond au déplacement des atomes dans le cristal. On comprend que par inertie, la création d'un phonon ne soit pas un processus ultrabref. Seule la relaxation en phonon d'énergie stockée par un autre processus est possible.

Donc seuls les processus (1) et (2) de la figure 8.8 sont possibles. Le processus par absorption extrinsèque correspond à deux absorptions à un photon successives passant par un niveau profond et donc relativement stable. Ce processus peut d'ailleurs permettre des transitions indirectes avec émission d'un phonon. Quoi qu'il en soit, l'efficacité de ce mécanisme est directement proportionnel au nombre de défauts créant un état possible sur ce niveau profond. Soit N_T (cm^{-3}) la densité de défauts du niveau profond, l'absorption est alors : $\alpha(\omega) = 2N_T\sigma_{op}$ où σ_{op} est la section efficace optique des niveaux profonds. Cette section efficace optique s'exprime pour un système à deux niveaux par :

$$\sigma_{op} = \frac{D_{12}^2 \omega}{\epsilon_0 \hbar c n_{op}} \frac{1/T_2}{(\omega_{21} - \omega)^2 + (1/T_2)^2} ,$$

où l'on reconnaît un élargissement lorentzien autour de la fréquence de résonance qui correspond à la transition de la bande de valence au niveau profond pour la première absorption et à la transition du niveau profond à la bande de conduction pour la seconde absorption. On peut extrapoler la valeur de l'absorption extrinsèque du GaP à partir de celle du GaAs donnée dans la Référence [Lacassie 2000] car la concentration de défauts dans du GaP dopée n à 10^{17} cm^{-3} doit être proche de celle du GaAs semi-isolant donc $\alpha_1 = 1.6 \text{ cm}^{-1}$.

Cherchons à déterminer et comprendre le processus qui nous intéresse : l'absorption à deux photons. Pour cela commençons par une analyse perturbative au deuxième ordre pour un système plus simple à deux niveaux. Cette analyse présentée par A.Yariv [Yariv 1977], introduit l'opérateur évolution et le diagramme de Feynman d'une perturbation du deuxième ordre représenté sur la figure 8.9. L'opérateur d'évolution $u(t_b, t_a)$ décrit l'évolution de l'état du système et s'appuie sur la linéarité de l'équation de Schrödinger dépendante du temps :

$$H(t)|\Psi(t)\rangle = i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle .$$

Donc la solution au temps t_b se déduit de la solution au temps t_a

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

par : $|\Psi(t_b)\rangle = u(t_b, t_a)|\Psi(t_a)\rangle$. L'opérateur d'évolution suit alors l'équation :

$$i\hbar \frac{d}{dt} u(t_b, t_a) = H(t)u(t_b, t_a) \text{ et on applique la méthode perturbative à cette équation :}$$

1) $u^{(0)}(t_b, t_a)$ est la solution stationnaire pour la partie indépendante du temps H_0 de l'Hamiltonien $H(t)$: $u^{(0)}(t_b, t_a) = \exp\left(-i\frac{H}{\hbar}(t_b - t_a)\right) = \sum_m |m\rangle\langle m| \exp(-i\omega_m(t_b - t_a))$ où $|m\rangle$ est fonction propre de H_0 de valeur propre $E_m = \hbar\omega_m$.

2) $V(t)$ représente la dépendance en temps de l'interaction de l'atome avec le champs optique : $H(t) = H_0 + V(t)$. On obtient $u(t_b, t_a)$ par un développement perturbatif en puissance de $V(t)$ à partir de $u^{(0)}(t_b, t_a)$:

$$u(t_b, t_a) = u^{(0)}(t_b, t_a) + u^{(1)}(t_b, t_a) + u^{(2)}(t_b, t_a) + \dots \text{ avec}$$

$$u^{(1)}(t_b, t_a) = \left(-\frac{i}{\hbar}\right) \int_{t_a}^{t_b} u^{(0)}(t_b, t) V(t) u^{(0)}(t, t_a) dt \text{ et}$$

$$u^{(2)}(t_b, t_a) = \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_{t_a}^{t_b} \int_{t_a}^{t_1} dt_1 dt_2 u^{(0)}(t_b, t_2) V(t_2) u^{(0)}(t_2, t_1) V(t_1) u^{(0)}(t_1, t_a).$$

Ce second terme est le terme d'évolution du second ordre.

Au second ordre, la double intégrale du terme $u^{(2)}(t_b, t_a)$ signifie que le système évolue de t_a à t_1 , interagit à t_1 , évolue de nouveau de t_1 à t_2 , interagit une seconde fois en t_2 et enfin termine son évolution de t_2 à t_b .

En remplaçant $u^{(0)}$ par son écriture explicite et en calculant l'évolution de l'état initial $|i\rangle = |\Psi^{(0)}(t=0)\rangle$, à t : $|\Psi^{(2)}(t)\rangle = u^{(2)}(t, 0)|i\rangle$, soit :

$$|\Psi^{(2)}(t)\rangle = \frac{1}{\hbar^2} \sum_f |f\rangle e^{-i\omega_f t} \int_{t_1=0}^{t_1=t} \int_{t_2=0}^{t_2=t_1} \left[\sum_n \langle f|V(t_1)|n\rangle e^{i\omega_n t_1} \langle n|V(t_2)|i\rangle e^{i\omega_n t_2} \right] dt_1 dt_2,$$

où l'on reconnaît la décomposition de l'état sur les différents états finaux $|f\rangle$ et où

$$\omega_{mn} = \frac{E_m - E_n}{\hbar} \text{ est la pulsation de Bohr de la transition de } |m\rangle \text{ vers } |n\rangle.$$

On suppose que le champs optique est composé de deux sources oscillantes :

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

$$V(t) = -\bar{\mu} \cdot \left(\frac{\overline{E}_1}{2} e^{i\omega_1 t} + \frac{\overline{E}_2}{2} e^{i\omega_2 t} + c.c \right)$$

On suppose de plus que le terme dominant est celui décrit par le chemin de Feynman de la figure 8.9, c'est à dire l'absorption à deux photons.

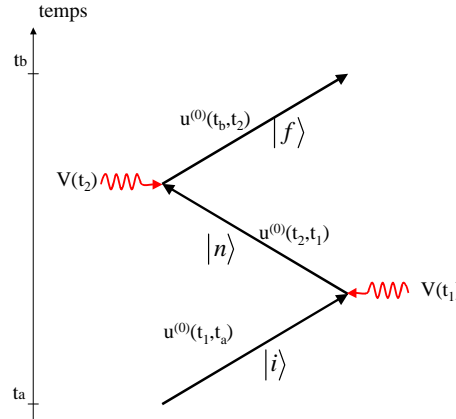


Figure 8.9 : diagramme de Feynman de l'absorption à deux photons

On obtient alors :

$$|\Psi^{(2)}(t)\rangle = \sum_n \sum_f \left(\frac{E_1^* E_2^*}{4\hbar^2} \right) \frac{(\mu_1)_{ni} (\mu_2)_{fn} e^{-i\omega_f t} \left[e^{i(\omega_f - \omega_i - \omega_2)} - 1 \right]}{(\omega_{ni} - \omega_1)(\omega_{fi} - \omega_1 - \omega_2)} |f\rangle,$$

où le terme -1 provient de $\int_0^t dt$.

Pour un système à deux niveaux $(|1\rangle, |2\rangle)$, l'état intermédiaire ne peut être que $|1\rangle$ ou $|2\rangle$. Si de plus on s'intéresse au transition de l'état initial $|1\rangle$ vers l'état final $|2\rangle$, on obtient la probabilité de trouver un atome dans l'état $|2\rangle$ au temps t :

$$P_k(t) = \left| \langle 2 | \Psi^{(2)}(t) \rangle \right|^2 = \sum_{n=1}^2 \frac{|E_1|^2 |E_2|^2 (\mu_1)_{n1}^2 (\mu_2)_{2n}^2}{16\hbar^4 (\omega_{n1} - \omega_1)^2} t^2 \sin^2 \left[\frac{(\omega_{21} - \omega_1 - \omega_2)t}{2} \right]$$

et on retrouve un résultat proche du cas à un photon avec un comportement en $t^2 \text{sinc}^2(xt)$ qui tend pour les temps longs vers $2\pi t\delta(x)$ et traduit ainsi la conservation de l'énergie $\omega_{21} \approx \omega_1 + \omega_2$.

Le taux de transition est alors :

$$G_{12} = \frac{d}{dt} P_2 = \sum_{n=1}^2 \frac{\pi |E_1|^2 |E_2|^2 (\mu_1)_{n1}^2 (\mu_2)_{2n}^2 g(\omega_{21} = \omega_1 + \omega_2)}{8\hbar^4 (\omega_{n1} - \omega_1)^2}$$

où g représente l'élargissement de largeur de raie considéré. On peut raisonner ici en terme de passage par un état intermédiaire obtenu par l'absorption du premier photon non stable, d'une durée de vie de l'ordre de $\delta t \approx 1/(\omega_{21} - \omega_1) \approx 0.6 fs$ qui traduit le principe d' Heisenberg. Si pendant cet état, un autre photon est absorbé alors le système atteint à nouveau un état stable. On retrouve d'ailleurs ce temps de vie dans l'expression du taux de génération.

Si on considère de plus que les deux photons ont la même fréquence $\omega = \omega_1 = \omega_2$, alors on peut simplifier les expressions et obtenir le coefficient d'absorption :

$$\alpha_2 = \frac{\pi \omega (N_1 - N_2) (\mu_1)_{n1}^2 (\mu_2)_{2n}^2 g(\omega_{21} = 2\omega)}{\varepsilon^2 c^2 \hbar^3 (\omega_{n1} - \omega)^2} I_\omega.$$

Comment étendre cette analyse d'un système à deux niveaux à un matériau semiconducteur ?

On peut intégrer avec grande difficulté l'expression du coefficient d'absorption à deux photons sur la structure de bande du semiconducteur. Sans entrer dans les détails des différents modèles proposés, on peut signaler l'écart important dans les valeurs d'absorption à deux photons calculées et même dans les valeurs mesurées. Une analyse physique d'ordre de grandeur très intéressante est fournie par B.S. Wherett [Wherett 1984]. Son analyse est faite pour l'ensemble des absorptions directes interbandes multiphotons à une seule fréquence. On se restreindra au cas à deux photons. Pour l'absorption à deux photons, il définit le coefficient d'absorption α_2 tel que le taux d'absorption de l'énergie optique par unité de volume soit $\alpha_2 I^2$. Ce coefficient d'absorption s'exprime en fonction du taux de transition interbande par unité de volume associée à l'absorption simultanée de deux photons de fréquence ω , $G_{cv}^{(2)}$:

$$\alpha_2 = G_{cv}^{(2)} 2\hbar \omega I_\omega^{-2}. \text{ Les notations utilisées ne sont pas celles de l'article mais celles précédemment utilisées. } G_{cv}^{(2)} \text{ est obtenue par application de la Règle d'Or de Fermi en énergie: } G_{cv}^{(2)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum |W_{cv}^{(2)}(k)|^2 \delta(E_{cv}(k) - 2\hbar\omega)$$

où la somme est faite sur tous les types de transitions à deux photons entre bande de valence et bande de conduction telles que représentées sur la figure 8.10. Les deux types possibles dans le cas de l'absorption à deux photons sont déterminés par le type d'état intermédiaire obtenu après l'absorption du premier photon.

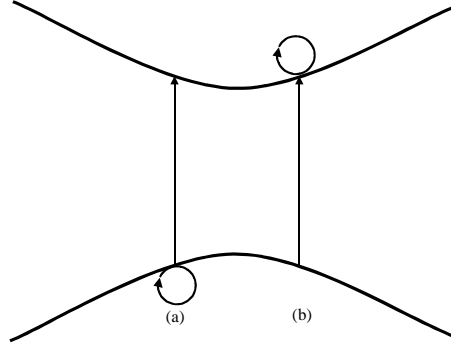


Figure 8.10 : deux transitions à deux photons possibles où l'état intermédiaire est (a) dans la bande de valence, (b) dans la bande de conduction

On obtient alors pour le coefficient de la matrice effective de transition à deux photons :

$$W_{cv}^{(2)} = \sum_{a=c,v} W_{ca} W_{av} [E_{av}(k) - \hbar\omega]^{-1}$$

où W_{fi} est l'élément de matrice de l'Hamiltonien d'interaction lumière matière, l'état « a » est l'état intermédiaire de l'excitation (après absorption du premier photon). Le dénominateur énergie représente le désaccord en énergie pour l'état intermédiaire du système et traduit la durée de vie de cet état $\delta t = \hbar / \Delta E$. $W_{cv}^{(2)}$ est proportionnelle à cette durée. Ceci présuppose que le terme prédominant provient du terme A.p d'interaction. En terme d'intensité lumineuse, on peut exprimer W_{fi} par :

$$W_{fi} = \frac{q}{im\omega} \left(\frac{2\pi I}{nc} \right)^{\frac{1}{2}} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p}_{fi}$$

où n est l'indice optique de réfraction, p_{fi} est l'élément de matrice du moment électronique et $\boldsymbol{\varepsilon}$ est la polarisation de la lumière.

Wherrett suppose alors qu'on néglige l'anisotropie dans l'espace des k, la non parabolicité des énergies de bandes électroniques. On remplace de plus l'élément de matrice $\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p}_{fi}$ par $\frac{mP}{\hbar}$ où

P est le paramètre de Kane reconnaissant ainsi que les termes intervenants dans la moyenne sur les directions de k peuvent être introduite dans le résultat final. Pour les transitions entre une paire d'états dégénérés en spin de la bande de conduction et de la bande de valence, on obtient alors pour le taux de transition :

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

$$G_{cv}^{(2)} = \frac{1}{\pi\hbar} \left[\left(\frac{2m_{cv}}{\hbar^2} \right)^{3/2} (2\hbar\omega - E_g)^{1/2} \right] \left[\left(\frac{q}{m\omega} \right)^4 \left(\frac{2\pi I}{nc} \right)^2 \langle |S_{cv}^{(2)}(k_r)|^2 \rangle \right].$$

Le premier terme entre crochets est la densité d'états joints par unité d'énergie dans la région couplée optiquement, m_{cv} est la masse effective réduite, E_g est l'énergie de bande interdite $E_g = E_{cv}(0)$. Le second terme entre crochets est la moyenne angulaire sur $|M_{cv}(k)|^2$, calculée sur l'amplitude k_r de k à la résonance :

$$k_r^2 = 2m_{cv}(2\hbar\omega - E_g)\hbar^2.$$

Des termes ont été extraits de telle façon que le terme à considérer S_{cv} s'exprime :

$$S_{cv}^{(2)} = \sum_a p_{ca} p_{av} [E_{av}(k) - \hbar\omega]^{-1}. \quad p_{cv} \text{ représente } \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p}_{cv}.$$

Cherchons à présent à dégager les termes dominants de ces sommes (celles ayant de grand coefficients p_{fi} et/ou de petit dénominateur c'est à dire proche de la résonance) pour déterminer les caractéristiques de α_2 . Les termes restant conduiront à une correction de la valeur mais on admettra que ces termes ne varient pas beaucoup entre matériaux.

On considère des semiconducteurs avec une bande de conduction de type s et une bande de valence de type p. Dans ce cas il y a trois catégories de transitions directes à considérer pour l'état intermédiaire :

- 1) transitions interbandes à travers la bande d'énergie interdite pour lesquelles l'élément de matrice p_{cv} est connu et indépendant de k , de plus il change peu de matériau en matériau,
- 2) transitions vers des bandes de conduction supérieures « c' » soit à partir de la bande de valence $p_{c'v}$, soit à partir de la bande de conduction $p_{c'c}$. La grandeur de ces termes est moins bien établie mais n'excède pas p_{cv} et dépend peu de k . En revanche leur phase est mal connue ce qui pose le problème de leur sommation dans S_{cv} .
- 3) transitions intravalences $p_{v'v}$ et auto-transitions (p_{cc}, p_{vv}). Ces termes apparaissent par le mélange kp des bandes et n'existent donc que pour des valeurs de k finies. Ces éléments sont généralement de l'ordre de $p_{ii} = m\hbar k / m_i$ où $m/m_c = -m/m_v = 2|p_{cv}|^2 / mE_g$. Ces termes sont la plupart du temps négligeables.

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

On essaie alors d'exprimer α_2 à partir de paramètres connus du matériau :

énergie de bande interdite E_g , le paramètre de Kane P , l'indice optique n . On utilisera une dépendance fonctionnelle de la fréquence optique $F_2(2\hbar\omega/E_g)$. On définit de plus deux facteurs numériques traduisant la moyenne angulaire des éléments de matrice interbande tels que : $\langle |p_{cv}|^2 \rangle = f_2(mP/\hbar)^2$ et $p_{cv} = fmP/\hbar$. On obtient enfin :

$$\alpha_2 = 2^9 \sqrt{2\pi} \left(\frac{q^2}{\hbar c} \right)^2 \frac{f_2}{f} \frac{\hbar P}{n^2 E_g^3} \frac{\left(\frac{2\hbar\omega}{E_g} - 1 \right)^{3/2}}{\left(\frac{2\hbar\omega}{E_g} \right)^5}$$

Les termes suivants doivent être pris en compte si l'on veut un modèle plus précis de l'absorption :

- 1) La présence de deux ou trois bandes de valence dégénérées ou quasi-dégénérées peut introduire un facteur d'ordre 2.
- 2) Une structure quasi-dégénérée change la relation entre la masse réduite (m_{cv}) et le paramètre de Kane P^2 , traduit par le paramètre f et le paramètre f_2 .
- 3) Les transitions par bandes supérieures peuvent être dominantes dans l'absorption à deux photons pour des matériaux non centro-symétrique. La raison est que pour $2\hbar\omega \approx E_g$ les états résonants sont proches de $k=0$ où les auto-transitions sont faibles. Il doit donc exister des régions où $p_{cv}p_{vv}/\hbar\omega$ est petit devant $p_{cc}p_{c'v}/E'_g$. Dans ce cas, le comportement de α_2 diffère :

$$\alpha_2 \propto \frac{\hbar P}{n^2 E_g^3} \left(\frac{P_{cc}^2 P_{c'v}^2}{P^4} \times \frac{E_g^2}{E_g'^2} \right) \frac{\left(\frac{2\hbar\omega}{E_g} - 1 \right)^{1/2}}{\left(\frac{2\hbar\omega}{E_g} \right)^3}$$

Ceci est d'autant plus vrai que l'énergie de bande interdite est grande. Pour les matériaux à E_g faible, la région de faible k où ces termes de bandes supérieures sont importants est très faible. Cette région devient significative pour des énergies de bande supérieure comme c' est très faible. Cette région devient significative pour des énergies de bande supérieure comme c'est le cas pour GaP.

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

- 4) La nature non parabolique des bandes d'énergie (traduite par une augmentation de la masse effective pour des k augmentant) induit une augmentation des densités jointes des états optiques couplés si $2\hbar\omega > E_g$. Mais le mélange de bandes associée avec la non parabolicité réduit l'élément de matrice interbande p_{cv} . L'effet total est finalement faible.
- 5) Dans cette analyse seule la contribution A_p de l'hamiltonien d'interaction a été considérée. On devrait également tenir compte du terme quadratique $H'' = (\frac{q^2}{2mc^2})A^2$. Ce terme introduit principalement des auto-transitions et il a été démontré qu'il ne contribue pas de façon significative à l'absorption à deux photons.
- 6) Pour l'absorption à deux photons, une augmentation de l'absorption d'un facteur 10 pour des transitions juste au dessus du bord de bande ont été prédit par une augmentation excitonique de l'absorption. Cet effet diminue rapidement quand $2\hbar\omega > E_g$ de façon sensible. Ceci reste cependant la principale omission du modèle présenté.

Appliquons à présent cette théorie à GaP :

$E_g=2.75\text{eV}$, $E_p\approx 20\text{eV}$, $m=0.8m_0=0.7 \cdot 10^{-30}\text{kg}$, or le moment de Kane est défini par

$$E_p = \frac{2m}{\hbar^2} P^2 \text{ d'où } P=2.2 \cdot 10^{-28} \text{ J}\cdot\text{m}.$$

On obtient donc pour α_2 des comportements en longueur d'onde représentés sur la figure 8.11 pour les deux processus d'absorption quantifiés.

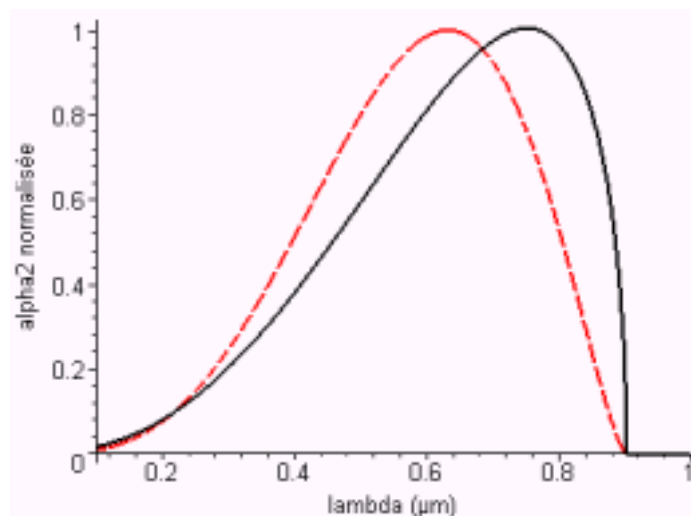


Figure 8.11 : absorption à deux photons en fonction de la longueur d'onde pour les deux processus quantifiés pour le GaP.

Une dernière grandeur très intéressante est l'intensité critique à partir de laquelle on passe d'une absorption à un photon à une absorption à deux photons : $I_c = \left(\frac{nE_g^4}{\hbar P^2} \right) \left(\frac{\hbar c}{q^2} \right)$. Pour

le GaP, I_c est : $I_c \approx 20(TW \cdot cm^{-2} \cdot eV^{-4}) \cdot E_g^4(eV) = 1PW/cm^2$!

Ceci explique l'absolu nécessité de n'avoir aucune absorption intrinsèque en compétition avec l'absorption à deux photons.

L'ordre de grandeur de α_2 pour le GaP est d'environ 10cm/GW.

Donc pour une impulsion ultrabrève focalisé sur 50 μ m de 10nJ et 100fs, on obtient $I=4GW/cm^2$, soit une longueur d'absorption à deux photons $(1/\alpha_2)=2.5cm$. L'ordre de grandeur est donc 1cm.

Cette longueur est très largement supérieur à la longueur dans l'UV. On comprend donc que la structure de photodiode UV ne correspond pas forcément à un optimum pour l'absorption à deux photons.

Avant de finir d'analyser le photodiode GaP à barrière Schottky, résumons les grandeurs importantes et les caractéristiques de l'absorption à deux photons :

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

- 1) transition directe interbande : pour le matériaux indirecte comme le GaP, le gap direct est plus grand que le gap indirect ,
- 2) grandeur typique de l'absorption à deux photons 10cm/GW, soit une longueur d'absorption supérieure à 1cm,
- 3) dépendance en longueur d'onde traduite par :

$$\alpha_2 \propto \frac{\left(\frac{2\hbar\omega}{E_g} - 1\right)^{1/2}}{\left(\frac{2\hbar\omega}{E_g}\right)^3} \text{ pour } 2\hbar\omega \approx E_g$$

$$\alpha_2 \propto \frac{\left(\frac{2\hbar\omega}{E_g} - 1\right)^{3/2}}{\left(\frac{2\hbar\omega}{E_g}\right)^5} \text{ pour } 2\hbar\omega > E_g$$

- 4) le principal processus d'absorption concurrent est l'absorption extrinsèque par niveau profond caractérisé par $\alpha_1=1.6\text{cm}^{-1}$ environ soit une longueur d'absorption de l'ordre de 1cm aussi.

Pour notre photodiode, on en déduit que :

- 1) le caractère Schottky important pour l'absorption UV où la longueur d'absorption est très faible est sans importance ici,
- 2) la majorité du signal de la photodiode sera obtenu par l'absorption dans la zone de diffusion
- 3) une partie des électrons peut être arrachée à l'électrode en or comme nous le prouve la partie suivante sur les photodétecteurs à photocathode utilisées à deux photons.
- 4) la limite supérieur de bande en longueur d'onde est fixée par le gap direct c'est à dire $E_g=2.75\text{eV}$ d'où une coupure dans le spectre fondamental pour les longueurs d'onde supérieure à $2*1.24/2.75=0.9\mu\text{m}$.
- 5) La limite inférieur de bande est donnée par l'absorption à un photon qui dans le cas de GaP passe par une transition indirecte avec $E_g=2.26\text{eV}$ d'où $\lambda_c=550\text{nm}$.

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

La diode utilisée permet de caractériser des impulsions dont le spectre est compris entre 570nm et 900nm. Nous verrons dans notre montage comment optimiser le signal.

Déterminons à présent le détecteur optimum pour la détection à deux photons. Commençons par énoncer quelques caractéristiques du détecteur :

- (1) Il doit avoir une zone de récupération des charges profondes pour compenser la faible absorption.
- (2) Il doit être avec une transition interbande directe (« gap direct »).
- (3) Pour la mesure d'impulsion ultrabrève autour de 800nm, il doit avoir une longueur d'onde de coupure autour de 600nm pour le minimum et la plus haute possible pour le maximum. Donc $E_g \approx 2eV$.
- (4) Il faut également minimiser les sources de bruit. Comme il faut une grande puissance optique, il est nécessaire de focaliser. On utilisera par conséquent un détecteur de faible surface pour limiter le bruit thermique.

La première condition exclut l'utilisation de photoconducteurs et favorise l'utilisation de diode pn (à diffusion) ou de diode à barrière Schottky. Le seul intérêt de la diode Schottky par rapport à la diode pn est la proximité de la zone utile par rapport à la surface ce qui limite la dispersion. Cependant les épaisseurs de couche étant souvent inférieures ou égales au micron l'effet de dispersion reste faible. On cherchera donc une photodiode pn ou pin.

Concernant les propriétés du matériau semiconducteur, le tableau 8.2 montre qu'aucun matériau n'a son énergie de bande interdite E_g proche de 2eV. Afin d'adapter les propriétés des matériaux, on utilise des alliages ternaires ou quaternaires qui sont par exemple pour notre bande spectrale d'intérêt (visible et proche UV) :

$Al_{1-x}Ga_xAs$, $GaAs_xP_{1-x}$, $AlInGaP$.

Les dimensions de mailles cristallines et la présence du Gallium dans le Phosphore de Gallium permettent d'utiliser des alliages de $GaAs_{1-x}P_x$ et donc de changer l'énergie de bande interdite du matériau. On peut de plus utiliser les technologies de contact du GaAs ou GaP ce qui constitue un avantage.

De même pour l'Arséniure d'Aluminium qui peut être mélangé avec l'Arséniure de Gallium permet d'adapter le matériau pour obtenir la bonne énergie de bande interdite, la proximité

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

des dimensions de mailles cristallines permet de mélanger dans une structure des couches de différents alliages ternaires $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$. En revanche, dans la plupart des cas, on utilise un substrat de GaAs qui est donc absorbant pour le 800nm, ce qui est très gênant dans notre cas et recherché dans d'autre type d'application comme les cellules solaires photovoltaïques.

Il n'existe par conséquent pas de photodiode commerciale basée sur des alliages ternaires $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ pour l'UltraViolet. En revanche il existe des Diode Electro-Luminescente ou LED (« Light Emitting Diode ») basées sur cette alliage. Ces LEDs ont une émission centrée au plus bas autour 550nm. Commercialement seul le domaine visible pour l'affichage et la signalisation et les domaines proche infrarouge et infrarouge pour les télécommunications ont un intérêt. Le proche UV (autour de 400nm) n'est intéressant en terme d'application que dans le médical ou le contrôle de lampe UV.

Par conséquent, les matériaux dont l'absorption est intéressante sont $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ et $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$.

La figure 8.12 ci-dessous montre l'évolution de l'énergie de bande interdite et de la dimension de la maille cristalline pour les alliages $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ et $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$.

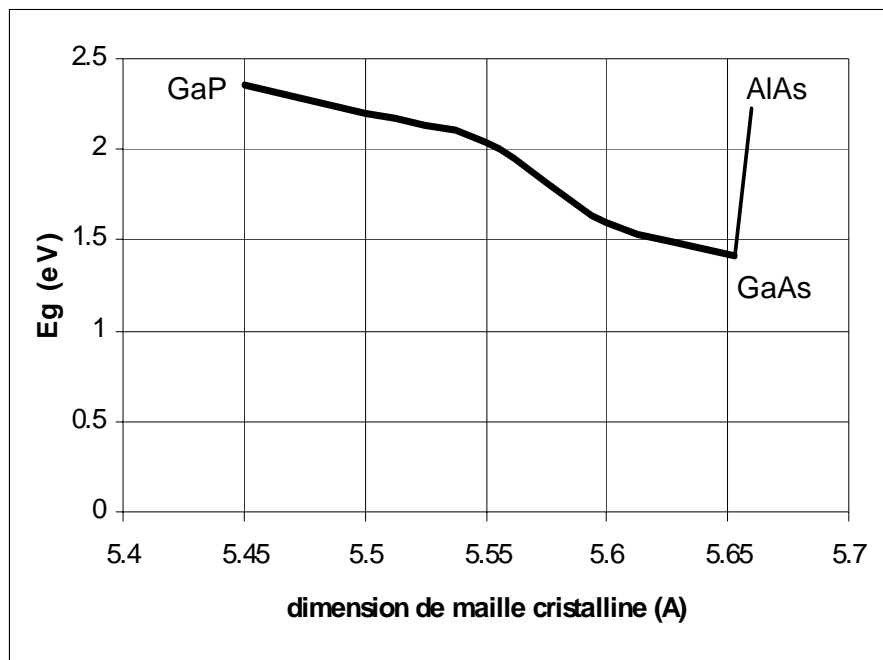


Figure 8.12 : Energie de bande interdite et dimension de maille cristalline pour les alliages $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ et $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

Dans le cas des alliages de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, la transition optique est directe pour $x < 0.35$ puis devient indirecte pour $x \geq 0.35$. L'énergie de bande interdite correspondant à cette transition est 1.95eV. La figure 8.12 montre l'évolution des énergie de bande interdite directe et indirecte pour cet alliage et également pour le $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. Un inconvénient majeur pour les alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est la très forte propension à l'oxydation qui introduit alors des défauts profonds et augmente l'absorption extrinsèque. De plus les substrats courants sont en GaAs (absorbant à 800nm) et donc ne conviennent pas à notre application.

Les LEDs sont intéressantes par leur coût et leurs variétés. Cependant la présence d'une encapsulation et plus particulièrement d'une lentille plastique gêne les propriétés de détection. De plus l'introduction d'impuretés (par exemple de l'azote pour GaAsP) est utilisé pour augmenter le rendement dans le cas de transition indirecte. Ces impuretés changent également la longueur d'onde d'émission. Ce type de détecteur n'est par conséquent pas optimum, il est par contre très intéressant en terme de disponibilité et de coût.

Les photodiodes détectant dans le visible et le proche ultraviolet sans utilisation de filtre que l'on trouve sont généralement basées sur le GaP ou sur $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. La transition optique évolue suivant la concentration x d'une transition directe pour $x < 0.45$ à indirecte pour $x \geq 0.45$. Le problème de l'optimisation de l'absorption est donc très proche de celui pour $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. La figure 8.13 ci-dessous montre l'évolution des énergies de bande interdite pour ces alliages :

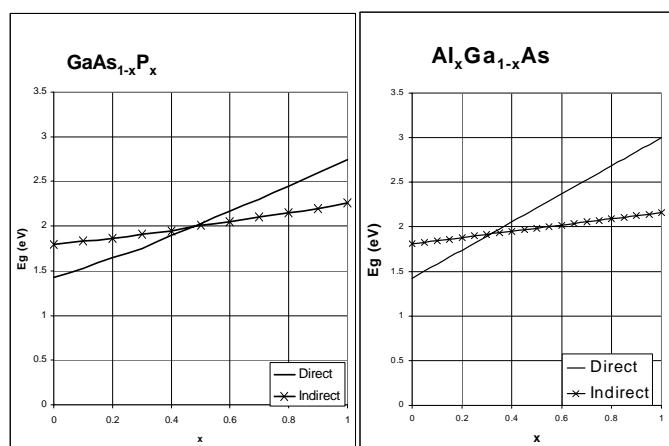


Figure 8.13 : Energie des bandes interdites suivant la composition des alliages ternaires $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ [Crawford 1977] et $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [Baldereschi 1977] .

D'après cette figure, pour avoir une photodiode ayant une énergie de bande interdite à 2eV pour GaAs_{1-x}P_x, il faut que x=0.45. Dans ce cas, la transition est encore directe. La longueur d'onde pic en détection est alors $\lambda=620\text{nm}$. Dans ce cas on peut détecter à deux photons une impulsion dont le spectre s'étend de 630nm à 1240nm. La photodiode commerciale se rapprochant le plus de ce que l'on cherche est la photodiode G1115 (diode à diffusion) d'Hamamatsu ou la photodiode G1126-02(diode à barrière Schottky). Pour la photodiode idéale, il faudrait une énergie de bande interdite plus élevée et s'assurer de l'absorption ou de la diffusion de la lumière sans génération de porteur au fond de la photodiode.

Pour conclure cette partie sur l'absorption à deux photons, on peut signaler que ce type d'absorption a été utilisée dans plusieurs montages d'autocorrélations ([Reitze 1990], [Albrecht 1991], [Ranka 1997], [Cormack 2001]). La réponse obtenue est alors proportionnel au carré de l'intensité optique soit $I^2(t)=|E(t)|^4$. Il faut cependant prendre garde à la réponse linéaire parasite dans ce type de détection principalement due à l'absorption extrinsèque par un niveau profond.

8.A.3.c) Absorption à trois ou multi photons

De même, on peut utiliser la réponse de l'absorption à N photons. Cependant plus N est grand moins l'absorption est efficace. Une base théorique de ce type d'absorption est donnée dans la référence [Wherett 1984]. La réponse du détecteur à N-photons est alors proportionnel à $I^N(t)=|E(t)|^{2N}$.

Une absorption à trois photons a été utilisée pour caractériser une impulsion ultrabrève par deux équipes ([Langlois 1999], [Streltsov 1999]).

8.B Photodétecteurs à photocathode

Le principe de détection d'un tube photomultiplicateur se base sur l'extraction d'un électron d'un matériau sous l'impulsion donnée par un photon. Ce processus est caractériser par une énergie de seuil au-dessous de laquelle l'électron ne peut s'extraire du matériau. La

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

démonstration du caractère quantique de la lumière et donc du photon a été faite par l'étude de ce processus par Einstein dans son article de 1905 «Sur une interprétation heuristique de la génération et de la transformation de la lumière » [Einstein] . Sa réponse sera par conséquent de la même nature que celle des dispositifs à semiconducteurs.

Il existe donc de l'absorption directe et multiphotons.

La principale différence est le gain. Celui d'une photocathode est typiquement de l'ordre de 10mA/W. Ce gain faible comparé au gain d'une photodiode environ 10 fois plus faible est compensé par la possibilité d'amplifier considérablement le signal, de la même façon que dans une photodiode à avalanche. Dans notre cas le problème de sensibilité ne se pose que pour une absorption à deux photons. Hattori et al. [Hattori 2000] ont montré la possibilité de réaliser une autocorrélation avec un tube photomultiplicateur. Il décrit un problème d'absorption parasite à un photon qui devient inférieur à l'absorption à deux photons pour une énergie d'impulsion d'environ 2pJ ce qui n'est pas très en dessous de ce que l'on peut obtenir avec des semiconducteurs. De plus, il apparaît dans cet article que la physique de l'absorption à deux photons est complexe et que la réponse n'est ni vraiment linéaire ni vraiment quadratique. La nécessité d'une alimentation haute tension stable ne se justifie donc pas. La seule utilisation dans le domaine de la caractérisation des impulsions ultrabrèves se situe au niveau des autocorrélateurs de grande dynamique pour mesurer le contraste.

8.C Conclusion

Les grandeurs accessibles directement par la mesure d'une onde optique ultrabrève sont l'intégrale dans le temps de l'intensité temporelle ou d'une puissance de cette intensité dans le cas d'absorption multiphotons.

Le tableau ci-dessous résume les grandeurs obtenues lors de la mesure d'une onde optique de champ électrique $E(t)$:

Dispositifs	Expression de la réponse en intensité	Expression de la réponse en champs électrique
Détecteur à un photon : photodiode, tube photomultiplicateur	$\int I(t)dt$	$\int E(t) ^2 dt$
Détecteur à deux photons : photodiode	$\int I^2(t)dt$	$\int E(t) ^4 dt$
Détecteur à N photons : photodiode	$\int I^N(t)dt$	$\int E(t) ^{2N} dt$

Tableau 8.3

Il est également possible de modifier l'impulsion ultrabrève lumineuse avant de la mesurer comme par exemple la modifier par un dispositif optique.

Suivant le dispositif optique employé, on n'enverra pas la même impulsion optique sur les détecteurs.

Un monochromateur permet par exemple de séparer les différentes composantes spectrales de l'impulsion. Dans ce cas le détecteur final mesure directement l'intensité spectrale de la composante sélectionnée par le monochromateur. Ainsi un spectromètre permet de mesurer l'intensité spectrale.

Un cristal permet de faire de l'optique non-linéaire par exemple de la génération de seconde harmonique, le champ électrique $E(t)=TF[E(\omega)]$ devient alors $E'(t)=TF[E(2\omega)]$.

Quand on considérera des grandeurs mesurées d'une impulsions optique ultrabrève, on ne considérera que les grandeurs du tableau 8.3 et de l'intensité spectrale (densité spectrale de puissance) obtenue par un spectromètre.

Références :

[Albrecht 1991] : T.F.Albrecht, K.Seibert, H.Kurtz, "Chirp measurement of large-bandwidth femtosecond optical pulses using two-photon absorption", *Opt.Comm.*,84,5,223-227 (1991)

[Baldereschi 1977] : A.Baldereschi, E.Hess, K.Maschke,H.Neumann, K.R. Schulte, K.Unger, "Energy band structure of $Al_xGa_{1-x}As$ ", *J.Phys.C*. 10,4709 (1977)

[Cormack 2001] : I.G.Cormack,W.Sibbett,D.T.Reid, "Rapid measurement of ultrashort-pulse amplitude and phase from a two-photon absorption sonogram trace" *J.Opt.Soc.Am.B*. 18,9,1377-1382,(2001)

[Crawford 1977] : M.G. Crawford, "Recent Developpments in LED Technology", *IEEE Trans. Electron. Devices*, ED-24,935 (1977)

[Einstein] : A.Einstein, "Collected papers of Albert Einstein", Princeton university press, 1987

[Hattori 2000] : T.Hattori,Y.Kawashima,M.Daikoku,H.Inouye,H.Nakatsuka, "Autocorrelation measurement of femtosecond optical pulses using two-photon-induced photocurrent in a photomultiplier tube", *Ultrafast Phenomena 2000*

[Lacassie 2000] : F.Lacassie, D.Kaplan, Th.De Saxce and P.Pignolet, "Two photon absorption in semi-insulating gallium arsenide photoconductive switch irradiated by a picosecond infrared laser", *Eur.Phys.J.AP* 11,189-195 (2000)

[Langlois 1999] : P.Langlois,E.Ippen, "Measurement of pulse asymmetry by three-photon-absorption autocorrelation in a GaAsP photodiode",*Opt.Lett.*,24,24,(1999)

[Ranka 1997] J.K.Ranka,A.L.Gaeta, A.Baltuska, M.S.Pschenichnikov, D.A.Wiersma, "Autocorrelation measurement of 6fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode", *Opt.Lett.* 22,17,1344-1346, (1997)

[Reid 1997] : D.T.Reid,M.Padgett, C. McGowan, W.E. Sleat and W. Sibbett "Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond laser pulses", *Opt. Lett.* 22, 233-235 (1997)

[Reitze 1990] : D.H.Reitze, T.R.Zhang,Wm.M.Wood, M.C.Downer, "Two-photon spectroscopy of silicon using femtosecond pulses at above-gap frequencies", *JOSA B*,7,1,(1990)

[Rosencher] : E. Rosencher, B. Vinter, "Optoélectronique" Edts MASSON

Annexe 2: Détecteurs et mesures accessibles d'une onde optique

[Streltsov 1999] : A.M.Streltsov, K.D.Moll,A.L.Gaeta,P.Kung,D.Walker,M.Razeghi,"Pulse autocorrelation measurements based on two- and three-photon conductivity in a GaN photodiode",Appl.Phys.Lett.,75,24,(1999)

[Sze] : S.M.Sze, "Physics of Semiconductor Devices" Edts Wiley

[Wherett 1984] : B.S.Wherett, "Scaling rules for multiphoton interband absorption in semiconductors",JOSA B, Vol 1, No 1, 1984.

[Yariv 1977] : A. Yariv, "The application of time evolution operators and Feynman diagrams to non-linear optics", IEEE J. Quantum. Electron. QE 13,12,1977.

[Yu 1999] : Yu.A. Goldberg, "Semiconductor near-ultraviolet photoelectronics", Semicond.Sc.Technol.14,R41-R60 (1999).

9. ETUDE DU FILTRE ACOUSTO-OPTIQUE DISPERSIF PROGRAMMABLE (« DAZZLER™ »)	297
9.A INTRODUCTION	297
9.B ETUDE QUALITATIVE	298
9.C ETUDE QUANTITATIVE.....	300
9.C.1. <i>Interaction acousto-optique monofréquence</i>	300
9.C.2. <i>Passage à l'interaction multi-fréquences</i>	308
9.C.2.a) Etude qualitative.....	308
9.C.2.a.i) <i>Formalisme de simulation</i>	313
9.C.2.b) Résultats de Simulations	318
9.D « NON-LINEARITE » DANS L'INTERACTION ACOUSTO-OPTIQUE.....	322
9.E CONCLUSION.....	329

9. Etude du filtre acousto-optique dispersif programmable (« Dazzler™ »)

Cette annexe présente l'étude théorique du filtre acousto-optique programmable. Je rappelle brièvement ici les résultats de la théorie présentée par F.Verluise [Verluise 1999] dans sa thèse, afin de préciser les résolutions spectrales en phase et en amplitude. Puis l'étude quantitative introduira par le biais de l'interaction monofréquence le formalisme utilisé. Les méthodes de calculs présentées seront alors appliquées au cas le plus intéressant : l'interaction entre une impulsion optique de spectre large et une impulsion acoustique également de spectre large. Le calcul présenté est à ma connaissance originale. Il sera introduit par le biais du calcul développé par V.Laude [Laude 2003] utilisant l'analyse modale. La simulation ainsi obtenue permet de vérifier la validité du modèle monofréquence.

9.A Introduction

Le filtre acousto-optique dispersif programmable est un dispositif basé sur une interaction acousto-optique longitudinale. La modulation acoustique crée dans le matériau un réseau de Bragg diffractant l'onde lumineuse incidente de la polarisation ordinaire vers la polarisation extraordinaire comme représentée sur la figure 9.1 ci-dessous.

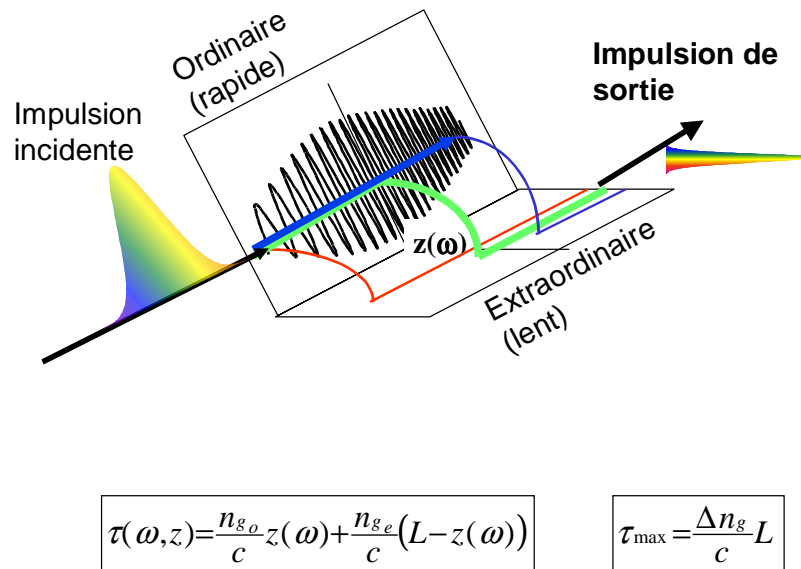


Figure 9.1: Principe de fonctionnement de l'AOPDF

Les indices entre ces deux polarisations sont différents dans ce cristal biréfringent. Il est donc possible suivant le lieu de la diffraction (l'endroit où se situe l'accord pour cette longueur d'onde) d'introduire un retard optique programmable en longueur d'onde, autrement dit de la phase spectrale. L'amplitude dépend alors de l'efficacité de diffraction et est directement déterminée (au premier ordre) par la densité spectrale de puissance acoustique.

Avant de rentrer dans les équations de couplage, commençons par une étude qualitative et discutons la physique de l'interaction.

9.B Etude qualitative

L'onde optique interagit avec l'impulsion acoustique dans le cristal pour être diffractée. La diffraction n'est constructive que s'il y a accord de phase. Dans ce cas, la conservation des vecteurs d'onde est respectée. L'impulsion optique incidente à un spectre large. On recherche ici à déterminer comment cette impulsion optique va interagir avec l'onde acoustique.

Cherchons tout d'abord quelle résolution spectrale en amplitude on peut espérer. Si on cherche à extraire une composante spectrale du spectre de l'impulsion optique incidente, alors l'onde acoustique optimale est une sinusoïde. Si cette sinusoïde est infiniment longue en temps, la composante spectrale extraite par cette sinusoïde correspondant à l'accord de phase sera un dirac. Les dimensions spectrale et temporelle étant liées, si δt est la « durée » de l'enveloppe de la sinusoïde alors la composante spectrale extraite par cette sinusoïde tronquée aura une largeur spectrale $\delta f = 1/\delta t$. Dans notre cas, la limite temporelle est fixée par la longueur du cristal. L'interaction étant longitudinale, elle se produit tout au long du cristal. L'enveloppe maximale (en durée) de la sinusoïde est donc la longueur du cristal. Cette durée correspond à une durée de l'onde acoustique. Cette durée est « projetée » sur l'onde optique par l'intermédiaire de la conservation des vecteurs d'onde dans la diffraction. Dans notre cas, on peut d'abord approché le rapport de conversion entre acoustique et optique par $\alpha = \frac{f}{v} \approx 1.5 \cdot 10^{-7}$, c'est à dire 20 μ s acoustique correspond à 3ps optique. Dans le cas d'une impulsion acoustique de spectre large modulé, la résolution reste la même car la décomposition spectrale de chaque élément peut être considéré comme indépendante (tout est supposé linéaire pour l'instant). Dans ce cas, l'excursion temporelle de chaque composante est fixée par la longueur du cristal et donc on retrouve la résolution relative à 3ps, c'est à dire 0.7nm pour une longueur d'onde centrale de 800nm. En particulier ceci reste vrai si l'impulsion acoustique est brève et ne remplit pas l'ensemble du cristal.

Cette interprétation se base sur l'accord de phase. Que se passe-t-il lorsque l'on est pas exactement à l'accord de phase ? Dans ce cas, une onde optique de vecteur d'onde proche de l'accord de phase aura une efficacité de diffraction inférieur mais non nulle dépendant du désaccord de vecteur d'onde et de la longueur d'interaction. On retrouve alors la même expression en sinus cardinal, ce qui prouve que ces deux visions sont en fait les mêmes, dans un cas c'est la définition de la fréquence de l'onde acoustique, dans l'autre la définition de l'accord de phase.

Concernant la phase, le principe d'accord de phase assure le transfert de la phase de l'onde acoustique à l'onde optique. Même dans le cas de très forte diffraction, après plusieurs diffractions la relation de phase sera conservée. De plus, on peut comprendre la programmation de la phase comme étant le lieu où se situe la diffraction pour une longueur d'onde donné. En réalité, la diffraction est répartie sur toute la longueur du cristal mais induit une phase différente à chaque endroit de telle sorte que finalement pour cette longueur d'onde

on ait l'impression d'une diffraction ponctuelle. C'est pour cette raison qu'il est possible de combiner une bonne efficacité de diffraction et la conservation de la phase de ce type d'interaction longitudinal contrairement au dispositif transverse. Ce qui nous intéresse est le

temps de retard maximum possible à introduire, c'est à dire $\frac{\partial \varphi}{\partial \omega}$ et la résolution de ce temps

de retard. Le temps de retard maximum est le temps correspondant à la longueur du cristal (typiquement 3ps). La précision en temps de retard correspond à la pente minimale réalisable sur une bande donnée. Cette pente dépend de la largeur spectrale considérée. Soit $\Delta\omega$ cette largeur spectrale. La pente dépend principalement de l'électronique de génération de l'onde acoustique. Soient N le nombre de points de programmation sur l'ensemble de la bande $\Delta\omega$ ($N=\Delta\omega/\delta\omega$), SNR la résolution en tension (égale à l'inverse du rapport signal sur bruit).

Cette pente est alors : $\left. \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} \right|_{\min} = \frac{\Delta\varphi_{\min}}{\Delta\omega} = \frac{2\pi}{\Delta\omega \cdot SNR} \sqrt{\frac{\delta\omega}{\Delta\omega}}$ or $2\pi/\Delta\omega = \delta t/N$ où δt est le

temps de retard maximal (3ps). Donc finalement : $\left. \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} \right|_{\min} = \frac{\delta t}{SNR} N^{-3/2}$. La précision en phase

est $\delta\varphi_{\min} = \frac{2\pi}{SNR}$.

Application numérique : $\left. \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} \right|_{\min} = \frac{3ps}{10^3} \left(\frac{30nm}{0.6nm} \right)^{-3/2} \approx 0.01fs$

9.C Etude quantitative

9.C.1. Interaction acousto-optique monofréquence

L'interaction acousto-optique dans le cristal se caractérise par des ondes couplées. L'expression de l'équation des modes couplés n'est pas simple dans notre cas car le cristal est biréfringent acoustique et biréfringent optique. Les axes de propagations n'introduisent aucune simplification. Au détriment de l'exactitude des équations, nous allons simplifier les expressions afin d'essayer de dégager la physique de l'interaction. On introduira ensuite les modifications pour obtenir les formules exactes ([Xu], [Laude 2003]).

Les équations d'onde pour les ondes optiques dans le cristal peuvent s'exprimer sous deux (au moins) formes équivalentes :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\boldsymbol{\varepsilon} : \mathbf{E})}{\partial t^2} = \nabla^2 \mathbf{E} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E})$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\boldsymbol{\eta} : \mathbf{D})}{\partial t^2} = \nabla^2 (\boldsymbol{\eta} : \mathbf{D}) - \nabla (\nabla \cdot (\boldsymbol{\eta} : \mathbf{D}))$$

où $\boldsymbol{\varepsilon}$ est le tenseur diélectrique du matériau et $\boldsymbol{\eta}$ son inverse liés par $\varepsilon_{ij} \eta_{jk} = \delta_{ik}$.

Ces tenseurs sont d'ordre (3,3) et dépendent de la fréquence optique.

Pour exprimer l'interaction acousto-optique, on utilise la déformation du tenseur d'impermittivité (définissant l'ellipsoïde des indices) : $\Delta \eta_{ij} = p_{ijkl} S_{kl}$ où S est le tenseur symétrique des déplacements et p le tenseur élasto-optique. On traduit souvent cette déformation par la déformation correspondante sur le tenseur de permittivité :

$$\Delta \varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{im} \Delta \eta_{mn} \varepsilon_{nj} = (-\varepsilon_{im} \varepsilon_{nj} p_{mnkl}) S_{kl}.$$

On considérera une onde optique monofréquence et une onde acoustique monofréquence. On considère la base des ordres de diffraction (ordre 0=incident, ordres $\pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$), et on exprime le déplacement électrique optique sur ces modes :

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \mathbf{d}_m D_m(z, t) \exp\{j(\omega_m t - \mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r})\},$$

où l'indice m exprime l'ordre (c'est à dire le nombre de phonons impliqués dans la diffraction), $\omega_m = \omega_0 + m\Omega$, $\mathbf{k}_m = \mathbf{k}_0 + m\mathbf{K}$ (traduisant la conservation de l'énergie et des moments), \mathbf{d}_m est la direction du déplacement électrique dont l'amplitude est $D_m(z, t)$. L'avantage d'utiliser le déplacement électrique à la place du champ électrique est que le déplacement électrique est toujours (même dans les cas anisotropes) perpendiculaire au vecteur d'onde. De plus le vecteur de Poynting traduisant la propagation de l'énergie s'exprime plus simplement par le déplacement :

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \frac{1}{2\mu_0 \omega} \mathbf{E} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E})$$

$$\text{dont la norme s'exprime : } |\mathbf{S}| = \frac{1}{2} \frac{c}{\varepsilon_0 n^3} D_0^2.$$

L'équation d'onde optique dans le matériau peut s'exprimer alors pour les modes :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (D_m)}{\partial t^2} = \nabla^2 (\boldsymbol{\eta} : \mathbf{D}) \mathbf{d}_m - \nabla (\nabla \cdot (\boldsymbol{\eta} : \mathbf{D})) \mathbf{d}_m \text{ en projetant sur } \mathbf{d}_m.$$

Détaillons les termes :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (D_m)}{\partial t^2} = -\frac{\omega_m}{c^2} D_m \exp(j\phi_m) \text{ où } \phi_m = \omega_m t - \mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}$$

$$(\eta : D) = \eta_0 : D + \Delta\eta : D$$

où η_0 est le vecteur d'impermittivité sans acoustique, et $\Delta\eta$ la partie perturbée par l'acoustique de ce vecteur d'impermittivité.

A ce point on a déjà négligé les termes antisymétriques du déplacement acoustique, en supposant que $(\eta_{ii} - \eta_{jj})(\delta_{ik}\delta_{jl} - \delta_{il}\delta_{jk})$ est négligeable, ce qui revient à supposer la biréfringence faible. De même on négligera les termes du second ordre et les termes dus aux effets électro-optiques induits par la piézoélectricité induite par l'onde acoustique. Ces termes seront étudiés dans la partie suivante discutant de la validité de la formule de convolution.

Le terme $\Delta\eta$ permet le couplage entre les modes en croisant les termes.

Dans notre cas simplifié, l'accord de Bragg permet de déterminer les ordres possibles. La figure 9.2 ci-dessous représente cet accord sur la surface des indices optiques. On ne reviendra pas ici sur le choix des angles permettant la colinéarité de l'interaction (c.f. Thèse de F. Verluise).

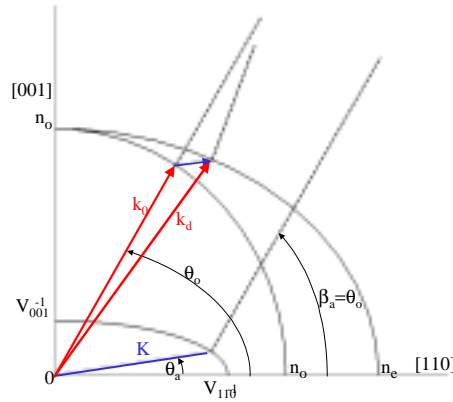


Figure 9.2 : accord de Bragg

Ce diagramme d'accord de Bragg montre que le mode incident à k_0 ne peut diffracter que sur un unique mode diffracté k_d . Le terme de couplage peut donc se limiter au couplage de l'incident sur le diffracté et réciproquement. On en déduit :

$$\Delta\eta : D = \begin{pmatrix} 0 & \alpha & 0 \\ -\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_0 \\ D_1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ où } D_0 \text{ est le mode incident et } D_1 \text{ est le mode diffracté.}$$

$$\text{Les deux modes sont deux modes propres pour } \eta_0 : \eta_0 : D = \begin{pmatrix} \eta_{00} & 0 & 0 \\ 0 & \eta_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_0 \\ D_1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

On obtient alors :

$$\nabla^2(\Delta\eta : \mathbf{D}) = \left(\frac{\partial^2}{\partial d_0^2} + \frac{\partial^2}{\partial d_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \begin{pmatrix} \alpha D_1 \\ -\alpha D_0 \\ 0 \end{pmatrix}, \nabla^2(\eta_0 : \mathbf{D}) = \left(\frac{\partial^2}{\partial d_0^2} + \frac{\partial^2}{\partial d_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \begin{pmatrix} \eta_{00} D_0 \\ \eta_{11} D_1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\nabla(\nabla \cdot (\Delta\eta : \mathbf{D})) = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \alpha D_1}{\partial d_0^2} + \frac{\partial^2 - \alpha D_0}{\partial d_0 \partial d_1} \\ \frac{\partial^2 - \alpha D_0}{\partial d_1^2} + \frac{\partial^2 \alpha D_1}{\partial d_1 \partial d_0} \end{pmatrix}, \nabla(\nabla \cdot (\eta_0 : \mathbf{D})) = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \eta_{00} D_0}{\partial d_0^2} + \frac{\partial^2 \eta_{11} D_1}{\partial d_0 \partial d_1} \\ \frac{\partial^2 \eta_{11} D_1}{\partial d_1^2} + \frac{\partial^2 \eta_{00} D_0}{\partial d_1 \partial d_0} \end{pmatrix}.$$

Donc pour les deux modes, avec η_0 invariant spatialement, α, D_0 et D_1 ne dépendant que de z , on obtient finalement le système d'équation :

$$\begin{cases} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 D_0}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 (\alpha D_1 + \eta_{00} D_0)}{\partial z^2} \\ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 D_1}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 (-\alpha D_0 + \eta_{11} D_1)}{\partial z^2} \end{cases}.$$

D'où en tenant compte de l'aspect monofréquence en onde plane des ondes optiques et acoustique, on obtient :

$$\begin{cases} \frac{-\omega_0^2}{c^2} D_{0z} e^{-jk_{0z}z} = \eta_{00} (-k_{0z}^2) D_{0z} e^{-jk_{0z}z} - 2j\eta_{00} k_{0z} \frac{\partial D_{0z}}{\partial z} e^{-jk_{0z}z} + \alpha (-k_{1z}^2) D_{1z} e^{-jk_{1z}z} + \\ \left\{ \eta_{00} \frac{\partial^2 D_{0z}}{\partial z^2} e^{-jk_{0z}z} + \left[2 \frac{\partial D_{1z}}{\partial z} \frac{\partial \alpha}{\partial z} + D_{1z} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial z^2} + \alpha \frac{\partial^2 D_{1z}}{\partial z^2} \right] e^{-jk_{1z}z} \right\} \\ \frac{-\omega_1^2}{c^2} D_{1z} e^{-jk_{1z}z} = \eta_{11} (-k_{1z}^2) D_{1z} e^{-jk_{1z}z} - 2j\eta_{11} k_{1z} \frac{\partial D_{1z}}{\partial z} e^{-jk_{1z}z} - \alpha (-k_{0z}^2) D_{0z} e^{-jk_{0z}z} + \\ \left\{ \eta_{11} \frac{\partial^2 D_{1z}}{\partial z^2} e^{-jk_{1z}z} - \left[2 \frac{\partial D_{0z}}{\partial z} \frac{\partial \alpha}{\partial z} + D_{0z} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial z^2} + \alpha \frac{\partial^2 D_{0z}}{\partial z^2} \right] e^{-jk_{0z}z} \right\} \end{cases}$$

avec $D_i = D_{iz}(z) \exp(j(\omega_i t - k_{iz} z + \varphi))$, en simplifiant les expressions pour ne pas faire apparaître les termes en sinus et exponentielle.

Les termes entre accolades sont négligés. Ces approximations correspondent à :

- $\eta_{0i} \frac{\partial^2 D_{iz}}{\partial z^2}$ et $\alpha \frac{\partial^2 D_{iz}}{\partial z^2}$: la variation de l'amplitude du déplacement électrique de l'onde optique est lente devant la longueur d'onde acoustique,
- $\frac{\partial D_{iz}}{\partial z} \frac{\partial \alpha}{\partial z}$: de l'ordre $K\alpha_0 \frac{\partial D_{iz}}{\partial z}$ négligé également.

Le terme de couplage est développé en deux termes exponentiels dont l'un augmente l'ordre de diffraction et l'autre le diminue. Ces deux termes sont de signes opposés. Dans notre

configuration, il n'y a que deux modes différents donc le mode initial ne peut diffracter que sur le mode « diffracté » et inversement.

On normalise sur la longueur de l'interaction $Z=z/L$. Pour estimer l'efficacité de diffraction, il faut estimer les vecteurs d'onde de Poynting et donc on doit transformer les amplitudes du déplacement en la racine carrée du module du vecteur de Poynting pour s'assurer de la conservation de l'énergie : $\hat{D}_i = D_i / \sqrt{n_i^3}$.

On obtient alors en simplifiant :

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{D}_{0z}}{\partial z} = jk_{0z} \frac{L}{2} \left(1 - \frac{n_0^2 \omega_0^2}{c^2 k_{0z}^2} \right) \hat{D}_{0z} + \frac{1}{4} \sqrt{n_0^3} \sqrt{n_1^3} k_o L \alpha_0 e^{-j\psi} \left(e^{j(k_{0z} - k_{1z} + K)z} \right) \hat{D}_{1z} \\ \frac{\partial \hat{D}_{1z}}{\partial z} = jk_{0z} \frac{L}{2} \left(1 - \frac{n_1^2 \omega_1^2}{c^2 k_{1z}^2} \right) \hat{D}_{1z} + \frac{1}{4} \sqrt{n_0^3} \sqrt{n_1^3} k_o L \alpha_0 e^{j\psi} \left(e^{-j(k_{0z} - k_{1z} + K)z} \right) \hat{D}_{0z} \end{cases}$$

Soit :

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{D}_{0z}}{\partial z} = -j2\delta_0 \hat{D}_{0z} + j\kappa(z) \hat{D}_{1z} \\ \frac{\partial \hat{D}_{1z}}{\partial z} = j2\delta_1 \hat{D}_{1z} + j\kappa^*(z) \hat{D}_{0z} \end{cases},$$

où δ_i est un terme de désaccord exprimant habituellement la modification du mode propre par la perturbation traduisant par la relation de Bragg $k=k_{\text{incident}}+mK_{\text{acoustique}}$, la conservation de la quantité de mouvement et la conservation de l'énergie par le Doppler $\omega=\omega_{\text{incident}}+m\Omega_{\text{acoustique}}$. Cette relation est celle de la théorie des modes couplés exposé dans de nombreux ouvrages.

Les différents indices n'étant pas égaux, cette relation n'est pas vérifiée dans tous les cas et donc δ varie suivant l'onde d'incidence et l'onde acoustique. On a $\delta_0=0$ car l'onde incidente ne peut être déphasé par rapport à elle-même. Pour le déphasage sur le diffracté, deux approches sont possibles.

La première est celle classiquement utilisée dans la théorie des modes couplés qui consiste à imposer la relation de Bragg : $k_{1z} = k_{0z} + K$. Dans ce cas, le terme de déphasage δ_1 n'est nul qu'à l'accord de Bragg, c'est à dire pour $k_{1z} = \frac{n_1 \omega_1}{c}$. Et alors, κ le terme de

couplage s'exprime $\kappa = -\frac{j}{4} k_o \sqrt{n_0^3} \sqrt{n_1^3} L \alpha_0$.

Le système peut alors s'écrire sous forme matricielle : $\frac{\partial \hat{D}}{\partial z} = jM\hat{D}$, dont la solution se

détermine par les valeurs propres et vecteurs propres de M : $M = \begin{pmatrix} 0 & \kappa \\ \kappa^* & 2\delta_1 \end{pmatrix}$,

les valeurs propres sont: $vp_{1,2} = \left(\delta_1 \pm \sqrt{|\kappa|^2 + \delta_1^2} \right)$,

et les vecteurs propres sont : $Vp_{1,2} = \begin{pmatrix} \frac{\kappa}{vp_{1,2}} \\ 1 \end{pmatrix}$.

On a donc : $M = \begin{pmatrix} 0 & \kappa \\ \kappa^* & 2\delta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\kappa}{vp_1} & \frac{\kappa}{vp_2} \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} vp_1 & 0 \\ 0 & vp_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\kappa^*}{2\eta} & \frac{vp_1}{2\eta} \\ -\frac{\kappa^*}{2\eta} & -\frac{vp_2}{2\eta} \end{pmatrix}$,

où $\begin{pmatrix} \frac{\kappa}{vp_1} & \frac{\kappa}{vp_1} \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\kappa^*}{2\eta} & \frac{vp_1}{2\eta} \\ -\frac{\kappa^*}{2\eta} & -\frac{vp_2}{2\eta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ et $\eta = \sqrt{|\kappa|^2 + \delta^2}$.

La solution générale de ce type d'équation s'obtient alors en exprimant le vecteur initial dans la base propre et en résolvant l'équation différentielle pour les valeurs propres. Finalement on peut exprimer les solutions sous la forme :

$$\begin{cases} D_{0z}(z) = M_{11}(z)D_{0z}(0) + M_{12}(z)D_{1z}(0) \\ D_{1z}(z) = M_{21}(z)D_{0z}(0) + M_{22}(z)D_{1z}(0) \end{cases}$$

$$M(z) = \begin{pmatrix} -j\frac{\delta}{\eta}\sin(\eta z) + \cos(\eta z) & -j\frac{\kappa}{\eta}\sin(\eta z) \\ -j\frac{\kappa^*}{\eta}\sin(\eta z) & \cos(\eta z) + j\frac{\delta}{\eta}\sin(\eta z) \end{pmatrix} \text{ avec } \eta = \sqrt{|\kappa|^2 + \delta^2}, \delta = \delta_1.$$

Dans notre cas, on retrouve l'expression donnée par P.Tournois et D.Kaplan [Kaplan 2002] :

$$I_d(L)/I_0(0) = \frac{|\kappa|^2}{\eta^2} \sin^2(\eta L), \text{ et on peut exprimer } |\kappa|L = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{P}{P_0}} \text{ et } \Delta\phi = 2\delta L. \text{ D'où}$$

finalement le rendement de diffraction R :

$$R = \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{P}{P_0}} \sin c \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{P}{P_0}} + \left(\frac{\Delta\phi}{\pi} \right)^2 \right) \right)^2,$$

$$\text{où } P_0 = \frac{1}{2M_2} \left[\frac{\lambda}{L \cos(\theta_0 - \theta_a)} \right]^2, \Delta\phi = \frac{\delta k}{\pi} L \cos(\theta_0 - \theta_a).$$

Ce dernier facteur traduit le désaccord de phase et montre que pour des longueurs d'onde en désaccord, le rendement sera moins bon.

Rappelons que M_2 est le facteur de mérite et que ce facteur caractérise l'efficacité de la

$$\text{diffraction : } M_2 = \frac{n_0^3 [n_1^3] [p(\theta_0, \theta_a)]^2}{\rho [V(\theta_a)]^3},$$

où n_0, n_1 sont les indices ordinaire et extraordinaire, p le coefficient élasto-optique, ρ la densité volumique du matériau, $V(\theta_a)$ la vitesse acoustique.

La résolution spectrale est déterminée quant à elle par le terme de désaccord, l'efficacité de diffraction est diminuée de moitié quand $\left(\frac{\Delta\phi}{\pi} \right) = \pm 0.8$ et que $P = P_0$.

$$\text{On retrouve alors : } \delta k = \frac{\Delta\phi}{L \cos(\theta_0 - \theta_a)} \Rightarrow \left(\frac{\delta\lambda}{\lambda} \right)_{1/2} = \frac{0.8}{\Delta n \cos^2 \theta_0} \frac{\lambda}{L}.$$

La résolution spectrale est inversement proportionnelle à la longueur du cristal et proportionnelle au carré de la longueur d'onde optique. Cependant cette étude présuppose des ondes optiques et acoustiques monofréquences.

Rappelons que nous avons supposé ici que le déphasage se reportait sur le vecteur d'onde par la relation de Bragg. On peut également considérer la résolution de ces équations en supposant que la perturbation étant uniquement transverse, elle ne modifie pas les modes propres sur chaque polarisation et donc on considère que : $k_{iz} = \frac{n_i \omega_i}{c}$. Dans ce cas le terme de déphasage δ_1 est nul et le terme de couplage dépend de z :

$$\kappa(z) = -\frac{j}{4} k_0 \sqrt{n_0^3} \sqrt{n_1^3} L \alpha_0 \left(e^{j(k_{0z} - k_{1z} + K)z} \right).$$

Le système peut également être écrit sous forme matricielle : $\frac{\partial \hat{D}}{\partial z} = jM(z)\hat{D}$ à la différence que la matrice M dépend à présent de z . La solution de cette équation différentielle est :

$$\hat{D}(z) = a \exp \left(\int_0^z jM(\zeta) d\zeta \right) \text{ où } a \text{ est une constante. Dans notre cas :}$$

$$M = \int_0^z M(\zeta) d\zeta = \begin{pmatrix} 0 & \int_0^z \kappa(\zeta) d\zeta \\ \int_0^z \kappa^*(\zeta) d\zeta & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \kappa \\ \kappa^* & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} |\kappa| & -|\kappa| \\ \frac{|\kappa|}{\kappa^*} & \frac{|\kappa|}{\kappa^*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\kappa| & 0 \\ 0 & -|\kappa| \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\kappa^*}{|\kappa|} & 1 \\ -\frac{\kappa^*}{|\kappa|} & 1 \end{pmatrix}.$$

La solution peut donc également se mettre sous la forme d'une exponentielle de matrice. On obtient finalement le même résultat mais en utilisant une intégration.

Nous verrons l'avantage de cette approche dans le cas multifréquences.

Des résultats expérimentaux sur la diffraction monofréquence sont fournis dans l'annexe 4 « Expériences de diffraction acousto-optique avec le Dazzler ».

9.C.2. Passage à l'interaction multi-fréquences

Malgré le singulier du titre, les deux ondes impliquées dans l'interaction acousto-optique supposées précédemment monofréquences sont dans notre cas des spectres larges. Le formalisme utilisé ci-dessus peut-il être à nouveau utilisé et quelles sont les modifications de comportement ?

Une approche heuristique a été présentée dans la thèse de F.Verluise et est souvent utilisée dans ce type de problème où la largeur spectrale se traduit par une intégrale sur le spectre du type :

$\int A(\omega, \alpha) e^{i(\alpha\omega + \varphi(\omega))} d\omega$. Cette approche utilise l'approximation de la phase stationnaire qui permet de simplifier l'expression. On suppose que les termes $A(\omega, \alpha)$ et $\varphi(\omega)$ varie lentement en ω . Dans ce cas l'intégrale n'est non nulle que si α est nulle. En supposant de plus que les amplitudes varient lentement et sans déplétion de l'onde incidente, on obtient la formule de convolution temporelle du filtre acousto-optique : $R(t) = F(t) \otimes S(t)$ où $S(t)$ est le signal d'entrée, $F(t)$ est la réponse impulsionnelle du filtre et $R(t)$ est le signal de sortie.

Cependant cette approche reste très approximative dans le cas de diffraction importante (>10%).

Pour tenir compte des largeurs spectrales, il faut passer à des simulations numériques. Expliquons l'algorithme de calcul et la façon d'estimer cette interaction complexe et pour cela commençons par une étude qualitative.

9.C.2.a) Etude qualitative

Deux questions se posent alors au niveau de la diffraction :

- 1) peut-on discrétiser les fréquences ?
- 2) les largeurs spectrales optiques et acoustiques jouent-elles le même rôle ?

Lorsqu'une impulsion incidente de spectre $A(\omega)$ entre dans le crystal, chaque photon de fréquence ω rencontre un phonon avec lequel il interagit plus ou moins. S'il y a interaction, il en résulte une première diffraction. On suppose que seules les diffractions impliquant un phonon à la fois importent. Le photon diffracté peut alors interagir avec un autre phonon

d'une autre fréquence. On peut alors raisonner en diagramme de Feynmann pour comprendre le problème posé par les multidiffractions. La figure 9.3 ci-dessous représente différents chemins de Feynmann possibles comme exemples :

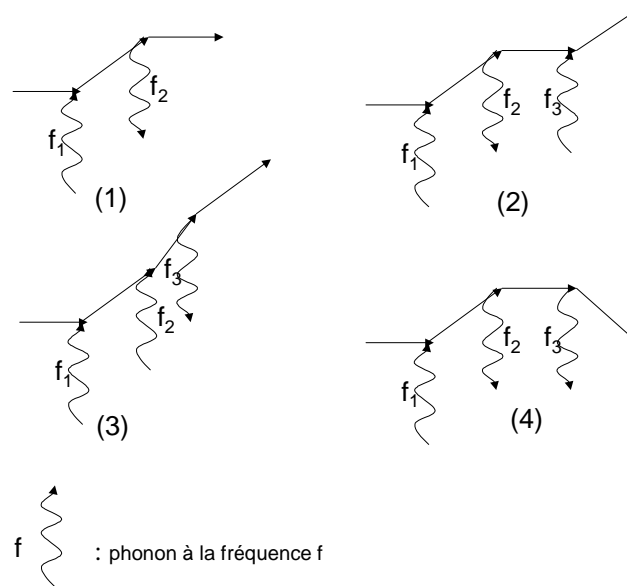


Figure 9.3 : exemples de multidiffractions

Rappelons que la rediffraction par une même fréquence acoustique est déjà prise en compte dans l'étude monofréquence.

On suppose que :

- toutes les directions de faisceaux incident et diffractés sont parallèles,
- toutes les ondes considérées sont planes (dimensions transverses infinies),
- la relation de Bragg et l'anisotropie du matériau implique que seules les ordres 0 et 1 existent et se propagent,
- l'effet Doppler est négligeable.

On en déduit par exemple que sur la figure 9.3, les cas 3 et 4 ne peuvent exister ou sont négligeables.

Le fait de négliger l'effet Doppler qui modifie la fréquence de l'onde optique diffractée suivant la loi de conservation de la pulsation (énergie) implique :

$$\omega_{\text{diffracté}} = \omega_{\text{incident}} \pm \Omega_{\text{acoustique}} \approx \omega_{\text{incident}} .$$

Dans ce cas deux photons incidents à deux fréquences différentes n'interagissent pas. Il est donc possible d'étudier séparément la réponse du système pour différentes longueur d'onde et de sommer ces réponses pour obtenir la réponse à un spectre composé de ces éléments. Cette combinaison étant linéaire on peut discrétiser les fréquences et appliquer le critère de Shannon pour obtenir la réponse du système à un spectre large.

Peut on faire le même raisonnement pour l'acoustique ?

Pour l'acoustique, comme le montre la figure 9.3, plusieurs phonons de fréquences différentes peuvent interagir avec un photon incident. Cela signifie que l'on ne peut pas se contenter, à cause des multidiffractions, d'étudier séparément les réponses pour chaque fréquence acoustique.

Peut-on quand même discrétiser les fréquences à étudier et limiter l'excursion en fréquence pour une longueur d'onde optique donnée ?

L'onde acoustique se propage dans le cristal. Elle se propage à la vitesse V_{ac} et donc la « durée » de l'onde acoustique dans le cristal est finie. Un photon composant une impulsion ultrabrève voit alors un réseau de Bragg fixe de longueur fini, la longueur du cristal. La longueur finie du réseau correspond à une durée acoustique maximale T_{ac} ou un nombre de pas maximal. On retrouve ainsi la résolution spectrale acoustique comme étant l'inverse de cette durée maximale : $\delta f_{ac} = 1/T_{ac}$. On peut alors complètement décrire l'impulsion acoustique de durée T_{ac} d'après le théorème de Shannon en échantillonnant l'impulsion dans le domaine spectral à $\delta f_{ac}/2$. On peut donc espérer discrétiser l'impulsion acoustique dans le domaine spectral.

Cette discrétisation a-t-elle une influence sur la diffraction ?

Considérons un photon incident de fréquence f_{op} , la diffraction de ce photon par une impulsion acoustique de spectre continu peut-elle être déterminée par la diffraction par un spectre échantillonné à $\delta f_{ac}/2$? Dans le cas de diffraction simple, on ne considère que les diffractions impliquant une seule fréquence. Alors l'écart entre fréquence ne modifie en rien la diffraction et on obtient la même diffraction pour tout signal acoustique équivalent. Dans ce cas, on peut discrétiser et appliquer le théorème de Shannon.

Dans le cas où l'on considère les multidiffractions, alors les fréquences acoustiques interagissent à travers des diffractions successives. Cependant pour chaque interaction, on peut considérer que l'on est dans le cas de la diffraction simple et donc on peut également appliquer une discrétisation suivant le critère de Shannon.

En fait, seul un processus impliquant l'écart fréquentielle de deux phonons pourrait interdire d'appliquer une discrétisation liée à la durée limitée de l'impulsion acoustique. Or si un écart fréquentielle inférieure à celui caractérisant la durée de l'onde acoustique (la longueur du cristal) apparaissait, cela signifierait qu'un processus s'applique sur un temps plus long. Dans le cas d'une impulsion ultrabrève voyant une unique impulsion acoustique figée dans le cristal, alors le temps d'interaction acousto-optique est donnée par la propagation de l'impulsion optique et, est extrêmement bref (200ps). Il n'y pas alors de temps plus long que le temps acoustique lié à la longueur du cristal lui-même (20 μ s).

Dans le cas d'un train d'impulsions optiques ultrabrèves, le temps d'interaction avec le train d'impulsion peut être aussi long voir plus long que le temps acoustique T_{ac} . Dans ce cas, de nombreux problèmes se posent que nous n'étudierons pas ici. On se placera par conséquent toujours dans des cas où la durée la plus longues est la durée acoustique du cristal T_{ac} . Et on peut alors discrétiser le spectre acoustique suivant le critère de Shannon.

Revenons à la description des phénomènes liés à la présence de plusieurs diffractions.

Considérons le sort d'un photon incident rencontrant une onde acoustique de spectre discret tel que représenté sur la figure 9.4 cas 1. Dans ce cas, le photon incident à la fréquence ω est principalement diffracté par la fréquence acoustique correspondante et très faiblement diffracté par les autres fréquences en raison de l'importance du désaccord. Dans ce cas, on peut presque supposer l'indépendance des réponses acoustiques. On verra dans la partie présentant quelques résultats de simulation que l'importance de l'interaction entre fréquences acoustiques dans ce type de configuration.

Dans le cas 2, les deux fréquences acoustiques sont proches et on ne peut plus négliger l'une par rapport à l'autre. D'ailleurs si l'on considère la longueur d'onde optique diffractée par la fréquence moyenne des deux fréquences acoustiques, les efficacités de diffraction de chaque onde acoustique sont égales. Il y a deux types d'intermodulations possibles, la première est une intermodulation via les multidiffractions, la seconde est une intermodulation

directement acoustique. Ces intermodulations se caractérisent par une modulation de la diffraction, ayant pour fréquence, la différence entre les deux fréquences acoustiques (cf partie sur les résultats expérimentaux). Physiquement les intermodulations acoustiques résultent d'une non-linéarité acoustique qui dans notre cas (onde transverse lente) est complexe et en particulier produit une onde non transverse qui n'interagit plus au niveau acousto-optique. Nous négligerons cette non-linéarité ici et une approximation de cette grandeur est donnée dans la partie « Non-linéarité dans l'interaction acousto-optique ». Seule reste alors l'intermodulation due aux multidiffractions. Physiquement, un photon a plusieurs chemins de diffraction possibles pour arriver à un état final donné. Ces différents chemins sont concurrents et modifient la diffraction simplement considérée comme la superposition de diffraction monofréquence.

Comme nous l'avons démontré précédemment, le cas 3 peut-être simplifier au cas 2 en échantillonnant et en respectant le critère de Shannon.

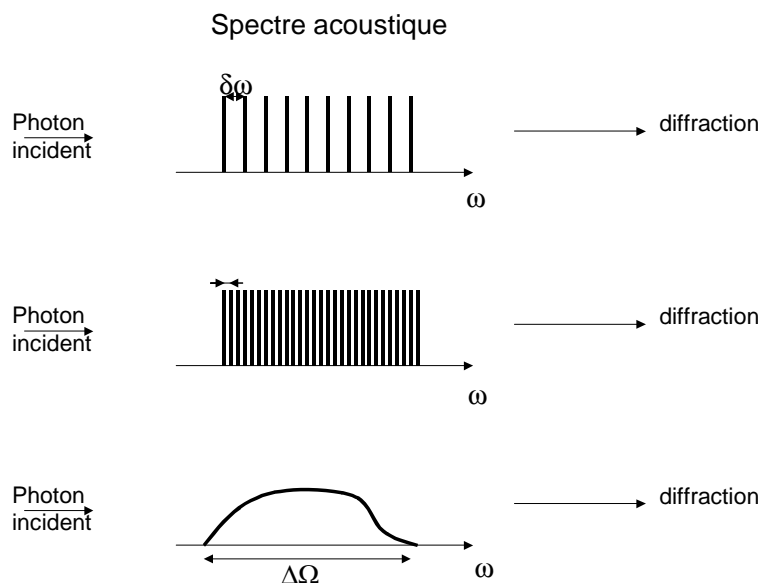


Figure 9.4 : différents cas acoustiques considérés : (1) fréquences discrètes éloignées de plus de trois fois la résolution spectrale, (2) fréquences discrètes éloignées de la moitié de la résolution (critère de Shannon), (3) spectre continu.

Nous allons à présent décrire plus formellement l'interaction multifréquences avec comme objectif de pouvoir faire des simulations numériques de telles interactions, les cas analytiques

étant à la fois très complexe et supposant souvent beaucoup trop de simplifications pour être réaliste.

9.C.2.a.i) Formalisme de simulation

La diffraction acousto-optique multifréquences acoustiques nécessite de prendre en compte les diffractions multiples que nous appellerons par la suite « multidiffractions ». La représentation par des diagrammes de Feynmann de ces multidiffractions détaillent les différentes interactions photon/phonon(s) et les différents chemins possibles. La figure 9.5 représentent l'ensemble des chemins et leurs regroupements en ordres de diffraction.

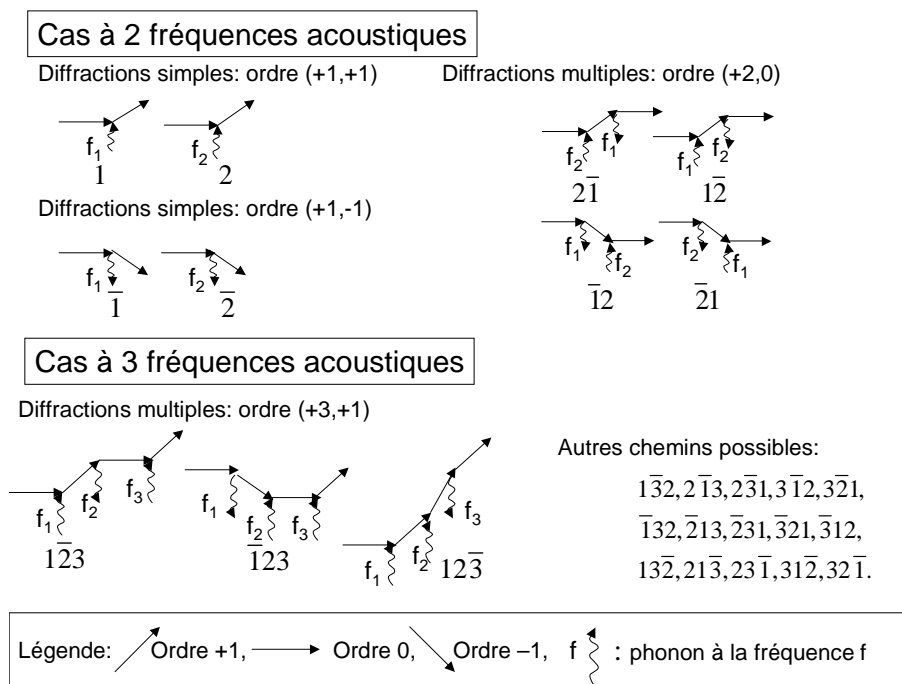


Figure 9.5 : diagrammes de Feynmann des chemins de diffraction pour deux fréquences acoustiques et leur regroupement en ordres de diffraction

On considère à présent un ensemble de q fréquences acoustiques :

$S = \sum_{p=1}^q S_p \sin(\Omega_p t - K_p r + \Psi_p)$. Le choix du sinus est arbitraire, on aurait pu choisir un cosinus. En revanche, l'interaction acousto-optique étant bilinéaire, il faut prendre les parties réelles des amplitudes.

On peut exprimer l'effet élasto-optique à travers la déformation de l'ellipsoïde des indices (perturbation du tenseur d'impermittivité égal à l'inverse du tenseur diélectrique) :

$$\Delta\eta = \sum_{p=1}^q \Delta\eta_p \sin(\Omega_p t - K_p r + \Psi_p)$$

En reprenant alors la même démonstration que pour le cas monofréquence, on obtient :

$$\hat{D}'_{\mathcal{M}}(Z) = j \left\{ \begin{array}{l} \left[k_{\mathcal{M}} \frac{L}{2} \left(1 - \frac{\omega_{\mathcal{M}}^2 n_{\mathcal{M}}^2}{c^2 k_{\mathcal{M}}^2} \right) \hat{D}_{\mathcal{M}}(Z) \right] \\ - \frac{j}{4} k_0 L \sqrt{n_{\mathcal{M}}^3} \sum_{p=1}^q \left[\begin{array}{l} \sqrt{n_{\mathcal{M}-\delta_p}^3} (d_{\mathcal{M}} : \Delta \eta_p : d_{\mathcal{M}-\delta_p}) \exp(j \Psi_p) \hat{D}_{\mathcal{M}-\delta_p}(Z) \\ - \sqrt{n_{\mathcal{M}+\delta_p}^3} (d_{\mathcal{M}} : \Delta \eta_p : d_{\mathcal{M}+\delta_p}) \exp(-j \Psi_p) \hat{D}_{\mathcal{M}+\delta_p}(Z) \end{array} \right] \end{array} \right\},$$

où l'indice \mathcal{M} exprime l'ordre de diffraction $\mathcal{M} = (m_p)_{p=1,q}$, $\hat{D}'_{\mathcal{M}}(Z)$ correspond à la dérivée selon Z de $\hat{D}_{\mathcal{M}}(Z)$, $\hat{\cdot}$ signifie que l'on a normalisé les amplitudes pour que leurs carrés correspondent à la norme du vecteur de Poynting $\hat{D}_{\mathcal{M}}(Z) = D_{\mathcal{M}}(Z) / \sqrt{n_{\mathcal{M}}^3}$, Z est la coordonnée réduite suivant $Z = z/L$, L est la longueur du cristal et donc de l'interaction, $n_{\mathcal{M}}$ est défini par $\frac{1}{n_{\mathcal{M}}^2} = d_{\mathcal{M}} : \eta : d_{\mathcal{M}}$ et est l'indice pour cette polarisation et cette direction, $\omega_{\mathcal{M}}$ est la

pulsation telle que $\omega_{\mathcal{M}} = \omega + \sum_{p=1}^q m_p \Omega_p$, $k_{\mathcal{M}}$ est la norme du vecteur d'onde tel que

$\mathbf{k}_{\mathcal{M}} = \mathbf{k} + \sum_{p=1}^q m_p \mathbf{K}_p$, k_0 est le vecteur d'onde incident dans le vide, $j^2 = -1$, $d_{\mathcal{M}}$ est le vecteur

directeur du déplacement électrique. L'indice $\pm \delta_p$ provient du respect de l'accord de phase qui permet de simplifier les équations. En effet on ne conserve que les termes ayant la même phase. Or dans l'expression de $(\eta : \mathbf{D}(\mathbf{r}, t))$ apparaît les termes en $(\Delta \eta : \mathbf{D}(\mathbf{r}, t))$ où la phase comporte le désaccord de phase

$$(\Delta \eta : \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)) = \frac{1}{2j} \left\{ \begin{array}{l} \sum_{\mathcal{M}} D_{\mathcal{M}}(z) \sum_{p=1}^q \Delta \eta_p : d_{\mathcal{M}} \exp(j(\phi_{\mathcal{M}+\delta_p} + \Psi_p)) \\ - \sum_{\mathcal{M}} D_{\mathcal{M}}(z) \sum_{p=1}^q \Delta \eta_p : d_{\mathcal{M}} \exp(j(\phi_{\mathcal{M}-\delta_p} - \Psi_p)) \end{array} \right\},$$

où $\phi_{\mathcal{M} \pm \delta_p} = \omega_{\mathcal{M}} t - \mathbf{k}_{\mathcal{M}} \mathbf{r} \pm \Omega_p t \mp \mathbf{K}_p \mathbf{r}$.

Seuls les termes en accord de phase ont une diffraction significative, donc dans l'équation de propagation résultante, on ne conserve que les termes ayant la même phase $\phi_{\mathcal{M}}$. L'écart d'indice $\mathcal{M} \pm \delta_p$ se reportant alors sur les grandeurs D , d , \mathbf{k} et de \mathbf{k} sur n .

On rappelle de plus que cette expression suppose quelques approximations :

- tous les vecteurs d'onde sont supposés colinéaires,
- toutes les ondes sont planes,
- on néglige certains termes d'ordre 2 :
 - $\hat{D}''_{\mathcal{M}}(Z)$, $\Delta \eta_p \hat{D}'_{\mathcal{M}}(Z)$,
 - les non-linéarités acoustiques,
 - les termes antisymétriques et les termes indirectes en particulier le terme électro-optique induit par la piézoélectricité.

On reviendra en détail sur toutes ces approximations dans la partie « « Non-linéarité » dans l'interaction acousto-optique ».

On peut exprimer l'équation d'évolution sous forme matricielle, comme nous l'avons fait pour le cas monofréquence : $\hat{D}'(Z) = jM \cdot \hat{D}(Z)$ où $\hat{D}(Z)$ est un vecteur constitué de toutes

les amplitudes $\hat{D}_{\mathcal{M}}(Z)$, qui comporte donc n^q composante (n est le nombre d'ordres considérés et q le nombre de fréquences acoustiques), et M est une matrice de $n^q \times n^q$ éléments. Cette matrice est hermitienne donc ces valeurs propres sont réelles positives, en effet

$$M(\mathcal{M}, \mathcal{M} - \delta_p) = M^*(\mathcal{M} - \delta_p, \mathcal{M}) = -\frac{j}{4} k_0 L \sqrt{n_{\mathcal{M}}^3} \sqrt{n_{\mathcal{M}-\delta_p}^3} (d_{\mathcal{M}} : \Delta \eta_p : d_{\mathcal{M}-\delta_p}) \exp(j\Psi_p).$$

La taille de $\hat{D}(Z)$ et de M dépend du nombre d'ordres de diffraction considérés n . En absolu, ce nombre n'est pas limité, dans notre cas seulement les premiers ordres ont de l'importance et de plus seul les ordres $-1, 0, 1$ sont solutions de l'équation de propagation ainsi que des accords de phase et de Bragg.

A quoi correspond l'ordre de diffraction ?

On a utilisé deux notions d'ordre différentes : l'ordre de diffraction \mathcal{M} et l'ordre n . En fait, on a utilisé ci-dessus deux points de vue : ondulatoire pour la description des ondes couplées et corpusculaire pour les diagrammes de Feynmann. Revenons sur la différence entre ces deux points de vue.

Dans le cas ondulatoire, on appellera cette description la théorie de la diffraction acousto-optique. Dans ce cas, on ne cherche pas à déterminer le nombre d'interaction photon/phonon(s) mais on s'intéresse directement à la somme de ces interactions. Par exemple, on ne différencie pas le photon non diffracté du photon diffracté une fois par un phonon de fréquence f sur l'ordre $+1$ et re-diffracté par un phonon à la même fréquence f vers l'ordre 0 .

Dans le cas corpusculaire, cette différence existe. Le cas corpusculaire est décrit par les diagrammes de Feynmann où l'on représente les interactions photon/phonon(s). On définit dans ce cas :

- l'état initial ou incident,
- l'état final,
- un saut : positif=absorption d'un phonon, négatif=émission d'un phonon,
- un chemin comme étant une suite d'interactions subies par un photon,
- une destination comme étant l'ensemble des chemins ayant le même nombre d'interaction avec les mêmes fréquences et menant de l'état initial à l'état final considérés.

L'approche par diagrammes de Feynmann est plus intuitive pour comprendre les multidiffractions, en revanche elle introduit tous les états intermédiaires et donc beaucoup plus de chemins et de destination que l'approche ondulatoire.

En effet, dans l'approche corpusculaire, on doit distinguer les chemins regroupés en destinations par le nombre de sauts impliqués. En revanche dans l'analyse ondulatoire, on ne distingue plus par le nombre de sauts mais par le nombre de fréquences impliqués et la somme des sauts pour chaque fréquence. Par exemple, dans le cas monofréquence, pour l'approche ondulatoire, on ne distingue pas les photons diffractés une fois de ceux diffractés $3, 5, 7, \dots$ fois.

La figure 9.5 montre les différents chemins de Feynmann à prendre en compte dans le cas corpusculaire.

Pour simplifier et limiter le nombre de cas, nous nous plaçons donc dans l'approche ondulatoire. A quoi correspond l'ordre de diffraction ?

On définit l'ordre de diffraction comme étant $\mathcal{M} = (m_p)_{p=1,q}$.

On définit alors l'ordre de l'ordre de diffraction comme étant : $\mathcal{O}(\mathcal{M}) = \sum_{p=1}^q m_p$, et sa norme

par : $\mathcal{N}(\mathcal{M}) = \sum_{p=1}^q |m_p|$. On regroupe alors les ordres de diffractions par groupe caractérisé

par le couple $(\mathcal{O}(\mathcal{M}), \mathcal{N}(\mathcal{M}))$, ces groupes seront nommés classes de diffraction. On remarque que la norme permet de définir une distance entre les ordres de diffractions :

$\mathcal{D}(\mathcal{M}, \mathcal{M}') = \sum_{p=1}^q |m_p - m'_p|$. Le couplage élasto-optique ne peut s'exercer qu'entre deux

ordres de diffraction dont la distance est égale à 1.

L'ordre n utilisé pour déterminer le nombre de composantes de la matrice M et du vecteur $\hat{\mathbf{D}}(Z)$ est l'ordre de diffraction $\mathcal{O}(\mathcal{M})$.

Le nombre d'ordre de diffraction \mathcal{M} pour un ordre n et q fréquences acoustiques est n^q .

Revenons à l'équation matricielle finalement obtenue : $\hat{\mathbf{D}}'(Z) = j\mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{D}}(Z)$. Cette équation peut-être résolues en déterminant les valeurs propres $v_{\mathcal{M}}$ et vecteurs propres de la matrice M. On définit la matrice X comme étant composée des vecteurs propres rangés verticalement dans cette matrice. La solution de l'équation matricielle est alors : $\hat{\mathbf{D}}(Z) = X \Delta(Z) \mathbf{a}$ où $\Delta(Z)$ est la matrice diagonale d'éléments $\Delta_{\mathcal{M}, \mathcal{M}}(Z) = \exp(jv_{\mathcal{M}}Z)$ et la condition initiale est traduite par le vecteur \mathbf{a} tel que $X\mathbf{a} = \delta_{\mathcal{M}}$, où $\delta_{\mathcal{M}}$ est l'ordre initial (pour nous $(0)_{p=1,q}$).

On remarque en particulier que les amplitudes des ordres de diffraction sont obtenues tout au long du cristal en une seule fois. Le temps de calcul prépondérant est celui nécessaires pour obtenir les valeurs propres et vecteurs propres de la matrice M. Le fait de réduire la taille de la matrice M, c'est à dire le nombre d'ordre de diffraction considéré est essentiel pour augmenter la vitesse de calcul et ainsi pouvoir simuler des cas avec suffisamment de fréquences acoustiques.

Comment sélectionner les ordres de diffraction ?

La condition d'accord de Bragg associé avec l'équation de propagation acoustique dans le cristal montre que seuls les ordres 0 et +1 peuvent être constructifs, c'est à dire non négligeable pour le rendement de diffraction. On peut donc limiter les ordres de diffraction aux ordres d'ordres 0,+1. Les classes de diffractions à considérer sont donc (0,0) (incident), (1,1), (0,2), (1,3), (0,4),... Plus la norme est élevée, plus le nombre de fréquences mises en jeu est important, plus le nombre d'interactions minimum est grand, moins le rendement de cette classe est élevé. La diffraction se fait toujours en augmentant la norme de 1. On diffracte de (0,0) sur (1,1), puis de (1,1) sur (0,2) ... Si on considère une efficacité très élevée de 80% par interaction, au bout de 3 interactions, on a plus qu'environ 50%. Pour une efficacité relativement faible de 20%, après 3 interactions, on a alors plus que 0.8% !

La simulation numérique de la diffraction acousto-optique multifréquences semble réalisable par cette méthode mais nécessite de faire attention aux ordres considérés. Dans le cas d'une dizaine de fréquences ($q=10$), sans trier les différentes classes de diffractions, on a pour 3 ordres ($n=3$) : $n^q=59000$ ordres de diffraction. Si on se limite à :

- la classe (0,0) : 1 ordre
- la classe ($\pm 1,1$) : q ordres
- la classe (0,2) : $q(q-1)$ ordres
- la classe ($\pm 1,3$) : $q(q-1)(q-2)/2$ ordres
- ...
- la classe (x, N) : $\prod_{j=0}^{N-1} (q-j) / j!$ ordres.

Dans notre cas, on se limitera à $N \leq 3$ d'où on a :
 $1 + 2q + q(q-1) + 2q(q-1)(q-2)/2 \approx q^3 - 2q^2 = 800$.

Cette méthode de simulation par considération des ordres est celle habituellement utilisée et a été magnifiquement adaptée par V.Laude à la diffraction acousto-optique (réf[Laude 2003]). Elle permet de prendre en compte une multitude d'ordre de diffraction ayant en particulier des directions différentes. Dans notre cas, seuls deux ordres sont possibles. De plus on cherche à simuler le comportement pour un grand nombre de fréquences acoustiques après avoir implémenté cette méthode je me suis aperçu de sa non adéquation avec le problème proposé. En effet, les différents modes solutions n'ont pas les mêmes vecteurs d'onde, on s'attend par conséquent à une fluctuation de l'énergie sur le diffracté suivant la position. Physiquement cette fluctuation n'existe pas. Le défaut de cet approche est de reporter le déphasage présent dans la diffraction et traduit par la relation de Bragg sur la constante de propagation du mode diffracté. Or cette approximation n'est pas valable dans notre cas, en effet la diffraction ne peut se faire que sur le mode propre, c'est à dire avec sa constante de propagation. De plus cette constante n'est pas modifiée par le type de modulation acoustique utilisée. Donc il faut conserver le déphasage sur le terme de couplage et résoudre le système à deux modes.

Une analyse graphique est proposée dans la partie « non-linéarité » acousto-optique.

Dans le cas monofréquence, nous avons montré que le système d'équations différentielles pouvait se mettre sous une forme matricielle ne faisant apparaître que les termes de couplage. Dans le cas multifréquences cette approche est également possible et permet de conserver la dimension 2×2 de la matrice. L'équation devient alors : $\frac{\partial \hat{D}}{\partial z} = jM(z)\hat{D}$, avec

$$M(z) = \begin{pmatrix} 0 & \kappa(z) \\ \kappa^*(z) & 0 \end{pmatrix} \text{ et } \kappa(z) = -\frac{j}{4} k_0 \sqrt{n_0^3} \sqrt{n_1^3} L \int \alpha_0(\omega_{ac}) e^{-j\psi(\omega_{ac})} \left(e^{j(k_{0z} - k_{1z} + K(\omega_{ac}))z} \right) d\omega_{ac}.$$

Cette problème se résout simplement et ce quelque soit le nombre de fréquences acoustiques considérées.

Les solutions sont alors :

$$\begin{pmatrix} D_0(z) \\ D_1(z) \end{pmatrix} = \exp\left(j \int_0^z M(\zeta) d\zeta \right) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

9.C.2.b) Résultats de Simulations

J'ai donc implémenter le calcul présenté ci-dessus directement sur le programme de commande du filtre acousto-optique.

Les vérifications du code ont été effectuées en comparant les résultats pour une fréquence avec les résultats théoriques.

On cherche ensuite à vérifier à la fois la validité du raisonnements intuitif sur la conservation de la phase même à fort niveau : la diffraction étant un processus qui conserve la phase, la phase spectrale est effectivement transférée sur l'impulsion optique même à des niveaux de diffraction où la formule de convolution n'est plus valable.

L'impulsion optique est considérée comme infiniment courte. Avec une impulsion acoustique de type supergaussienne de 10nm de largeur à mi-hauteur ayant une phase spectrale quadratique, on obtient par la simulation :

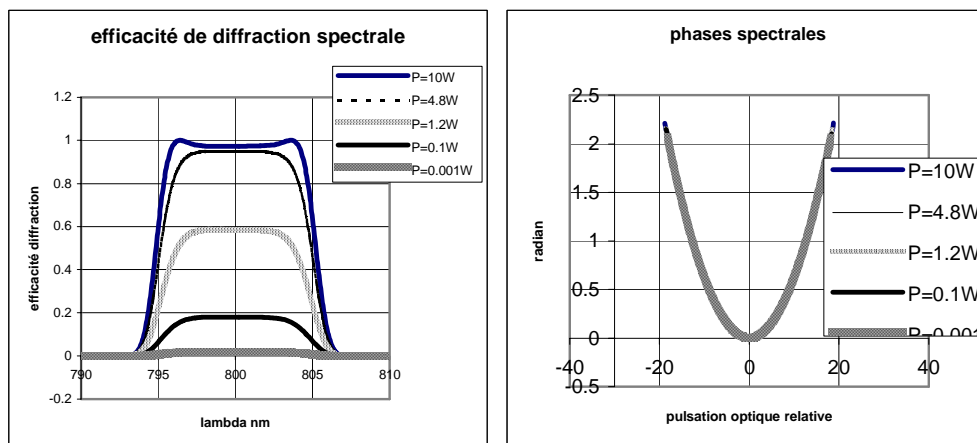


Figure 9.6: amplitude et phase spectrale de l'impulsion diffractée

Les phases sont rigoureusement identiques même dans le cas de forte saturation obtenu avec une puissance de 10W acoustique.

Je vérifie à présent le fonctionnement linéaire de la diffraction et le niveau de seuil du passage d'un comportement linéaire à « non-linéaire », c'est à dire le niveau à partir duquel, la formule de convolution n'est plus valable :

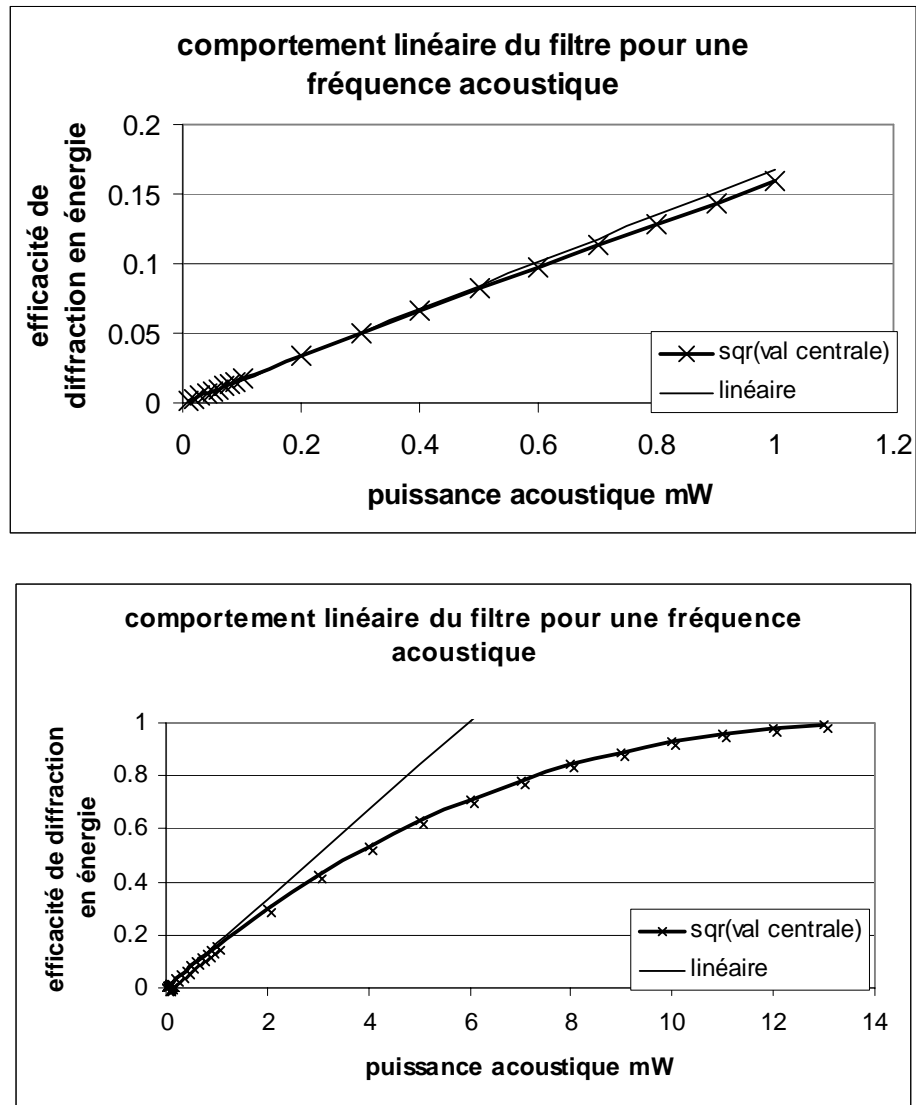


Figure 9.7: écarts de la diffraction à la réponse linéaire pour une fréquence unique.

La simulation montre très bien la différence de comportement suivant le profil d'amplitude. La diffraction n'est linéaire que pour des efficacités inférieure à 10%.

Par exemple sur un spectre cannelé correspondant à deux impulsions de même spectre espacées temporellement et renormalisées à un pour pouvoir comparer les résultats obtenus par la simulation et par la convolution.

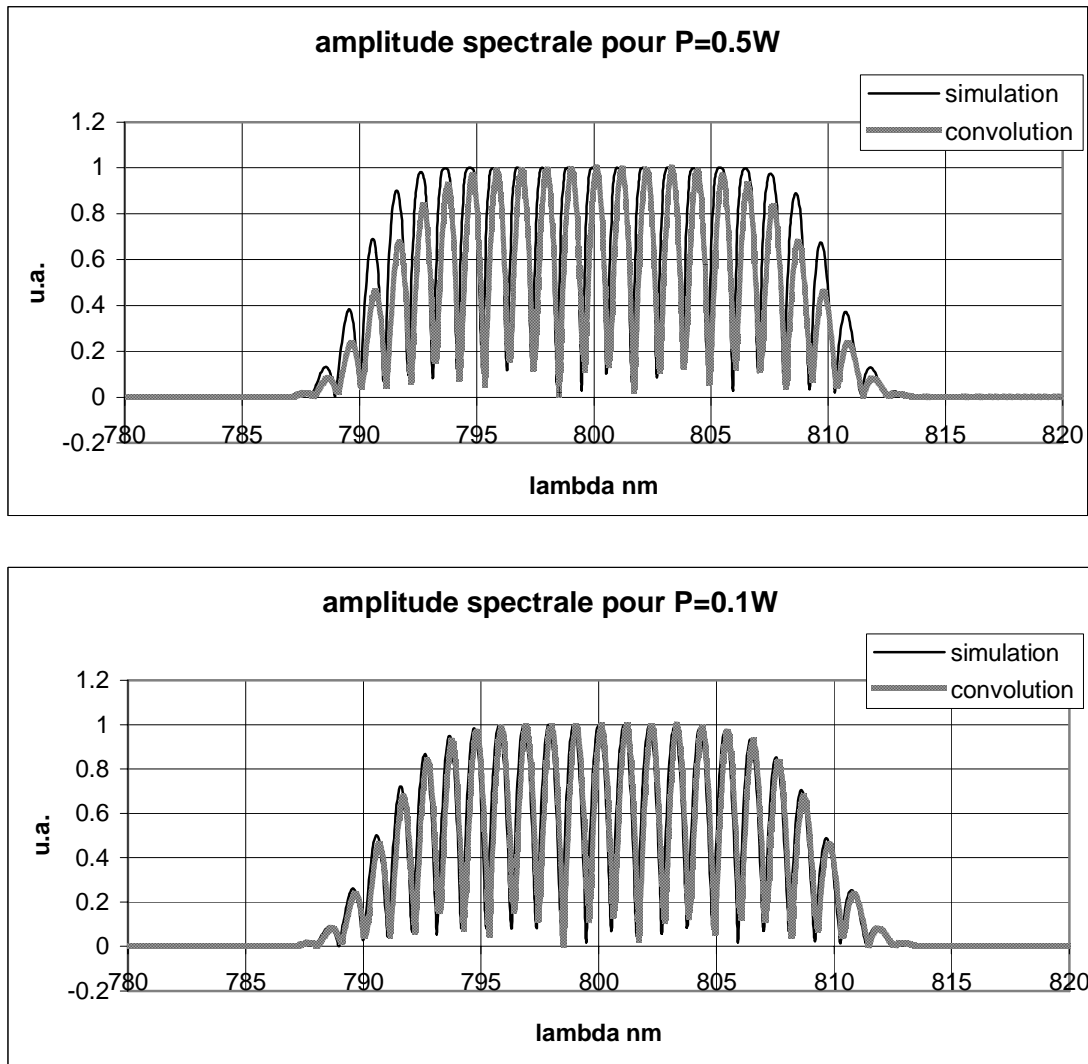


Figure 9.8: comparaison entre la simulation et la formule de convolution.

La formule de convolution semble valable pour des puissances de l'ordre de 0.1W, c'est à dire ici des efficacité de diffraction au pic d'environ 42%. En fait la meilleure façon de voir l'écart à la formule de convolution est de regarder le résultat en temporel. On s'attend à avoir deux impulsions avec la formule de convolution et des répliques supplémentaires dues à la saturation pour la simulation. On considère que l'on tolère des impulsions parasites de 1%, l'efficacité maximale est alors de 26% aux pics. Dans le cas considéré (deux impulsions supergaussiennes de 20nm de largeur à mi-hauteur espacées de 2ps), la puissance acoustique

est de 0.5W pic. Cette même puissance appliquée à une seule impulsion donne une efficacité de diffraction d'environ 2%.

Si on envoie une impulsion optique dont le spectre est complètement couvert par la diffraction acousto-optique (une gaussienne de 7nm de largeur à mi-hauteur par exemple), alors on obtient en sortie 12% d'efficacité de diffraction sur l'énergie.

Pour les impulsions très large bande, on retrouve les efficacités de diffraction attendue pour une puissance de 10W avec un chirp optimisé pour obtenir la plus grande efficacité possible. Comme le prévoit la théorie monofréquence, l'efficacité dépend alors de la longueur d'onde, cet effet étant déterministe, il est corrigé. On remarquera qu'il compense partiellement la variation de la réponse spectrale de la photodiode.

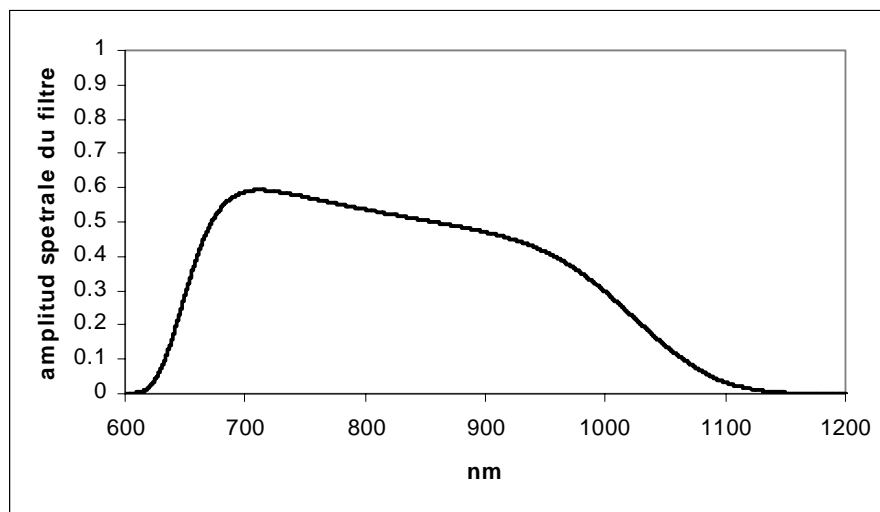


Figure 9.9 : amplitude spectrale du filtre obtenue pour une puissance acoustique de 10W, une supergaussienne de largeur à mi-hauteur 400nm, un chirp de 2500fs^2 .

En conclusion, la simulation montre que le comportement de la diffraction dans le cas qui nous intéresse, c'est à dire celui de deux impulsions décalées temporellement, correspond à celui de la formule de convolution jusqu'à des efficacités d'environ 10% sur l'énergie. De plus les artéfacts apparaissant sont des impulsions parasites créant un train temporel d'impulsions régulièrement espacées au lieu de deux impulsions. Il est possible d'inverser la formule exacte de diffraction et ainsi obtenir une efficacité de diffraction supérieure en

conservant l'exactitude du filtrage. La ci-dessous montre le résultat obtenu sur le spectre large et sur le spectre cannelé pour cet inversion :

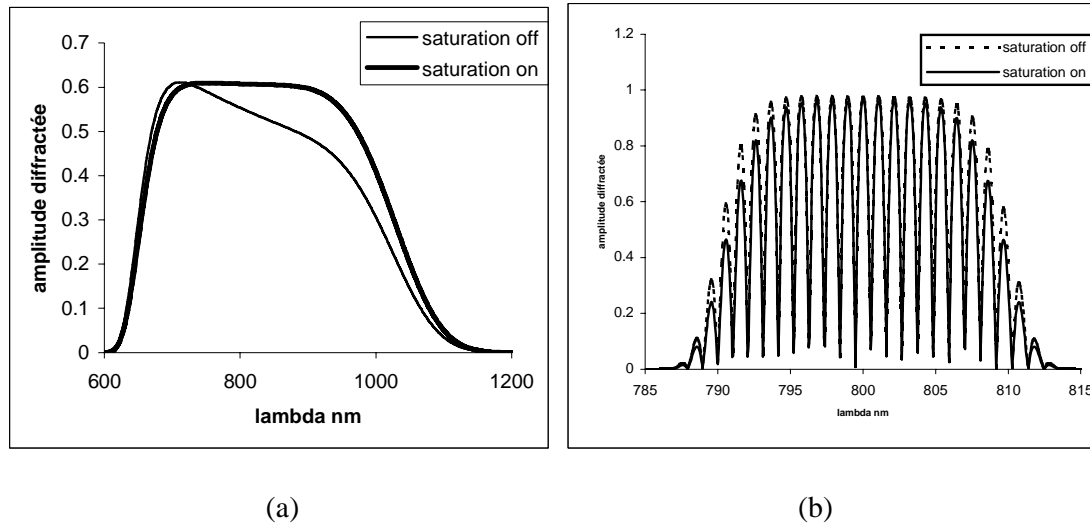


Figure 9.10: simulation de la diffraction pour un spectre large (a) et pour un spectre cannelé en utilisant la correction a priori sur l'efficacité de diffraction (saturation on) ou sans cette correction (saturation off).

La correction est exacte à 1% près sur ces deux exemples en simulation. Elle doit être testée expérimentalement à présent.

9.D « Non-linéarité » dans l'interaction acousto-optique

Le terme « non-linéarité » est mal approprié dans cette partie, il traduit l'écart du filtre à sa caractéristique linéaire. Plus que les non-linéarités, je recherche ici à estimer la validité des approximations faites et l'influence éventuelle des termes négligés.

Dans l'étude quantitative monofréquence, nous avons négligé :

- les termes antisymétriques du tenseur élasto-optique de Neslon et Lax,
- les termes du second ordre et en particulier le terme dû à la piézoélectricité combinée à l'électro-optique,
- les termes du second ordre dans l'équation différentielle.

Nous avons de plus supposé l'onde optique plane, l'onde acoustique également plane et la colinéarité parfaite. En réalité, les ondes optique et acoustique sont de largeurs finies et de profils non plans (gaussiens pour l'optique), la colinéarité n'est pas parfaite et l'onde diffractée subit un décalage (« walk-off ») du fait de sa propagation extraordinaire (le vecteur de Poynting et le vecteur d'onde ne sont pas parallèles et donc l'énergie ne va pas dans la même direction que l'onde, celle-ci se propage en « crabe »).

Mais avant d'entrée plus loin dans la discussion de ces effets, revenons sur la validité des approximations.

Nous avons négligé les termes antisymétriques de Nelson et Lax dans le couplage acousto-optique. Compte-tenu de la coupe du cristal et des polarisations et directions des faisceaux acoustiques et optiques, les termes antisymétriques entraînent une modification des indices symétriques. En effet la symétrie tétragonale 422 du cristal implique d'après la théorie de Nelson et Lax que les termes $P_{2323} \neq P_{2332}$. On note alors les termes de Pockels

(symétriques) $P_{ij(ij)}$ qui s'applique à $s_{kl} = s_j = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right)$ où u_k est le déplacement

élémentaire. Les termes antisymétriques de Nelson et Lax sont notés $P_{ij[ij]}$ et s'appliquent à

$\Omega_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} - \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right)$. Dans notre cas, les seuls termes antisymétriques existant sont :

$P_{23[23]} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_3^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_3^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) = P_{13[13]}$ car $n_1 = n_2$. Ces termes s'appliquent donc à

Ω_{23} et Ω_{31} or $\Omega_{23} = -\Omega_{32} = \Omega_{13} = -\Omega_{31}$. Donc finalement les termes à ajouter aux termes symétriques sont symétriques et égaux.

De plus, Uchida et Ohmachi [Uchida 1969] ayant effectué leur mesure de coefficients élasto-optiques avant la parution du premier article [Nelson 1970] de Nelson et Lax décrivant leur théorie, ils n'ont pas pris ces termes en considération. Par ailleurs, ils précisent que la mesure du p_{44} (en notation abrégée) n'est pas très bonne du fait de la fréquence acoustique trop basse utilisée.

On peut donc considérer que le terme donné contient déjà les termes antisymétriques et que le seul soucis concerne sa précision.

Le second terme négligé est le terme du second ordre dû à la piézoélectricité et à l'électro-optique. La déformation du cristal par l'acoustique entraîne via la piézoélectricité la création d'un champ électrique qui modifie l'indice du cristal via l'électro-optique. On traduit cette modification par le terme $\Delta p_{44\text{induit}} = -\frac{(r_{41}e_{14})}{\sum \epsilon_i} \approx 0.002$ à comparer avec $p_{44} \approx -0.17$. Ce terme est donc également négligeable.

Les termes du deuxième ordre acoustique sont la conséquence des termes du troisième ordre de la rigidité diélectrique : c_{ijk} . On peut les comparer avec les termes linéaires. Pour une onde acoustique de 10W, on obtient $S=0.5 \cdot 10^{-3}$ et donc :

$$\max(c_{ijk}S_jS_k) \approx 0.05 \cdot 10^{-3} (10^{10} N/m^2), \text{ à comparer avec}$$

$$\max(c_{ij}S_j) \approx 10^{-3} (10^{10} N/m^2).$$

L'erreur maximum serait inférieure à 5% pour la puissance maximum tolérée. Dans notre cas, la puissance acoustique sera limitée à 1W et dans ce cas, l'erreur est inférieure à 0.5%. Ces termes sont donc également négligeables.

Il reste les termes du deuxième ordre en différentiel négligés dans les équations couplées. Ces termes correspondent soit à la dérivée de l'amplitude du déplacement électrique le long de l'axe de propagation, qui dépend de la longueur du cristal, soit à des grandeurs dépendantes de la longueur d'onde acoustique. Ayant le même ordre de grandeur en amplitude, ils sont négligeables devant les termes fluctuant sur la longueur d'onde optique. L'approximation est donc valable puisque :

$$(\lambda_{optique} \approx 1\mu m) \ll (\Lambda_{acoustique} \approx 20\mu m) \ll (L_{cristal} \approx 20mm).$$

Toutes les approximations faites lors du calcul sont valables dans le cas des ondes planes. Il est intéressant de noter que la plus grande incertitude concerne la détermination des constantes élasto-optiques et en particulier de l'importance des termes antisymétriques dans la détermination de ces constantes. Néanmoins, la constante contribuant le plus dans notre interaction est $p = \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12})$ donc cet effet est également peu important.

Toutes les ondes ont été jusqu'à présent supposées planes c'est à dire infiniment larges. On a de plus à travers cette approximation négligé tous les problèmes liés au « walk-off » de l'onde extraordinaire, aux effets de champ proche de l'onde acoustique par exemple.

Les effets liés à la largeur des faisceaux peuvent être représentés graphiquement sur le diagramme d'accord des vecteurs d'onde par une incertitude sur le vecteur d'onde et sur l'ellipsoïde des indices comme le montre la figure 9.11 ci-dessous :

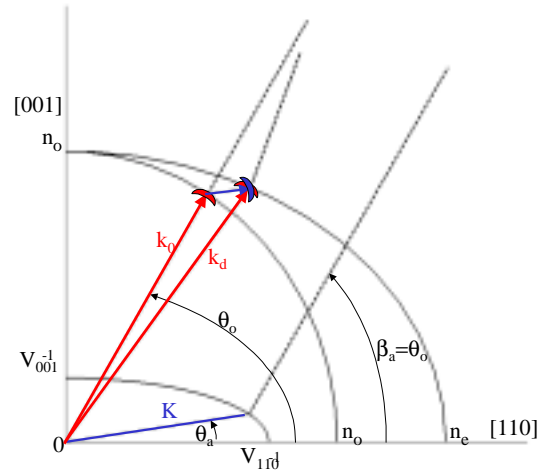


Figure 9.11 : diagramme d'accord des vecteurs d'onde (relation de Bragg) tenant compte des dimensions finies des faisceaux

Les dimensions des zones d'incertitudes sont volontairement agrandies sur cette figure.

Ces zones sont dues :

- pour l'optique : à la divergence du faisceau et à son profil gaussien,
- pour l'acoustique : à la taille du faisceau acoustique ($\Lambda_{\text{acoustique}}/L_{\text{cristal}}$ petit mais pas infiniment petit), défauts de champ proche.

La conséquence principale est l'élargissement de la réponse spectrale et de sa déformation. Etant donnée les dimensions considérées (faisceaux de quelques millimètres carrés) cet effet reste faible.

Expérimentalement, la réponse à une fréquence est représentée sur la figure 9.12 ci-dessous et montre un très bon accord avec la réponse attendue sauf sur l'aspect dissymétrique de la réponse

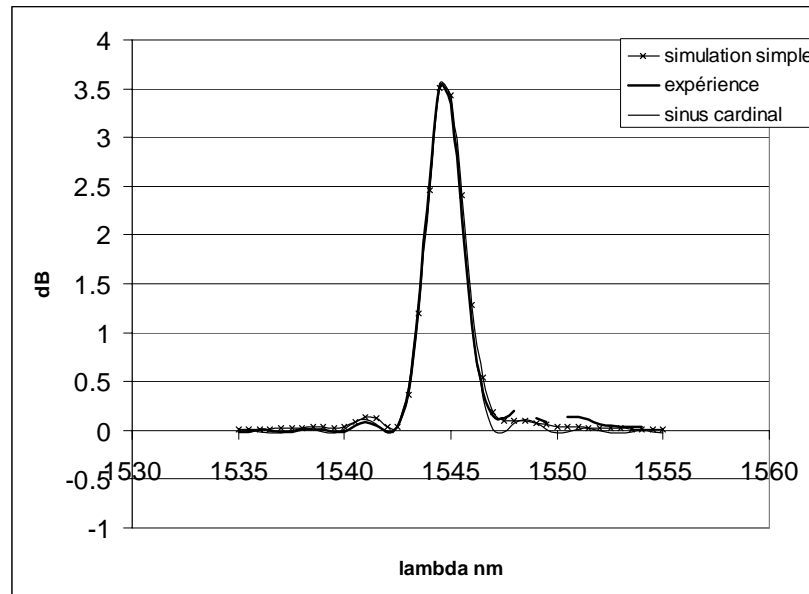


Figure 9.12 : Réponse spectrale pour une fréquence acoustique la non colinéarité entre vecteur de Poynting caractérisant la direction de l'énergie et le vecteur d'onde du rayon extraordinaire. Ce décalage modifie les conditions de couplage entre l'onde incidente (rayon ordinaire) et l'onde diffractée (rayon extraordinaire). Un modèle très simpliste basée sur une longueur d'interaction variable suivant la position transverse conduit à un telle dissymétrie comme le montre la courbe en pointillé. Cependant cette approximation ne permet pas de retrouver le comportement complet. Pour totalement analyser ce problème, il faudrait résoudre l'équation en considérant les limitations latérales et le déplacement lié au « walk-off ». De plus, il faut considérer l'aspect gaussien des faisceaux optiques. Une analyse utilisant des éléments finis ou des différences finies permettrait de déterminer le rôle de chaque paramètre.

Nous venons de vérifier que les hypothèses de la simulation était valables et que seuls les effets liés à la non colinéarité rigoureuse des vecteurs de Poynting (c'est à dire des flux de l'énergie), des dimensions et écarts à l'hypothèse d'ondes planes, semblaient modifier légèrement le comportement. De plus, cet écart sur la réponse à une fréquence acoustique ne modifie que très peu le comportement du dispositif et on considérera par conséquent qu'à la condition de ne pas dépasser une efficacité de diffraction de l'ordre de 10%, tous les effets parasites sont négligeables.

Cependant une hypothèse de base n'a pas été revue jusqu'ici, la stationnarité de l'onde acoustique comparé à l'onde optique. Dans le cas d'un système où une seule impulsion optique est diffractée par impulsion acoustique (fréquence de répétition <20kHz), la stationnarité correspond à la gigue temporelle ou « jitter », c'est à dire à la synchronisation de l'onde acoustique sur l'onde optique. Dans le cas d'un oscillateur laser femtoseconde (fréquence de répétition de l'ordre de 80MHz), alors les impulsions optiques successives sont diffractées par des impulsions acoustiques s'étant déplacées dans le cristal. La conséquence de ce déplacement peut être une modification de la colonne acoustique (coupure c'est à dire déjà sortie ou pas encore entrée dans le cristal), ou une modification de la dispersion complète subit par les impulsions. En effet, si on considère une impulsion acoustique très brèves, alors on peut considérer que l'ensemble des fréquences optiques est diffracté à la position de cette impulsion. L'impulsion optique entre selon l'axe ordinaire et est diffracté sur l'axe extraordinaire, elle cumule donc la dispersion de l'indice ordinaire sur une longueur l_1 , puis la phase (quasi-nulle) de l'onde acoustique et enfin la dispersion de l'indice extraordinaire sur une longueur l_2 . C'est la différence de dispersion entre les indices ordinaire et extraordinaire et les variations de l_1 et l_2 qui introduisent des dispersions globales différentes. Estimons à présent l'ordre de grandeurs de cet effet.

La variation de la position de 1mm entraîne une variation d'environ $24fs^2$, $16fs^3$, $10fs^4$. L'effet du second ordre est bien entendu de très loin le plus important. Sachant que la vitesse acoustique est de 1000m/s, si on considère que la dispersion ne doit pas dépasser $5fs^2$, alors il faut que l'onde acoustique ne se déplace pas de plus de 200 μ m soit 200ns. On voit que le fonctionnement sur oscillateur est alors exclu sauf si on ne conserve que quelques impulsions (16 si la fréquence de répétition est de 80MHz)! Et que la gigue temporelle tolérée sur la synchronisation doit être inférieure à 200ns. Comment étendre ce résultat dans le cas d'impulsions acoustiques fortement chirpées ? Si on représente l'impulsion acoustique par une représentation de Wigner-Ville, on peut alors localiser temporellement les différentes fréquences. Comme la variation de dispersion due au déplacement est constante, le résultat est alors le même que pour l'impulsion acoustique très brève excepté que comme le 1^{er} ordre (retard) introduit du 2nd ordre, le chirp (2nd ordre) introduit à son tour du 3^{ème} ordre ... Il faut alors introduire ces modifications lors du calcul de l'onde acoustique pour les éliminer.

Ceci est effectué par la prise en compte des indices optiques à la longueur d'onde (par la formule de Sellmeier) de la diffraction considérée. Dans ce cas pour une synchronisation bien réglée, la diffraction et les effets de dispersion parasites sont éliminés directement par le

calcul (cf. annexe 4 « Expériences de diffraction acousto-optique avec Dazzler » et réf[Oksenhendler 2003]). Donc pour une synchronisation parfaite, le calcul est parfait et aucune dispersion n'est ajoutée autre que la dispersion de l'axe ordinaire, quelque soit les réglages de phase utilisés (quelque soit le délai (1^{er} ordre de phase spectrale)).

Si on veut fonctionner sur un plus grand nombre d'impulsions, il existe une solution à ce problème utilisant deux cristaux consécutifs tel que décrit sur la figure 9.13 ci-dessous.

Dans ce cas les longueurs de trajets optiques sur l'axe ordinaire et l'axe extraordinaire sont conservées constantes quelle que soit la position de l'impulsion acoustique brève. Cette implémentation permet donc d'être utilisée pour des configurations avec oscillateur et relâche les contraintes de gigue temporelle. Nous ne détaillerons pas ici cette solution mais il faut suivant le cas modifier une colonne acoustique par rapport à l'autre (retournement temporel (cf. figure 9.13) ou décalage fréquentiel).

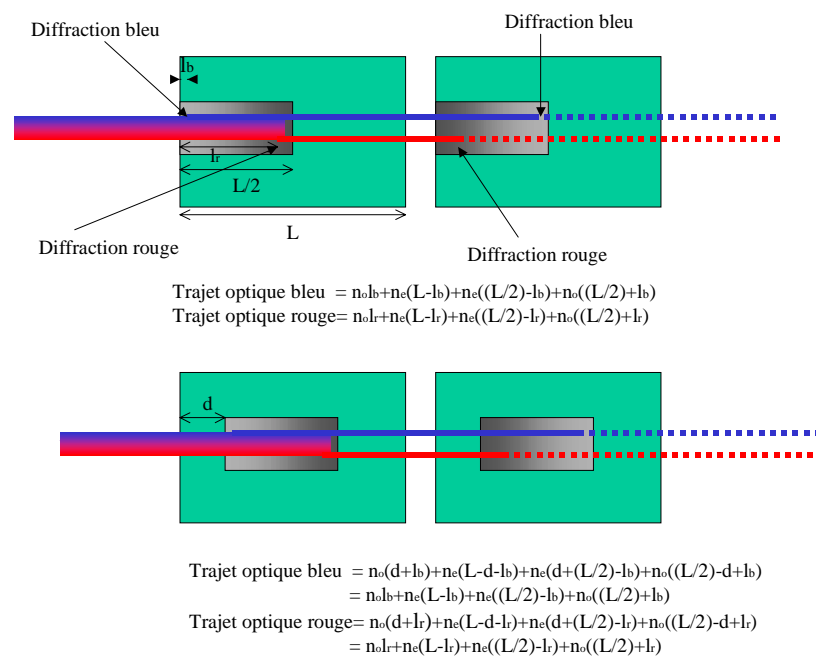


Figure 9.13 : solution à base de deux cristaux à trajet optique constant pour une impulsion acoustique brève.

L'inconvénient majeur de cette solution est de nécessiter deux diffractions et donc on ne peut plus alors se contenter des 10% d'efficacité de diffraction garantissant la linéarité. Il faut prévoir et compenser les effets de saturation de la diffraction pour conserver un rendement de 10% pour les deux cristaux.

Pour une étude plus détaillée de ce problème, l'annexe 8 « Problèmes de dispersion intrinsèque du Dazzler » revient sur cet effet.

9.E Conclusion

Le filtre acousto-optique peut être considéré effectivement comme un filtre linéaire tant que l'efficacité de diffraction n'excède pas 10%. Au delà de ce niveau, des effets de saturation et des effets parasites modifient la réponse du filtre et la rend non linéaire. En particulier, dans le cas de deux impulsions de même spectre, on observe l'apparition d'un train d'impulsion. Je rappelle que les effets de saturation peuvent être corrigés a priori. Pour les autres effets parasites, il reste une étude approfondie de l'interaction à faire.

Références :

[Kaplan 2002] : D.Kaplan, P.Tournois, "Theory and Performance of the acousto-optic programmable dispersive filter used for femtosecond laser pulse shaping", Journ.Phys IV, Juillet 2002

[Laude 2003] : V. Laude, « General solution of the coupled-wave equations of acousto-optics », JOSA A, 12 , 2307-2314 (2003)

[Nelson 1970] : D.F.Nelson, M.Lax, "New symmetry for acousto-optic scattering", Phys.Rev.Lett.24,p.379 (1970)

[Oksenhendler 2003] : T.Oksenhendler, P.Rousseau, R.Herzog, O.Gobert, M.Perdrix, P. Meynadier, « 20Hz femtosecond laser amplifier optimization using an AOPDF pulse shaper and a SPIDER », CWE1, CLEO2003

[Uchida 1969] : N.Uchida, Y.Ohmachi, "Elastic and photoelastic properties of TeO₂ single crystals", J.Appl.Phys. 40, p.4692-4695 (1969)

[Verluise 1999] : F.Verluise, « Filtre acousto-optique programmable en amplitude et en phase : application aux impulsions laser ultrabrèves », Thèse de l'Ecole Polytechnique 1999

[Xu] : J.Xu,R.Strout, « Acousto-optic devices », Wiley Publ. (1992)

**10. EXPERIENCES DE DIFFRACTION ACOUSTO-OPTIQUE
AVEC DAZZLER332**

10.A DIFFRACTION PAR UNE SEULE FREQUENCE ACOUSTIQUE332

10.B PRECISION DE LA PHASE SPECTRALE PROGRAMMEE A FORT
NIVEAU DE DIFFRACTION.....334

10.C DIFFRACTION D'UN SPECTRE CANNELE.....336

10. Expériences de diffraction acousto-optique avec Dazzler

Cette annexe regroupe les résultats de mesure de diffraction obtenus sur le cristal acousto-optique du filtre dispersif acousto-optique programmable. Les résultats présentés ont été obtenus sur divers types de laser. Les résultats de la première partie sur la réponse à une fréquence ont été obtenue avec des sources lasers continues fixes ou accordables. La seconde partie montre l'aspect quantitatif de la phase spectrale programmée avec le système et ceci à travers un amplificateur. Enfin la troisième partie illustre expérimentalement la saturation de la diffraction dans le cas du spectre cannelé.

10.A Diffraction par une seule fréquence acoustique

Une mesure précise de la diffraction a été effectuée avec une source laser accordable sur la bande télécom et sur le faisceau non diffracté. On obtient pour une fréquence acoustique :

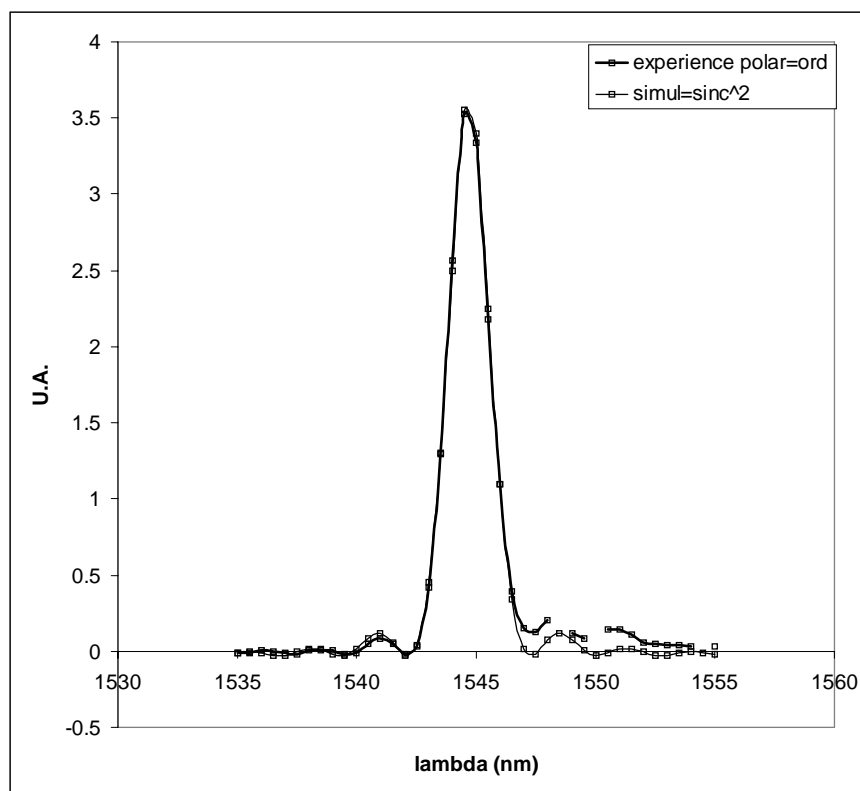


Figure 10.1: Réponse pour une fréquence acoustique

Annexe 4 : Expériences de diffraction acousto-optique avec Dazzler

Le bon accord entre la courbe en sinus cardinal et la courbe obtenue sur le faisceau non diffracté prouve que le comportement sur une seule fréquence acoustique est bien celui attendu.

Un autre expérience simple montre la possibilité de dépasser pour une bande étroite la puissance équivalente à 100% de diffraction et donc les problèmes de saturation vus lors de la simulation. Dans ce cas, on regarde également le faisceau directe non diffracté avec une photodiode, et on vérifie que le comportement de l'atténuation dans le temps, au fur et à mesure que la colonne acoustique entre et sort du cristal. Le laser utilisé est continu. Sur l'oscilloscope on obtient les courbes suivantes :

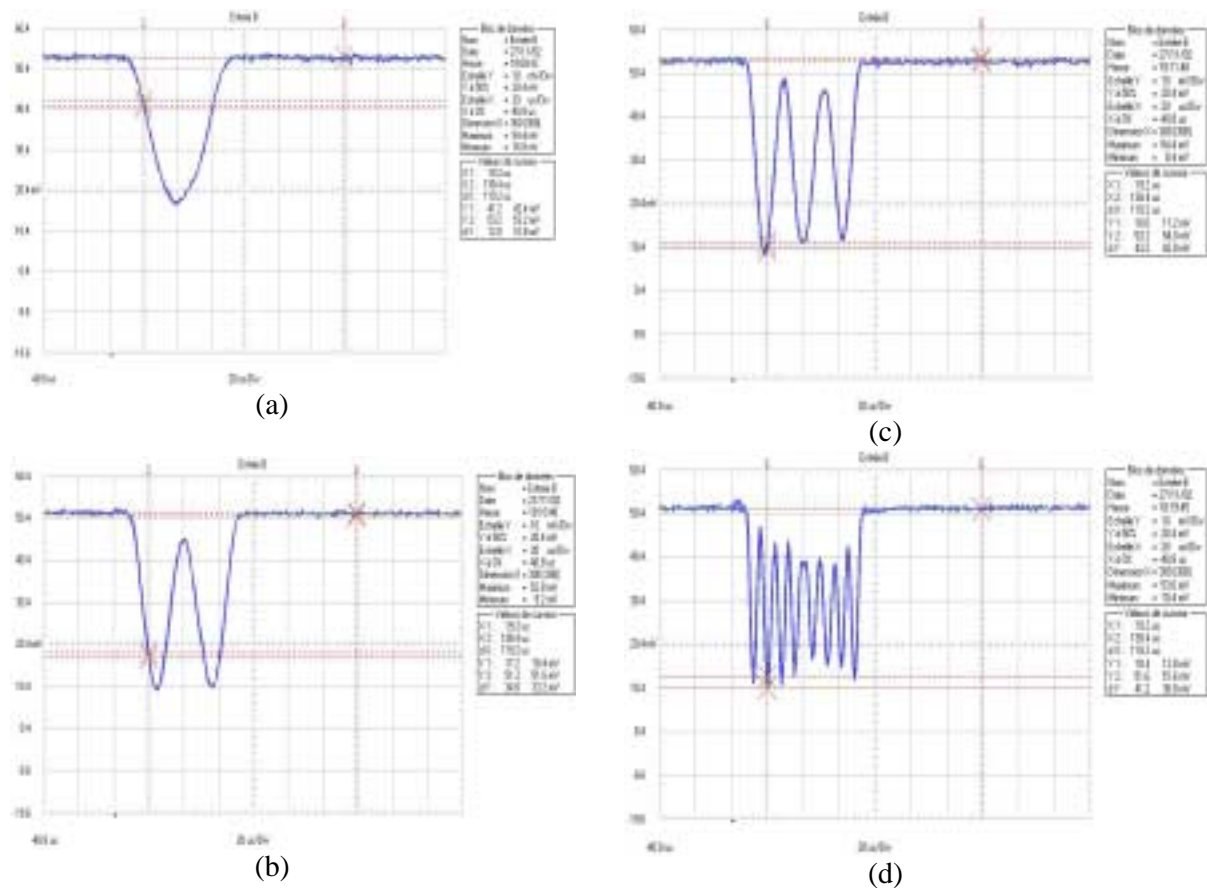


Figure 10.2: diffraction d'un laser continue par une faible bande acousto-optique (1nm) suivant la puissance : (a) $P_{\text{acoustique}} \approx 60\text{mW}$, (b) $P_{\text{acoustique}} \approx 240\text{mW}$, (c) $P_{\text{acoustique}} \approx 600\text{mW}$, (d) $P_{\text{acoustique}} \approx 5100\text{mW}$.

Ces courbes illustrent le fait que la diffraction se comporte comme le sinus carré de la racine carré de la puissance. La puissance est ici variée temporellement par le fait que le signal acoustique envoyé se propage dans le cristal et sa durée correspond à la longueur du cristal. Donc tant que le signal est introduit la puissance augmente jusqu'à ce que la colonne acoustique soit complètement dans le cristal. Ensuite au fur et à mesure que la colonne acoustique ressort, la puissance acoustique pour la fréquence diminue.

Il faut préciser par ailleurs que ces courbes ont été obtenues avec une colonne acoustique de 5mm x 10mm ce qui permet de retrouver la valeur de la puissance acoustique donnant 100% d'efficacité à une seule longueur d'onde : $P_0 \approx 4.5 \text{ mW/mm}^2$. Ainsi la courbe (a) correspond à $P \approx P_0$, (b) $P \approx 4P_0$, (c) $P \approx 9P_0$ et (d) $P \approx 100 P_0$.

On remarque que l'on retrouve le comportement de l'efficacité de diffraction en $\sin^2\left(\sqrt{P_{\text{acoustique}} / P_0}\right)$.

On retrouve ce même comportement qualitativement en mesurant avec une source large le maximum d'un pic fin de diffraction (1nm). Cependant la mesure ayant été faite avec un spectromètre de faible résolution, on ne peut distinguer convenablement les oscillations apparaissant spectralement au-delà de la saturation. On retrouve en revanche très bien le début de la saturation et l'oscillation sans son contraste :

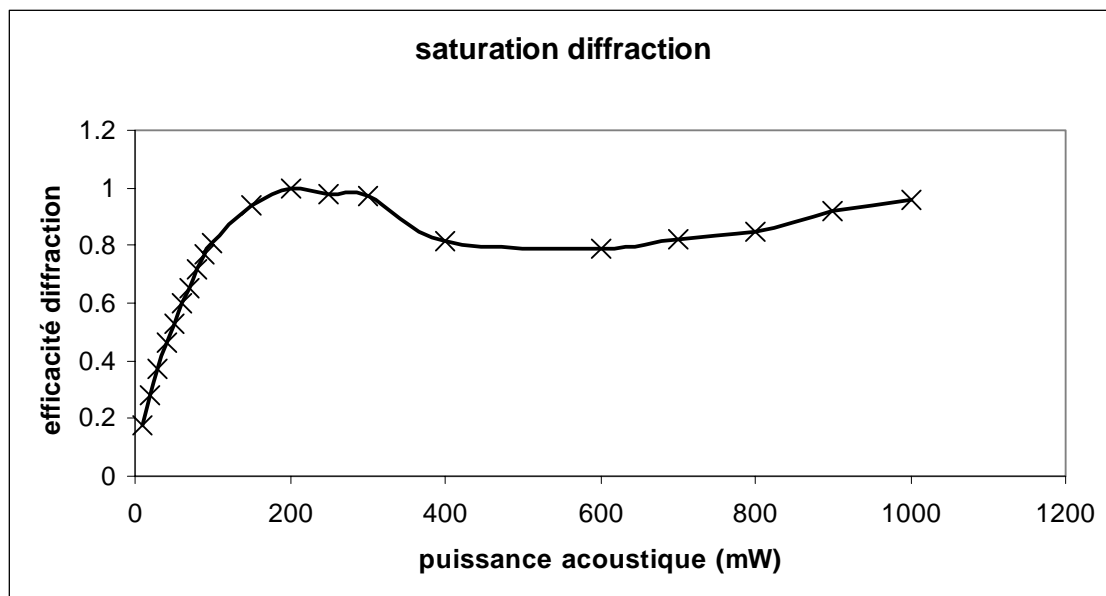


Figure 10.3: saturation mesurée avec une source large et un spectromètre de trop faible résolution.

10.B Précision de la phase spectrale programmée à fort niveau de diffraction

La phase introduite par le filtre acousto-optique est quantitative comme l'ont montré les expériences réalisées au CEA Saclay avec MM. O.Gobert, M.Perdrix, P.Meynadier et P.Rousseau (LOA) [Oksenhendler 2003].

Le schéma expérimental est :

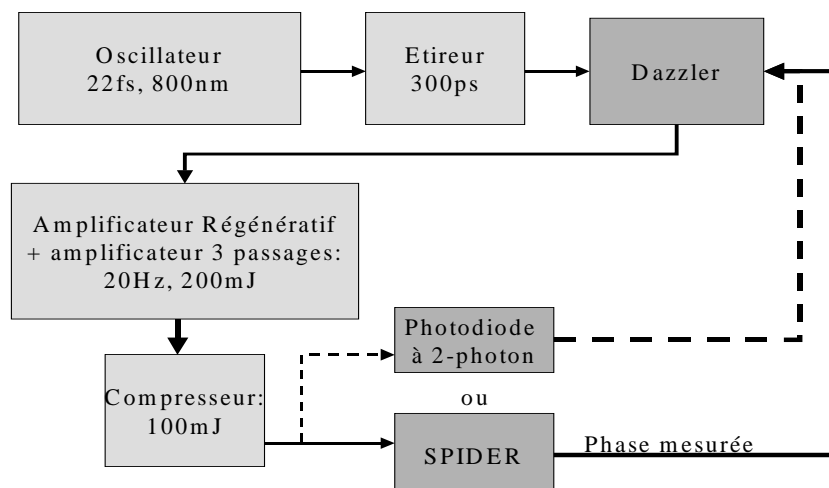


Figure 10.4: schéma de l'expérience

Le filtre étant utilisé en amont de l'amplificateur, le niveau de diffraction est élevé (>50%) pour assurer une bonne injection dans l'amplificateur. L'amplitude diffracté n'est alors plus linéaire, mais la phase à cause de l'accord de phase reste linéaire.

En effet, le rebouclage de phase en un coup pour annuler la phase à partir de la mesure précédente effectuée avec un SPIDER montre que la phase introduite par le filtre acousto-optique est aussi quantitative que celle mesurée avec le SPIDER bien que les principes physiques mis en jeu soient totalement différents :

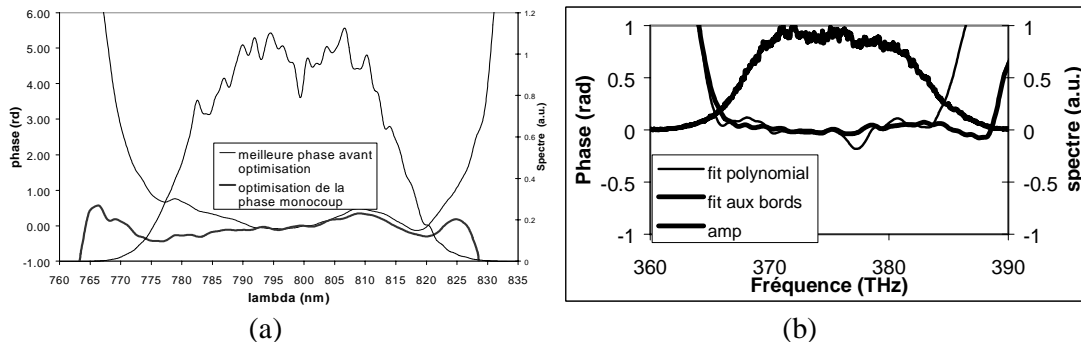


Figure 10.5: optimisation monocoup de la phase par contrôle Dazzler et mesure SPIDER, (a) comparaison entre meilleur optimum trouvé à la main et l'optimisation utilisant un fit polynomial de degré 6, (b) comparaison entre l'optimum obtenu en un coup par un fit polynomial de degré 7 et la phase mesurée extrapolée sur les bords uniquement par un fit polynomial de degré 7 (le plus précis).

De plus quand on regarde précisément les ordres deux et trois de la phase spectrale, on voit mieux encore la précision du filtre :

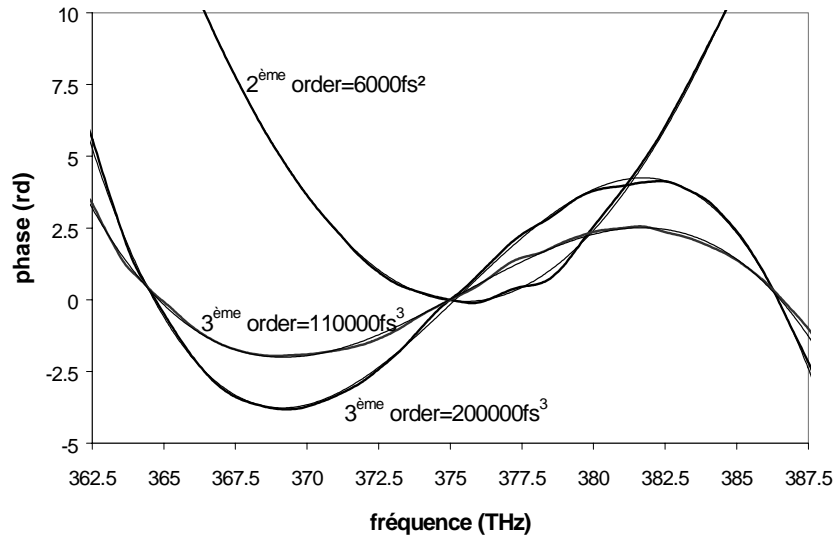


Figure 10.6: comparaison entre phases voulues et phases mesurées pour différentes valeurs de 2^{ème} et 3^{ème} ordres.

Cette précision reste valable aux ordres 4 et 5 :

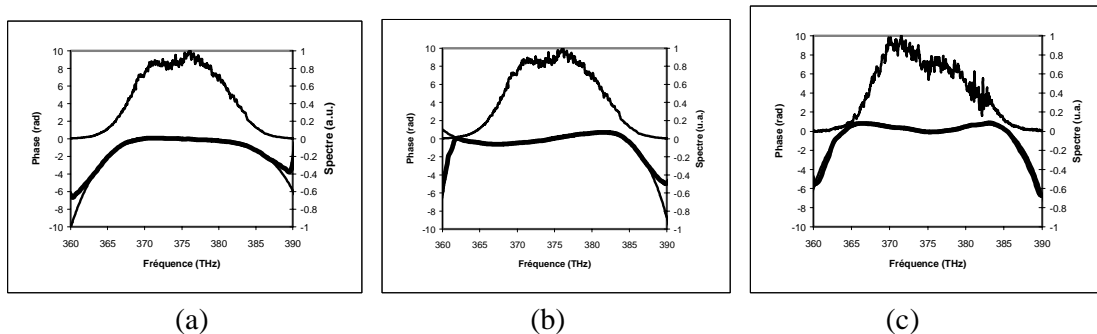


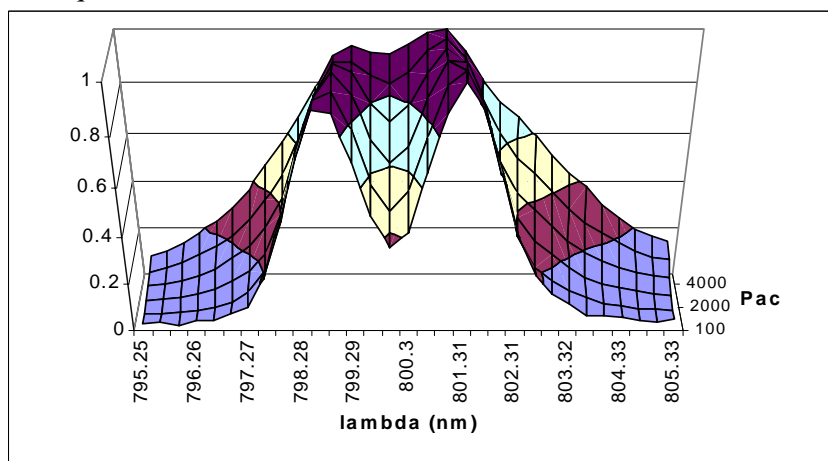
Figure 10.7: phases du 4^{ème} (a) , 5^{ème} (b), et mélange de 2^{ème} et 4^{ème} ordres se compensant (c), la courbe fine est la théorie, la courbe en gras la mesure.

Ces mesures confirment la méthode employée dans la cinquième partie quand le chirp mesuré est introduit par le dispositif lui-même. Plus généralement, l'aspect quantitatif permet d'utiliser le filtre comme mesure de phase directe en cherchant l'impulsion la plus brève c'est à dire celle de phase nulle.

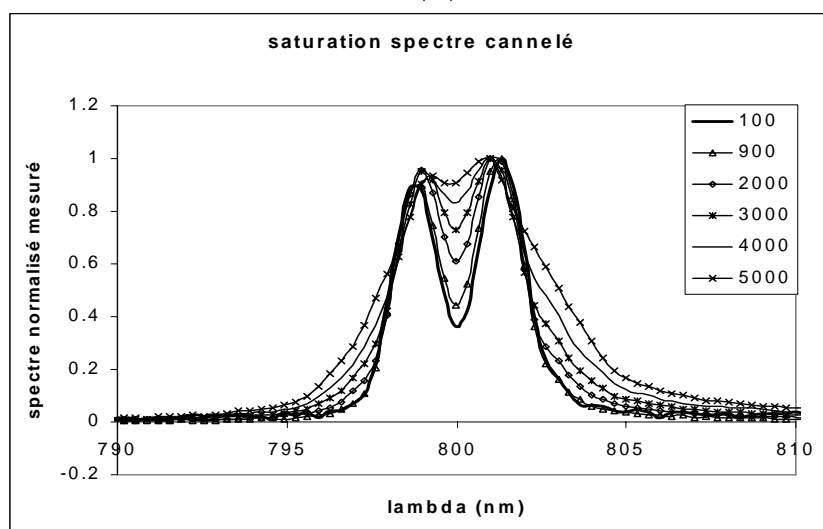
10.C Diffraction d'un spectre cannelé

Quand on veut obtenir deux impulsions de même spectre décalées temporellement en sortie du filtre, il faut au niveau de l'amplitude introduire un spectre cannelé, c'est à dire une amplitude spectrale modulée par une enveloppe sinusoidale correspondant au deux impulsions temporelles. La simulation de la diffraction acousto-optique prédit une saturation qui modifie l'amplitude spectrale conduisant à non plus deux impulsions temporelles mais à plusieurs impulsions temporelles. Quand on mesure le spectre en sortie du filtre pour une modulation

vue correspondant à deux impulsions, on obtient un spectre cannelé. La saturation de la diffraction peut fortement affecter la modulation d'amplitude comme le montre la figure suivante. Les différentes mesures correspondent à différents niveaux de diffraction. La largeur de l'impulsion diffractée (6nm) est volontairement choisie faible pour pouvoir obtenir une forte saturation. Le spectre cannelé correspond à deux impulsions supergaussiennes de 6nm de large espacées temporellement de 800fs et en opposition de phase pour 800nm. Les puissances acoustiques utilisées vont de 100mW à 5W.



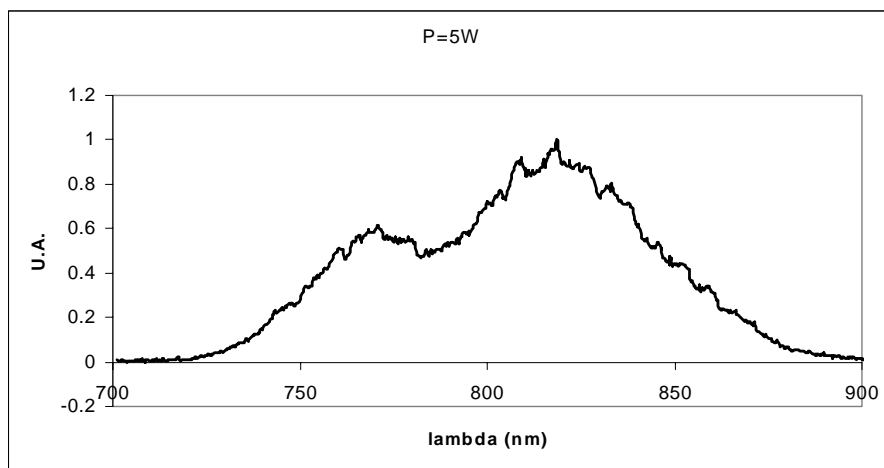
(a)



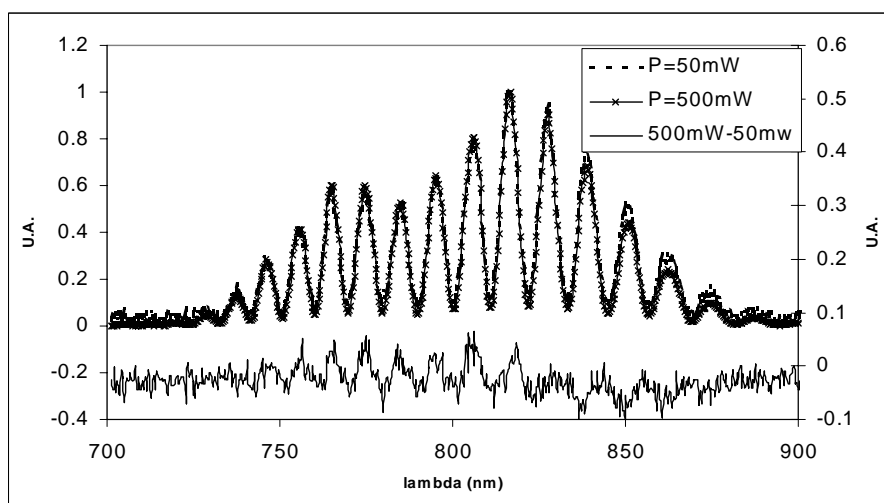
(b)

Figure 10.8: spectres cannelés mesurés pour différentes efficacités de diffraction (différents niveaux de saturation) : (a) représentation en surface, (b) représentation des différentes courbes

Sur un spectre très large la saturation n'apparaît qu'à des puissances suffisamment fortes pour être presque toujours dans un fonctionnement linéaire comme le montre la figure suivante obtenue sur une spectre d'oscillateur.



(a)



(b)

Figure 10.9: spectre cannelé large bande: (a) spectre de l'oscillateur femtosecondes initial, (b) spectres cannelés obtenue pour deux impulsions de spectre (a) décalé temporellement de 200fs, et pour deux puissances différentes et leur différence.

Comme le montre la différence tracée sur le graphe (b) dont l'ordonnée est à droite, cette différence est faible ce qui signifie que la saturation l'est également.

Référence :

[Oksenhendler 2003] : T.Oksenhendler, P.Rousseau, R.Herzog, O.Gobert, M.Perdrix, P.Meynadier, "20Hz Femtosecond laser amplifier optimization using an AOPDF pulse shaper and a SPIDER" CLEO 2003

11. DETECTION A DEUX PHOTONS.....	340
11.A ANALYSE DE LA PHOTODIODE A DEUX PHOTONS	340
11.B EFFET DE LA FOCALISATION SUR LA PHOTODIODE POUR DES IMPULSIONS ULTRABREVES.....	345

11. Détection à deux photons

Cette annexe étudie en détail la photodiode à deux photons. L'accent est en particulier mis sur la largeur spectrale maximale mesurable et les dispersions parasites sur la phase spectrale.

11.A Analyse de la photodiode à deux photons

On considère dans notre cas que la photodiode utilisée est la photodiode déterminée dans l'annexe 2, c'est à dire une photodiode Hamamatsu G1115 ou G1126-02. La courbe d'absorption de ces deux photodiodes est :

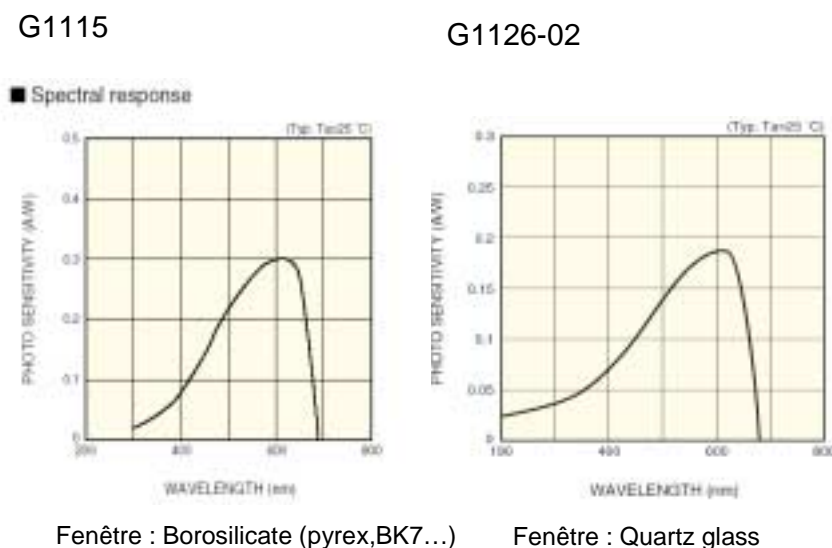


Figure 11.1 : absorption et type de fenêtre du détecteur.

Les deux types de fenêtre (borosilicate et Quartz sont transparent avec une transmission de l'ordre de 90% très plate sur un intervalle de moins de 600nm à plus de 1500nm) ne modifie pas les caractéristiques spectrales de l'absorption à deux photons. Leur épaisseur de 0.45mm+/-0.2mm contribue très peu à déformer l'impulsion. Dans le cas du Quartz, 0.5mm implique des dispersions de : 18fs^2 et 13fs^3 . Le Quartz a en général une qualité optique supérieur au borosilicate (un exemple de borosilicate est le Pyrex). Le matériau idéal étant la

silice fondu (« UV graded fused silica »). Pour le Pyrex, on supposera que son comportement est identique au BK7, c'est à dire : 22fs^2 et 16fs^3 pour 0.5mm.

La conception de ces diodes est basée sur l'obtention d'une bonne efficacité, sur une large plage en tenant compte d'une très forte absorption aux courtes longueurs d'onde. Nous recherchons la longueur de matériau qui va être traversée pour estimer la dispersion et les problèmes de focalisation. Etudions d'abord la photodiode à diffusion. L'absorption étant très forte, la zone morte précédant la zone de charge d'espace doit être très courte (inférieure au micron). De même la zone de charge d'espace doit être de l'ordre ou inférieure au micron tout au plus. L'essentiel des porteurs libres créés contribuant au signal provient alors des porteurs créés dans la zone de charge d'espace et de ceux diffusés dans cette zone. La zone morte correspond à la région précédant la zone de charge d'espace. Cette région est très fortement dopée et très fine, donc la recombinaison y est très importante. Nous la considérerons comme infinie. La profondeur de la zone sur laquelle les porteurs créés contribue au signal est donc la somme de la longueur de la zone de charge d'espace et de la longueur de diffusion (cf. figure 11.2 ci-dessous).

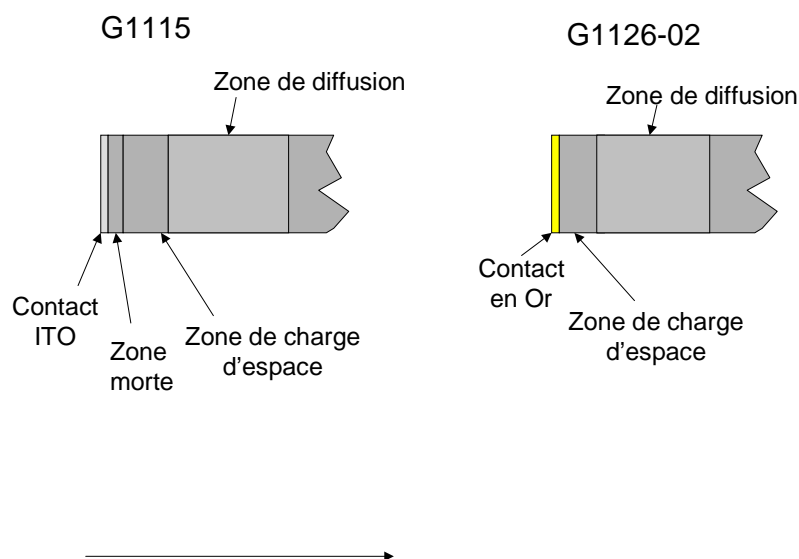


Figure 11.2 : structure des photodiodes UV G1115 et G1126-02

Annexe 5 : Détection à deux photons

On peut alors calculer le rendement d'une telle diode en supposant que l'absorption est telle que $\alpha = a(h\nu - E_g)^{1/2}$ où a est déterminé selon l'absorption de GaAs, c'est à dire $a \approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

On en déduit alors le nombre de porteurs récupérés dans le signal sur le nombre de photons incidents, d'où l'on déduit la réponse spectrale de la photodiode en revenant à des A/W. Pour un photon, la probabilité d'être absorbé dans la zone de détection est : $p(\lambda) = e^{-\alpha(\lambda)x_0} - e^{-\alpha(\lambda)x_1}$ où x_0 est le début de cette zone par rapport à la surface et x_1 la fin de

cette zone. La réponse spectrale s'exprime alors par : $R(\lambda) = \left(\frac{\lambda}{1.24}\right) p(\lambda)$. On s'aperçoit alors très rapidement que l'allure de la courbe est très différente selon une longueur de zone de détection de l'ordre de la dizaine de micron à moins de un micron comme le montre les courbes de la figure 11.3 suivante :

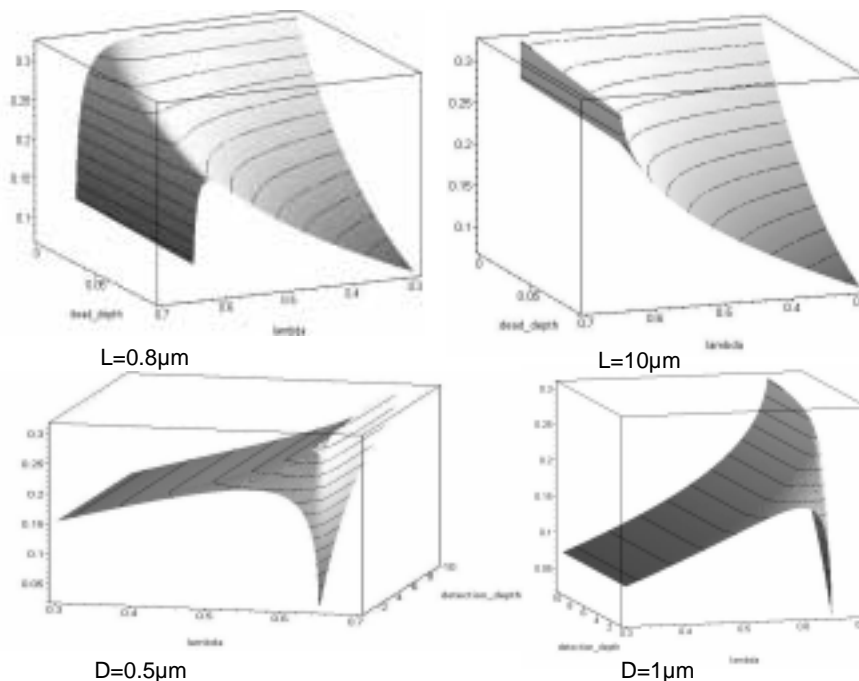


Figure 11.3 : réponse spectrale simulée en fonction de la longueur de zone morte et de la longueur de détection.

De plus qualitativement, on explique très bien la faible bosse se trouvant sur la courbe de réponse spectrale expérimentale au niveau de 500nm, par la prise en compte de la réflectivité du contact en ITO qui est très probablement optimisé pour transmettre à 600nm et donc se trouve réfléchissant à 300nm.

Annexe 5 : Détection à deux photons

On peut donc raisonnablement penser que la zone de détection est de l'ordre du micron ou inférieure au micron et que la zone morte sur la diode à diffusion est une fraction de micron.

Sur la photodiode Schottky, il n'y a pas de zone morte car la zone de charge d'espace est directement collée au contact métallique, ici de l'or. En revanche l'ordre de grandeur de la zone de charge d'espace et de la zone de diffusion est le même. Deux inconvénients importants apparaissent avec ce type de photodiode dans notre utilisation :

- le contact en or agit probablement sur la lumière de façon compliquée en terme de phase en particulier parce que la fréquence plasma ($\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \approx 1360 THz$ où n_e est la densité d'électrons, e la charge élémentaire, ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, m_e la masse électronique) correspond à des longueurs d'onde visible, on peut donc s'attendre à des effets plasmons y compris sur des dimensions très faibles [Antoine 1997],
- de plus la hauteur du potentiel est seulement de 2/3 de la hauteur totale au niveau du contact et donc il peut se créer des paires électrons-trous par absorption directe à ce niveau, cela diminue l'énergie de bande interdite ou contribue à l'absorption indirecte à un photon.

La photodiode la plus adaptée est par conséquent la photodiode à diffusion G1115.

La zone de détection a dans ce cas une dimension très faible d'environ 1µm. Donc seul les charges créées sur le 1µm supérieur du composant fourniront du signal. La dispersion dans le matériau peut donc être d'autant plus négligée que les fréquences optiques sont assez éloignées des fréquences absorbées. D'après la relation d'Fromowitz, on a :

$$\epsilon_1(E) = 1 + M_{-1} + M_{-3}E^2 + \frac{\eta}{\pi} \ln \left[\frac{E_f^2 - E^2}{E_G^2 - E^2} \right] E^4, \text{ avec } \eta = \frac{\pi}{2} \frac{E_d}{E_{oe}^3 (E_{oe}^2 - E_G^2)},$$

$$E_f = (2E_{oe}^2 - E_G^2)^{1/2}, M_{-1} = \frac{\eta}{2\pi} (E_f^4 - E_G^4), M_{-3} = \frac{\eta}{\pi} (E_f^2 - E_G^2). \text{ De plus pour les alliages de}$$

GaAs_{1-x}P_x, on a :

$$E_{oe} (eV) = 3.65 + 0.721x + 0.139x^2,$$

Annexe 5 : Détection à deux photons

$$E_d(eV) = 36.1 + 0.35x,$$

$$E_G(eV) = 1.441 + 1.091x + 0.21x^2.$$

Dans le cas de la photodiode G1115, on a $x=0.4$ d'où on obtient pour $\lambda=800\text{nm}$ et pour $1\mu\text{m}$:

$$\frac{\partial^2 \varphi(\omega)}{\partial \omega^2} = 4.8 \text{fs}^2, \quad \frac{\partial^3 \varphi(\omega)}{\partial \omega^3} = 9.8 \text{fs}^3.$$

Ces dispersions s'ajoutent à celles de la fenêtre de Borosilicate et on obtient finalement pour le détecteur :

$$\frac{\partial^2 \varphi(\omega)}{\partial \omega^2} = 27 \text{fs}^2, \quad \frac{\partial^3 \varphi(\omega)}{\partial \omega^3} = 26 \text{fs}^3.$$

Donc en négligeant les effets non-linéaires dans les matériaux, une impulsion ultrabrève de 10fs est déjà très fortement modifiée par une telle dispersion mais essentiellement par la fenêtre de protection! Il sera par conséquent possible de pré-compenser cette dispersion directement par l'acousto-optique.

En cas de non-compensation, l'impulsion la plus courte mesurable avec une erreur de 10% sur la durée due à la dispersion au niveau de la photodiode est d'environ 15fs.

Avec compensation, seul reste la dispersion dans le semiconducteur d'environ 5fs^2 et donc une impulsion de 5fs est étirée d'environ 10%.

L'efficacité de conversion de ce type de photodiode en fonctionnement à deux photons est de l'ordre de 10^{-4} pour une puissance de $1\text{GW}/\text{cm}^2$. Pour obtenir de telle puissance surfacique, il faut nécessairement focaliser dans la photodiode. Il se pose alors, au niveau des impulsions ultrabrèves, deux problèmes :

- y-a-t-il des effets non-linéaires perturbatifs dans la photodiode ?
- la focalisation introduit-elle une modification de l'impulsion.

Au niveau des effets non-linéaires, nous ne considérerons que l'effet Kerr lié à la susceptibilité induite du troisième ordre, qui se traduit par une modification de l'indice optique dépendant de l'intensité au point considéré : $n = n_0(\lambda) + n_2(I)I$. Dans notre cas si l'on considère que le matériau se comporte comme du GaAs pour $\lambda=1.06\mu\text{m}$ du point de vue

des non-linéarités, alors on trouve $n_2(I) \approx -4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 / \text{W}$ [Slusher 1988]. On remarque que cette valeur est estimée pour une longueur d'onde assez proche du gap du matériau, elle est par conséquent une limite supérieure. Dans notre cas, il est fort probable que l'indice non-linéaire soit au moins un ordre de grandeur inférieure. Donc si la puissance surfacique est limitée à 10^{11} W/cm^2 ($\approx (1 \text{ nJ}/10 \text{ fs}/10 \mu\text{m}/10 \mu\text{m})$), on peut négliger les non-linéarités même pour des impulsions de l'ordre de 5fs.

11.B Effet de la focalisation sur la photodiode pour des impulsions ultrabrèves

Pour la focalisation, le problème est différent et dépend de la technique de focalisation utilisée. Nous ne considérerons que deux types de systèmes de focalisation : un système optique basée sur une lentille simple ou un doublet, un système catadioptrique basée sur une parabole hors d'axe.

Le premier système à base de lentille(s) est très facile à implémenter car on conserve l'axe optique. En revanche, chaque lentille va disperser l'impulsion de façon non négligeable. De plus étant donné que l'intégralité du faisceau ne voit pas la même épaisseur de matériau, la dispersion n'est pas la même pour chaque partie du faisceau et ne peut donc pas être pré-compenser par l'acousto-optique. Z.L. Horvath et Zs.Bor ([Bor 1992], [Horvath 1993]) ont décrit ces problèmes de focalisation d'impulsion ultrabrève en négligeant cependant les termes d'ordre supérieure à l'équivalent du terme du second ordre pour une lame.

En supposant des profils spatial et temporel gaussiens, les auteurs montrent que l'intensité au

point focal peut s'exprimer par : $I(r, t) \propto \exp(t/\tau_r) J_0 \left(\frac{2\pi a(t)}{\lambda_0 f_0} r \right)$, où J_0 est la fonction de

Bessel d'ordre zéro, $a(t) = \sqrt{-\frac{2cf_0^2}{\lambda_0 \left. \frac{df}{d\lambda} \right|_{\lambda_0}}} t$ est le rayon de l'anneau brillant, et τ_r est le temps de

montée défini par $\tau_r = \frac{w_0^2 \lambda_0 \left. \frac{df}{d\lambda} \right|_{\lambda_0}}{4cf_0^2}$, où w_0 est le waist du faisceau entrant sur la lentille,

$\left. \frac{df}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} = -\frac{f_0}{n_0 - 1} \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda_0}$, où f_0 est la focale de la lentille, n est l'indice de réfraction du matériau

Annexe 5 : Détection à deux photons

de la lentille ($n = n_0 + \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} (\lambda - \lambda_0)$). Bien que cette solution ne soit valide que pour des temps inférieurs à deux fois la durée de l'impulsion, on constate que la focalisation a pour conséquence un élargissement du front de montée vers la partie précédent l'impulsion d'où l'utilisation d'un temps de montée. Ce temps de montée est directement proportionnel à la dispersion du matériau de la lentille et au carré du waist du faisceau entrant. Donc plus le waist est petit, moins l'effet de cette dispersion sera importante.

Pour $\lambda=800\text{nm}$, une lentille en BK7 de focale 30mm ($\left. \frac{df}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} = 0.93\text{mm}/\mu\text{m}$), induit un temps de montée :

waist du faisceau entrant	temps de montée
0.85mm	$\tau_r = 0.5\text{fs}$
1.2mm	$\tau_r = 1\text{fs}$
1.7mm	$\tau_r = 2\text{fs}$

Tableau 11.1 : temps de montée au waist image en fonction de la taille du waist du faisceau incident pour une lentille en BK7 de focale 30mm.

Ce type de montage ne peut donc être utilisé que sur de petit faisceau. De plus l'effet d'élargissement est plus important sur des faisceaux ayant des profils spatiaux plats. Dans ce cas, il apparaît de plus une impulsion parasite due aux bords du faisceaux.

Pour une focale plus courte, la taille du waist est également diminué, par exemple pour $f = 10\text{mm}$, $\tau_r = 0.5\text{fs}$, il faut $w_0 = 0.5\text{mm}$.

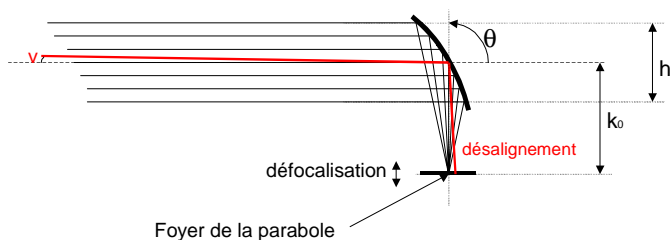
Ce type de montage peut donc être envisagé pour des impulsions relativement longues en revanche pour des impulsions de l'ordre de la dizaine de femtosecondes, il introduit trop d'élargissement temporel non pré-compensable.

La focalisation obtenue pour $f = 30\text{mm}$, $w_0 = 0.85\text{mm}$ est un waist image $w_f = 0.009\text{mm}$. Soit environ un facteur 100 d'où un facteur 10^4 pour la puissance surfacique.

Le second système envisagé est une parabole hors d'axe. Le système étant catadioptrique, il est totalement achromatique. Mais son caractère « hors d'axe » qui introduit des aberrations (coma et astigmatisme), déforme l'impulsion. Aucun matériau n'étant traversé, la dispersion n'est alors due qu'à la différence de chemin optique entre les différents

Annexe 5 : Détection à deux photons

rayons pour l'optique géométrique. Pour la parabole hors d'axe, la focalisation au foyer est parfaite. Seuls interviennent alors les défauts d'alignement et de position. Estimons l'erreur de taille de la tache focale en fonction de la position et de l'alignement. En particulier, est-il possible en optimisant le signal de la photodiode à deux photons de converger vers le point focal ? Nous ne considérerons ici que les aberrations du 3^{ème} ordre exprimées par les sommes de Seidel. La figure 11.4 suivante représente une parabole hors d'axe et la définition des paramètres utilisés :



Sommes de Seidel:

$$S_I = 0$$

$$S_{II} = -h^3 C^2 v \quad \text{Coma de rayon: } \rho = \frac{S_{II}}{n' u'}$$

$$S_{III} = -\frac{1}{2} h^2 C v^2$$

$$S_{III'} = -h^2 k_0 C^2 v \quad \text{Astigmatisme variant linéairement avec le champ}$$

$$S_{IV} = -\frac{1}{2} h^2 C v^2$$

$$S_{IV'} = -2h^2 k_0 C^2 v \quad \text{Défocalisation variant linéairement avec le champ}$$

Figure 11.4 : représentation et notation des paramètres de la parabole hors d'axe et rappelle des sommes de Seidel.

L'effet du dernier terme est une inclinaison de la surface image d'un angle $\varphi = -2k_0 C$. La meilleure surface image est donc perpendiculaire au rayon passant par le centre de la pupille excentrée. C'est sur cette surface que nous placerons la zone de détection de la photodiode. On cherche à estimer la taille de la tache image par rapport à une défocalisation et un désalignement. Ensuite on vérifiera que l'écart aberrant représentant la différence de chemin optique entre les différents rayons ne peut entraîner un élargissement trop important de l'impulsion. Si tel est le cas en plus de l'élargissement spatial de la tache image, il faut considérer son élargissement temporel. On considère que le champ v est faible et que par conséquent seuls les termes proportionnels à v sont à considérer ($S_{II}, S_{III'}, S_{IV'}$). L'écart aberrant exprimant la différence de trajet optique entre le rayon de référence et le rayon considéré s'exprime par : $\Delta' = S_{II} \cos(\varphi) + S_{III'} \cos(2\varphi) + S_{IV'} + \frac{1}{2} u'^2 dx'$, où φ représente

Annexe 5 : Détection à deux photons

l'angle par rapport à la verticale du point I intersection du rayon considéré avec le plan de la pupille. Comme nous l'avons déjà annoncé ci-dessus, la qualité de focalisation optimale est obtenue pour Δ' minimum, c'est à dire pour le point focal $v = dx' = 0$. Cependant il est intéressant de savoir si un réglage « à tâtons » permet de converger vers le point focal. Autrement dit existe-t-il des minima locaux pour $\Delta'(dx', v)$?

La surface ci-dessous représente la somme des valeurs absolues de l'écart aberrant pour tous les rayons (somme sur la hauteur h et l'angle φ) en fonction de la défocalisation (dx_{prim}) et de l'angle d'incidence (v):

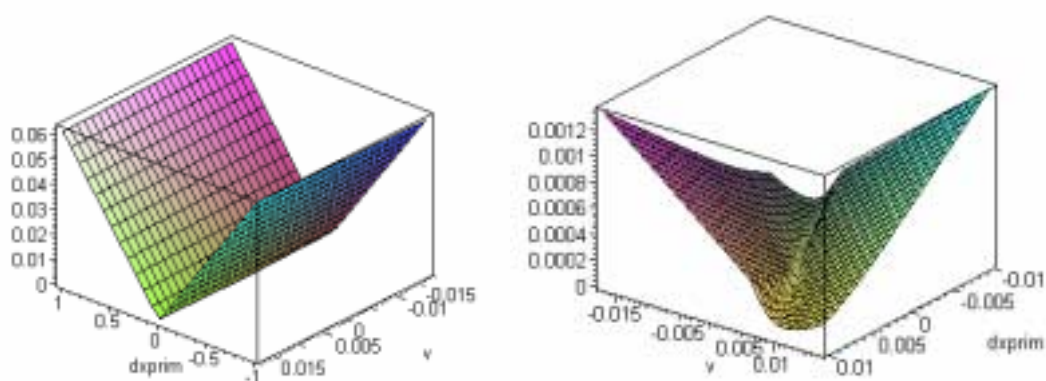


Figure 11.5 : somme des écarts aberrants à gauche pour une grande variation de la défocalisation, à droite pour une défocalisation cent fois moindre, (v est en degré, dx_{prim} en mm).

Il n'existe par conséquent pas de minima locaux empêchant la convergence vers le point focale. De plus la faiblesse de l'écart aberrant et l'absence de chromatisme garantit l'absence d'étirement de l'impulsion.

Cette première approximation est importante, cependant nous n'avons pas considéré le caractère gaussien du faisceau optique en particulier pour calculer la taille de la tache focale et l'éclairement obtenu. En optique gaussienne, la focalisation ne se fait pas au point focale mais au waist image. On considérera que le faisceau ayant traversé le cristal acousto-optique se trouvant en amont sur le système doit être limité à un waist de 3mm. On obtient alors pour la parabole considérée ($h=25.4\text{mm}$, $k_0=25.4\text{mm}$, $C=1/50.8 \text{ mm}^{-1}$, $\theta=90^\circ$):

$$w_f = \sqrt{\frac{w_0^2}{1 + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 f^2}}} = 0.002\text{mm} . \text{ Soit un gain en éclairement d'environ } 2 \cdot 10^6 .$$

Annexe 5 : Détection à deux photons

Dans toutes nos estimations sur la parabole, nous avons négligé la diffraction qui contribue pour une ouverture de 5mm à un élargissement de l'ordre de $\delta=1.22\lambda D/f\approx 0.004\text{mm}$.

Le gain pouvant par conséquent être obtenue par la focalisation sans distorsion temporelle est environ de 10^6 pour une parabole et de 10^4 pour une lentille.

Quel peut alors être le niveau minimum d'énergie par impulsion qui puisse être détecté par la photodiode ? Nous avons estimé dans le chapitre précédent l'absorption à deux photons de l'ordre de $10\text{cm}^{-1}/\text{GW}$ et l'efficacité quantique d'une telle photodiode est alors de

l'ordre de $\eta = \alpha_2 I \int_{l_1}^{l_2} e^{-\alpha_2 I z} dz$ où l_1, l_2 sont les distances par rapport à la surface du début et de fin

de la zone de détection. Dans le cas de la photodiode à deux photons, nous avons $l_1 \approx 0.2\mu\text{m}$ et $l_2 - l_1 = 0.5\mu\text{m}$. On en déduit $\eta \approx (l_2 - l_1) \alpha_2 I \approx 5 \cdot 10^{-4} / (\text{GW} / \text{cm}^{-2})$ (ce qui est très proche de l'efficacité quantique mesurée par Ranka et al. [Ranka 1997] : $\eta \approx 2 \cdot 10^{-4} / (\text{GW} / \text{cm}^{-2})$ surtout compte-tenu des pertes à travers la fenêtre de Borosilicate et le contact en ETO). Donc pour une impulsion d'énergie E , de durée τ et focalisée sur $10\mu\text{m}$ ($S=10^{-6}\text{cm}^2$), on obtient un nombre de charge Q tel que:

$$Q = \eta \left(\frac{E}{S\tau} \right) e \frac{E}{h\nu} \approx \eta \left(\frac{E}{S\tau} \right) \frac{E}{1.55}. \text{ Cette charge est stockée dans la capacité de la photodiode}$$

d'environ 300pF, d'où une tension aux bornes de cette capacité de

$$V = \frac{Q}{C} \approx 0.6 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E(J)}{S(\text{cm}^2)\tau(s)} \right) E(J).$$

On obtient alors pour différentes impulsions :

Energie (J)	Durée (fs)	efficacité quantique	Nombre de charge (C)	Tension aux bornes de la photodiode (en photovoltaïque)
10nJ	100	$2 \cdot 10^{-3}$	30pC	40mV
100pJ	100	$2 \cdot 10^{-5}$	300fC	0.4mV
10nJ	10	$2 \cdot 10^{-2}$	300pC	400mV
100pJ	10	$2 \cdot 10^{-4}$	3pC	4mV

Tableau 11.2 : tension de la photodiode à deux photons en fonction de l'impulsion laser ultrabrève.

Le signal à détecter maximum sera donc de quelques millivolts.

Un signal parasite à l'absorption à un photon extrinsèque est également créé. Sa valeur est de

l'ordre de $V = \frac{Q}{C} \approx (l_2 - l_1) \alpha_{extrinsèque} \frac{E}{1.55C} \approx 0.7 \cdot 10^5 E(J)$. D'où on obtient :

- pour 10nJ, $V \approx 0.7\text{mV}$,
- pour 100pJ, 0.007mV .

Expérimentalement $\eta_{1\text{photon}} \approx 0.16 \cdot 10^{-6}$ [11], les calculs prennent en compte un niveau plus élevé d'efficacité quantique $5 \cdot 10^{-5}$ correspondant à une absorption de 1.6cm^{-1} ce qui signifie un niveau d'impuretés équivalent au GaAs. Il semble que le matériau des photodiodes soit de meilleur qualité et donc les valeurs expérimentales devrait être plus faible.

Le signal à mesurer dans le cadre de la mesure de type Phazzler a l'allure d'une autocorrélation interférométrique. Pour extraire convenablement le signal utile, il faut avoir un niveau de bruit et de signal parasite très faible.

Références :

[Antoine 1997] : R.Antoine, P.F.Brevet, H.H.Girault, D.Bethell, D.J.Schiffirin, "Surface plasmon enhanced non-linear optical response of gold nanoparticles at the air/toluene interface", Chem. Comm, 1997

[Bor 1992] : Zs.Bor, Z.L.Horvath, "Distorsion of femtosecond pulses in lenses. Wave optical description" Opt. Comm. 94, p.249-258, (1992)

[Horvath 1993] : Z.L.Horvath, Zs.Bor, "Focusing of femtosecond pulses having gaussian spatial distribution" Opt. Comm. 100,p.6-12 (1993)

[Slusher 1988] : R.E.Slusher, S.L.McCall, A.Mysrowicz, S. Schmitt-Rink, K.Tai, in Proceedings of the Symposium on Nonlinear Optics of Organics and Semiconductors (Springer, Berlin, 1988), p.24

[Ranka 1997] : J.K.Ranka, A.L.Gaeta, A.Baltuska, M.S.Pshenichnikov, D.A.Wiersma, "Autocorrelation measurement of 6fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode", Opt.Lett 22, N°17,(1997)

12. MESURES EN BANDE DE BASE	353
---	------------

12. Mesures en bande de base

Cette annexe revient sur le principe de la mesure en bande de base abordée dans le cinquième chapitre de cette thèse. Ce principe de mesure sera abordé ici dans la mesure d'une autocorrélation interférométrique. Mais ce principe peut être étendu à d'autre type de mesure comportant des oscillations dues à une phase spectrale variant rapidement. C'est également une bonne illustration des possibilités offertes par un filtre linéaire programmable en optique.

L'autocorrélation interférométrique classique est le résultat de la variation de la longueur d'un des bras d'un interféromètre de Michelson dont la somme des impulsions est mesurée par une photodiode à deux photons :

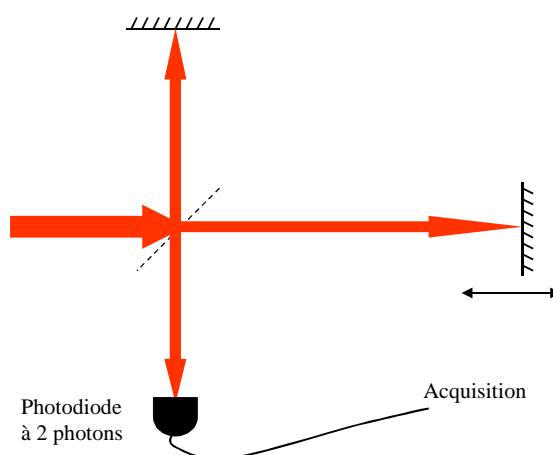


Figure 12.1 : autocorrélation interférométrique classique

Le résultats de la mesure est :

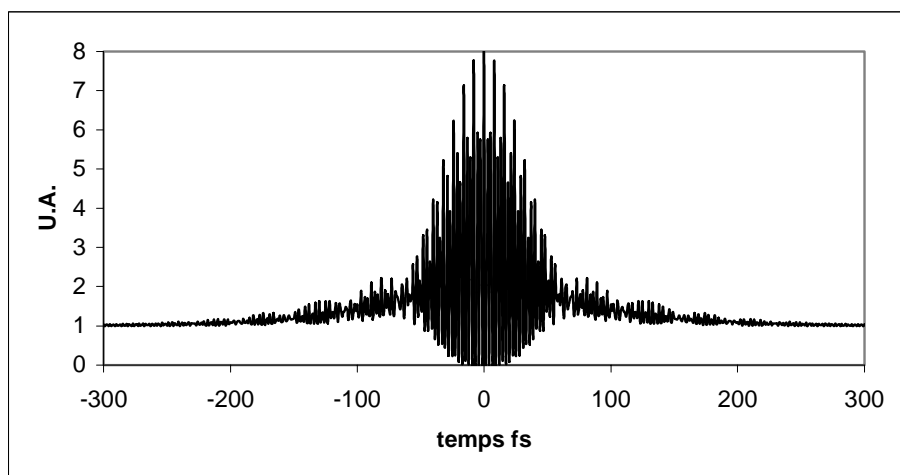


Figure 12.2: autocorrélation interférométrique

Quand on écrit le filtre équivalent à l'interféromètre de Michelson, la réponse spectrale du filtre est : $H(\omega) = 1 + \exp(i\omega\tau)$ où ω est la pulsation optique et τ le délai entre les deux bras de l'interféromètre. L'oscillation rapide du signal est dû à la variation de phase rapide entre les deux impulsions. En effet, chaque impulsion bien qu'ayant un spectre large, à une pulsation optique centrale $\omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi \frac{c}{\lambda_0}$ où λ_0 est la longueur d'onde centrale (800nm),

f_0 la fréquence centrale 375THz. Le phase entre les deux impulsions en sortie de l'interféromètre varie donc très vite, une oscillation du signal correspond à $\tau \approx 2.67$ fs. Cet effet peut être très pénalisant car une erreur de délai petite à l'échelle de l'impulsion (0.5fs pour une impulsion de 50fs par exemple) peut s'avérer être une énorme modification du signal interférométrique (0.5fs comparé à 2.67fs). De plus pour obtenir l'enveloppe de cette trace qui est en général la seule partie utilisée, il faut acquérir un grand nombre de points.

La mesure en bande de base a pour principe de retirer l'oscillation du signal. Cette oscillation vient de la variation de phase entre les impulsions. Donc si on « verrouille » la phase entre les pulsations centrales des deux impulsions, alors on élimine les oscillations. Le filtre utilisé doit alors être : $H(\omega) = 1 + \exp(i(\tau(\omega - \omega_0) + \varphi_0))$ où φ_0 est la phase entre les deux pulsations centrales des deux impulsions. Ce verrouillage de phase est très compliqué à effectuer dans le cas d'un interféromètre de type Michelson. En revanche avec un filtre dispersif acousto-optique programmable, il est très facile de faire un délai optique qui est un pur premier ordre de phase spectrale. Suivant la phase constante choisie on obtient :

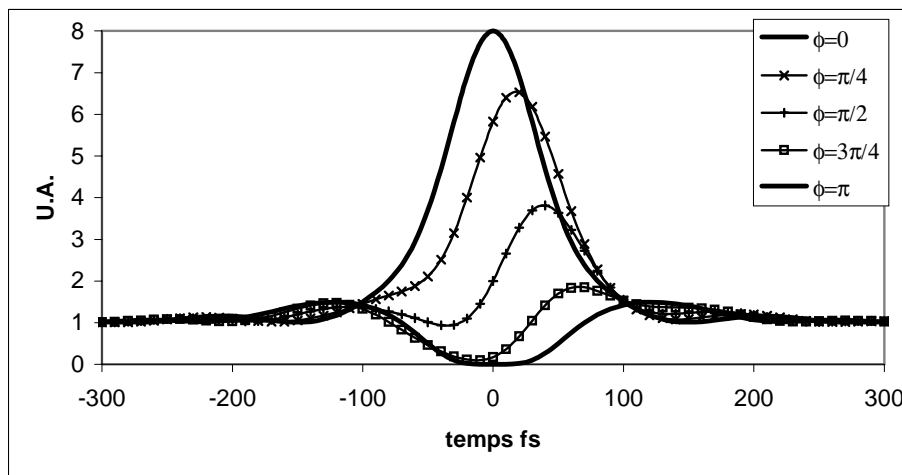


Figure 12.3: autocorrelation interférométrique en bande de base.

Dans ce cas, si seule l'enveloppe est intéressante, le nombre de points de mesure est très réduit et l'influence d'un erreur sur le délai est également réduite. En revanche, dans le cas où l'on recherche à déterminer la phase spectrale comme l'ont proposé Naganuma et al. [Naganuma 1989], l'information contenue dans une seule courbe (un seul déphasage φ_0) n'est pas suffisante. Si on écrit l'ensemble des signaux correspondant à la première (F_1) et la seconde (F_2) harmoniques de l'autocorrelation interférométrique, il faut utiliser les cinq déphasages représentés sur la figure 12.3 pour obtenir la même information.

En effet, Naganuma note $TF(G_2)$, $TF(F_1)$ et $TF(F_2)$ les trois composantes spectrales :

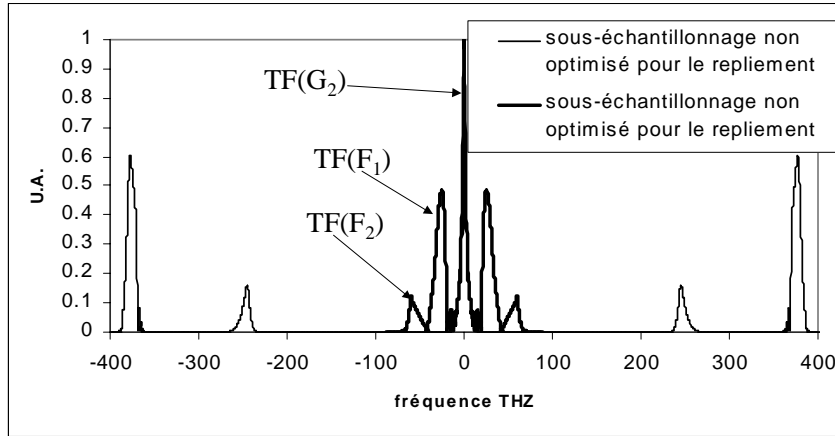


Figure 12.4: composante spectrale dans le cas d'une autocorrelation interférométrique classique

Dans le cas de la mesure en bande de base, on obtient :

$$S_{\varphi_0}(\tau) = 1 + 2G_2 + 4\operatorname{Re}(F_1 \exp(i\varphi_0)) + \operatorname{Re}(F_2 \exp(i2\varphi_0))$$

$$= 1 + 2G_2 + 4\operatorname{Re}(F_1) \cos(\varphi_0) + 4\operatorname{Im}(F_1) \sin(\varphi_0) + \operatorname{Re}(F_2) \cos(2\varphi_0) + \operatorname{Im}(F_2) \sin(2\varphi_0)$$

Les cinq signaux permettent alors par résolution du système de cinq équations à cinq inconnues de retrouver tous les signaux sans avoir à procéder à une transformée de Fourier et à un filtrage :

$$\begin{cases} S_0(\tau) = 1 + 2G_2 + 4\operatorname{Re}(F_1) + \operatorname{Re}(F_2) \\ S_{\frac{\pi}{4}}(\tau) = 1 + 2G_2 + 4\operatorname{Re}(F_1) \frac{1}{\sqrt{2}} + 4\operatorname{Im}(F_1) \frac{1}{\sqrt{2}} + \operatorname{Im}(F_2) \\ S_{\frac{\pi}{2}}(\tau) = 1 + 2G_2 + 4\operatorname{Im}(F_1) - \operatorname{Re}(F_2) \\ S_{\frac{3\pi}{4}}(\tau) = 1 + 2G_2 - 4\operatorname{Re}(F_1) \frac{1}{\sqrt{2}} + 4\operatorname{Im}(F_1) \frac{1}{\sqrt{2}} - \operatorname{Im}(F_2) \\ S_{\pi}(\tau) = 1 + 2G_2 - 4\operatorname{Re}(F_1) + \operatorname{Re}(F_2) \end{cases}$$

Un avantage important est d'éviter d'être confronté à des problèmes de recouvrements spectraux entre les harmoniques dans le cas de sous-échantillonnage. On peut donc choisir le nombre de points et le pas de façon arbitraire.

Cette technique constitue par ailleurs un exemple concret des nouvelles possibilités de filtrage possible avec un AOPDF. L'optique entre dans le traitement du signal à base de filtre linéaire ce qui ouvre de très larges horizons et une grande simplification des dispositifs optiques.

Référence :

[Naganuma 1989] : K.Naganuma, K. Mogi, H.Yamada, "General Method for Ultrashort Light Pulse Measurement", IEEE J.Quantum Electr. 25, p.1225 (1989)

**13. ALGORITHMES DE CONVERGENCE POUR LE RECOUVREMENT
DE LA PHASE POUR UNE AUTOCORRELATION INTERFEROMETRIQUE
OU UN SIGNAL DE PHOTODIODE A 2 PHOTONS.....358**

13.A RECOUVREMENT DE LA PHASE A PARTIR D'UNE AUTOCORRELATION
INTERFEROMETRIQUE.....358

13.B MESURE DE PHASE EN SORTIE D'AMPLIFICATEUR A PARTIR D'UNE MODULATION DE
PHASE UNIQUEMENT360

13. Algorithmes de convergence pour le recouvrement de la phase pour une autocorrélation interférométrique ou un signal de photodiode à 2 photons

Cette annexe présente tout d'abord un algorithme de convergence efficace (au moins en simulation) pour le recouvrement de la phase spectrale à partir du signal d'autocorrélation interférométrique. Une étude du bruit montre que ce signal n'est utilisable que si le bruit est très faible et nous verrons pourquoi. Ensuite je présenterai d'autre méthode de mesure de la phase en sortie d'un amplificateur basée sur une utilisation du filtre acousto-optique avant l'amplificateur et une modulation de phase uniquement.

13.A Recouvrement de la phase à partir d'une autocorrélation interférométrique

Le point de départ de cette partie est l'article de Naganuma et al. [Naganuma 1989] où les auteurs démontrent que le signal d'autocorrélation interférométrique contient l'ensemble de l'information de phase spectrale excepté une ambiguïté sur le signe de la phase (la phase et son opposé sont solutions).

L'algorithme de recouvrement de la phase est basé sur la méthode « iterative phase retrieval » de Gerchberg et Saxton. Cette méthode provient de l'analyse de la phase spatiale dont les principaux auteurs sont Fienup [Fienup 2001], Gerchberg, Saxton, Taylor [Taylor 1981]. Une implémentation de l'algorithme proposé par les auteurs et basé sur une méthode de projection de type Gerchberg et Saxton montre que l'algorithme est inefficace. Après avoir essayer les diverses solutions proposées dans la littérature (Baltuska 1997), [Peatross 1998]) et avoir étudié plus en détail le fondement de la méthode de projection, il apparaît que :

- ce type d'algorithme de convergence n'est efficace que pour des données bidimensionnelles (FROG, DP-TROG...),
- que le problème principale est de retrouver des solutions non symétriques, c'est à dire 3^{ème} ordre de phase spectrale (ou tout ordre impair) et spectre non symétrique [Chung 2001].

Une étude attentive du comportement des composantes spectrales de l'autocorrélation interférométrique G_2 et F_2 en particulier permet de dégager plusieurs aspects intéressants.

Ces deux grandeurs correspondent à la transformée de Fourier de l'impulsion doublée et du carrée du spectre :

$$TF[G_2(\tau)] = |\tilde{I}(\omega)|^2, \quad TF[F_2(\tau)] = |\tilde{u}(\omega)|^2 \quad \text{avec } u(t) = E^2(t) = TF[\tilde{u}(\omega)].$$

Elles sont égales pour une impulsion de phase nulle. Elles ne sont pas affectées de la même façon par les différents ordres de phase. A partir de cette constatation, j'ai élaborer un algorithme de convergence basé sur une méthode du simplex dont la convergence se fait par étapes suivant un scénario fixé par les différences entre G_2 et F_2 . Dans le cas d'un ordre pair, les deux composantes restent proches l'une de l'autre. Alors que dans le cas d'un ordre impair, les deux composantes évoluent de façon très différentes et s'éloigne beaucoup l'une de l'autre. On cherche alors suivant l'estimation de début à optimiser d'abord des ordres pairs

Annexe 7 : algorithmes de convergence pour le recouvrement de la phase spectrale

ou impairs puis on utilise suivant le cas l'erreur obtenue entre la courbe recalculée et G_2 ou F_2 . Les différents scénarii permettent une très bonne convergence même sur des phases comportant des termes en opposition (2nd ordre compensé par du 4^{ème} ou 3^{ème} compensé par du 5^{ème} ordre).

En revanche, les résultats obtenus montre une dépendance importante au bruit. Pour des fluctuations sur le signal d'autocorrélation de l'ordre de 0.1% pic à pic, on ne retrouve pas l'information de phase ou uniquement sur le centre du spectre. Ceci semble très faible, mais quand on observe en détail les niveaux des différentes composantes du signal, on voit que ce niveau de bruit masque complètement le signal F_2 sur le bord du spectre. La disparition de cette information explique le problème de convergence alors observé. On observe également cet effet avec des niveaux similaires sur toutes les mesures basées sur une autocorrélation interférométrique.

La figure ci-dessous montre quelques exemples de recouvrement de l'amplitude et de la phase avec des niveaux de bruit différents :

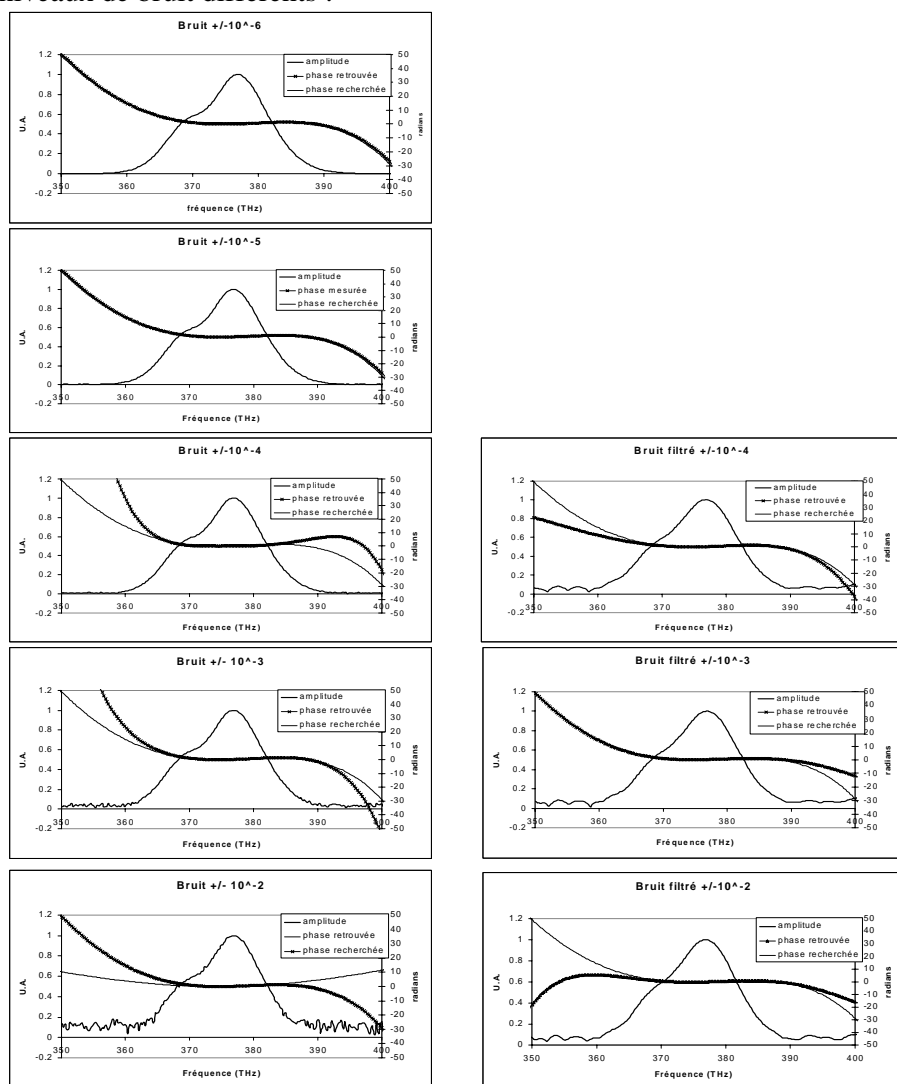


Figure 13.1 : exemple de recouvrement de la phase sur des signaux d'autocorrélations bruités où le niveau de bruit indiqué correspond à la valeur pic à pic sur le signal d'autocorrélation normalisé. Le filtrage est effectué par une supergaussienne.

13.B Mesure de phase en sortie d'amplificateur à partir d'une modulation de phase uniquement

Je présente ici une méthode de mesure adaptée au système ayant un filtre dispersif programmable en amont d'un amplificateur de type CPA. La plupart des méthodes de mesures proposées dans ce manuscrit utilise une modulation de l'amplitude spectrale en même temps qu'une modulation de la phase spectrale. La modulation d'amplitude n'est pas compatible avec le passage à travers un amplificateur [Oksenhendler 2003]. En effet, la saturation du gain et plus particulièrement le décalage vers le rouge (« Redshift ») distord l'amplitude spectrale de telle sorte qu'il n'est pas toujours possible d'obtenir en sortie la modulation spectrale voulue par programmation en entrée [Liu 1995]. Par conséquent, seule la modulation de phase est utilisable dans cette configuration pour mesurer la phase en sortie.

Comment obtenir la phase spectrale ?

Je rappelle que le filtre dispersif acousto-optique programmable est quantitatif sur la phase spectrale ajoutée (cf. annexe « Expériences de diffraction acousto-optique »). Donc si par un algorithme quelconque on peut déterminer une phase spectrale connue, alors on peut par l'intermédiaire du filtre appliquée la phase spectrale voulue. La technique la plus simple consiste à rechercher la condition de phase spectrale constante qui donne l'impulsion la plus brève au sens du moment d'ordre deux (cf. 1^{er} chapitre « Formalisme et rappels »). Le tableau suivant montre que cette condition revient à optimiser le signal d'une photodiode à deux photons sur la signal d'une photodiode à un photon.

Phase spectrale	Largeur à mi-hauteur	Racine carrée du moment d'ordre 2	rapport 2photons/1photon
0	30.1fs	22.7fs	1
-25000fs ³	32.7fs	55.3fs	0.63
10 ⁸ fs ⁵	41.9fs	93.6fs	0.40
-62000fs ³ +10 ⁸ fs ⁵	30.1fs	47.9fs	0.79

Tableau 13.1: comparaison du rapport 2photons/1photon pour les impulsions déjà présentées dans le chapitre 1.

Le seul problème restant est l'algorithme de convergence vers l'optimum du signal 2photons/1photon sans tomber dans un extremum local.

Pour un spectre non modulé de type gaussien ou super gaussien éventuellement asymétrique, en traçant l'influence des termes du deuxième au cinquième ordre de phase on observe que la principale difficulté est la combinaison de deux termes pairs ou impairs se compensant. Cependant cette compensation produit une phase plate sur une grande partie du spectre et donc le résultat est tout de même satisfaisant. En comparant l'évolution du rapport 2photons/1photon par rapport à la racine carrée du moment d'ordre 2, on observe que les rapport 2photons/1photon est bien maximum pour les valeurs minimum de la racine carrée du moment d'ordre 2. Autrement dit les zones où le rapport 2photons/1photon est maximum sont effectivement des zones où la phase est constante.

La figure suivant présente différentes surfaces correspondants à des balayages d'ordre de phase spectrale :

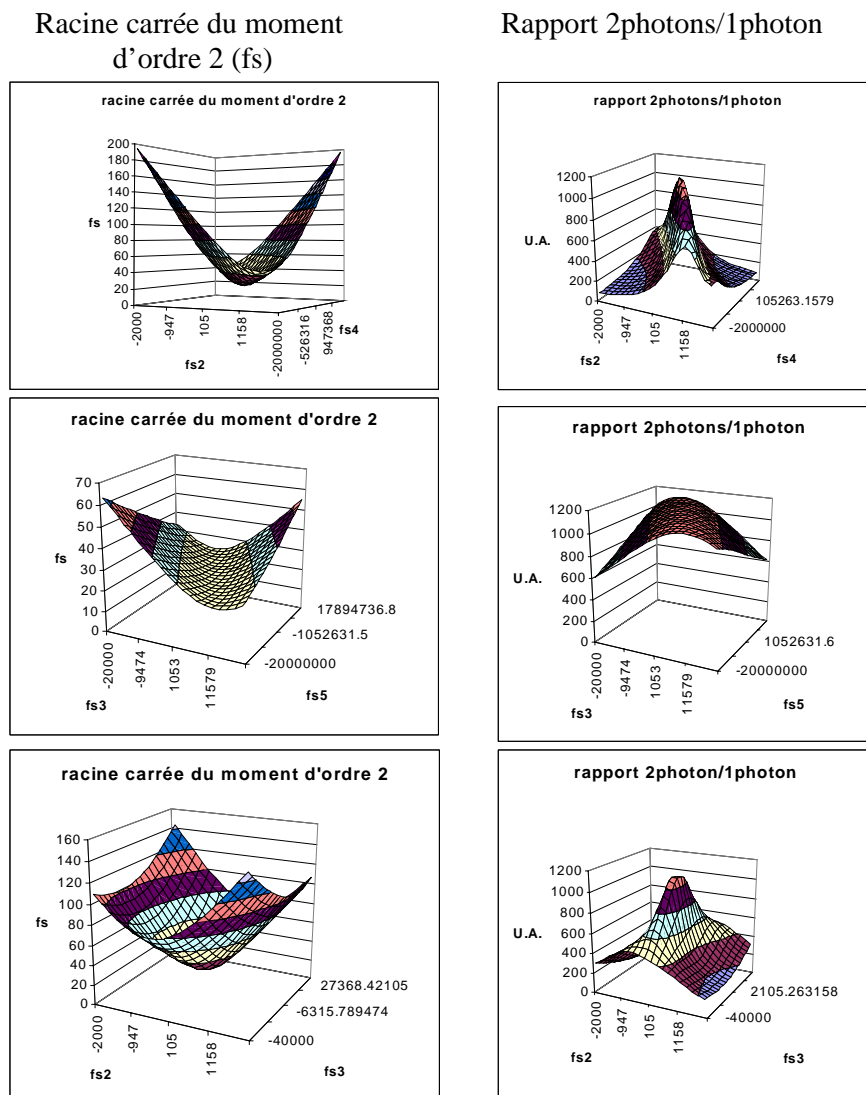


Figure 13.2 : comparaison des évolution de la racine carrée du moment d'ordre 2 et du rapport 2photons/1photon pour différents mélanges d'ordres spectraux.

La première remarque est que le rapport 2photons/1photon est plus sensible à la phase constante que le moment d'ordre 2. Les deux grandeurs évolue dans le même sens quelque soit les combinaisons proposées.

Le problème le plus aigu est celui de deux ordres se compensant.

On peut utiliser pour optimiser le rapport 2photons/1photon une méthode particulièrement simple de convergence par dichotomie. Il faut considérer le scénario suivant :

- optimiser la phase ordre par ordre (2nd, 3^{ème} ...) en croissant,
- optimiser ensuite les paires d'ordre pouvant se compenser (2^{ème} et 4^{ème} puis 3^{ème} et 5^{ème}) en cherchant l'optimum sur la diagonale visible sur les surfaces de la figure ci-dessus,
- reprendre une optimisation par ordre,

- éventuellement réitérer la recherche sur les termes se compensant en augmentant la différence des termes se compensant.

Cette méthode très simple doit permettre une optimisation suffisamment rapide pour être considérée comme une mesure. En effet, l'optimisation unidimensionnelle est bien maîtrisée surtout sur des courbes de type parabolique. La convergence vers l'optimum ne nécessite alors que quelques points (moins de 10). Donc le scénario de convergence présenté ci-dessus nécessite en se limitant à l'ordre 5, seulement 100points.

Il s'agit là d'une méthode particulièrement simple et efficace pour le réglage des lasers et la mesure de phase spectrale, tant que celle-ci n'excède pas les capacités du filtre utilisé.

Références :

[Baltuska 1997] : A.Baltuska, Z.Wei, M.S.Pshenichnikov, D.A.Wiersma, R.Szipöcs, "All-solid-state cavity dumped sub-5-fs laser", App. Phys. B. 65, p.175 (1997)

[Chung 2001] : J.-H. Chung, A.M.Weiner, "Ambiguity of Ultrashort Pulse Shapes Retrieved From Intensity Autocorrelation and the Power Spectrum", IEEE J. Quantum Electr. 7, p.656 (2001)

[Fienup 2001] : J.R. Fienup, "Iterative Phase Retrieval", Workshop on New Approaches to the Phase Problem for Non-Periodic Objects, Lawrence Livermore Lab.(2001)

[Liu 1995] : X.Liu, R.Wagner, A.Maksimchuk, E.Goodman, J.Workman, D.Umstadter, A.Migus, "Nonlinear temporal diffraction and frequency shifts resulting from pulse shaping in chirped-pulse amplification systems", Opt. Lett. 20, p.1163 (1995)

[Naganuma 1989] : K.Naganuma, K. Mogi, H.Yamada, "General Method for Ultrashort Light Pulse Measurement", IEEE J.Quantum Electr. 25, p.1225 (1989)

[Oksenhendler 2003] : T.Oksenhendler, P.Rousseau, R.Herzog, O.Gobert, M.Perdrix, P.Meynadier, "20 Hz Femtosecond laser amplifier optimization using an AOPDF and a SPIDER", CLEO 2003.

[Peatross 1998] : J.Peatross, A.Rundquist, "Temporal decorrelation of short laser pulses", JOSA B. 15, p.216 (1998)

[Taylor 1981] : L.S.Taylor, "The Phase Retrieval Problem", IEEE Trans. Antennas and Prop. 29, (1981)

14. PROBLEMES DE DISPERSION INTRINSEQUE DU FILTRE ACOUSTO-OPTIQUE DISPERSIF PROGRAMMABLE	365
14.A CAS D'UNE IMPULSION OPTIQUE PAR IMPULSION ACOUSTIQUE	365
14.A.1. <i>Auto-compensation</i>	365
14.A.2. <i>Avec compensation</i>	366
14.B CAS DE PLUSIEURS IMPULSIONS OPTIQUES PAR IMPULSIONS ACOUSTIQUES	367
14.C RESOLUTION SPECTRALE DU FILTRE ACOUSTO-OPTIQUE.....	369

14. Problèmes de dispersion intrinsèque du filtre acousto-optique dispersif programmable

La dispersion intrinsèque déjà évoquée dans la partie consacrée à l'étude du filtre acousto-optique correspond à la dispersion des indices ordinaires et extraordinaires que rencontre l'impulsion optique. Deux problèmes apparaissent :

- l'impulsion optique dispersée par le cristal n'a plus la phase spectrale de celle entrant dans le cristal (cette dispersion est également importante pour le dispositif dit « Mazzler » introduit dans la partie « applications et perspectives »),
- dans un train d'impulsion les impulsions optiques successives ne voit pas le même indice global et subissent donc des dispersions différentes pour une même impulsion acoustique.

Le premier aspect est abordée dans le cas d'une impulsion optique par impulsion acoustique et je présente deux solutions et leur limitation. Le second est évoquée pour revenir sur la solution proposée permettant de s'affranchir de ce problème.

14.A Cas d'une impulsion optique par impulsion acoustique

Le cristal acousto-optique est un élément optique fortement dispersif qui introduit pour un cristal de type classique (Dazzler) environ 12400fs^2 , 8100fs^3 , 4700fs^4 , 4800fs^5 . Le second ordre est important quelque soit la bande considéré. En revanche, les ordres supérieurs sont relativement faible et ne contribue que dans le cas d'impulsion très courte (10fs). Peut-on soustraire cette contribution ?

14.A.1. Auto-compensation

Si on ne compense pas la dispersion du cristal, alors la phase spectrale en sortie du cristal sera la somme de la phase spectrale de l'onde incidente à laquelle sera ajoutée la phase spectrale due à la dispersion dans le cristal. Or cette dispersion est très importante et allonge donc considérablement des impulsions très courtes. Dans le cas des impulsions à très large

spectre (100nm par exemple), la dispersion du cristal modifie la durée de l'impulsion de 10fs (pour une phase nulle) à 3650fs !

Une solution est d'utiliser la capacité du filtre à introduire une phase spectrale arbitraire pour se compenser sa propre dispersion (auto-compensation). Cependant, les possibilités de façonnage du cristal sont finis et selon D.Kaplan et P.Tournois [Kaplan 2002], la bande d'auto-compensation à 800nm est d'environ 40nm.

Les impulsion de spectre plus large ne peuvent être compensées par cette méthode.

14.A.2. Avec compensation

Nous venons de voir que dans le cas d'impulsion très large bande (100nm ou plus), il faut une compensation externe à la dispersion du cristal acousto-optique. Cette partie présente donc une solution de compensation de la dispersion. La figure 14.1 ci-dessous représente la solution la plus simple et compacte. On utilise un compresseur à prisme avec des prismes en paratellurite.

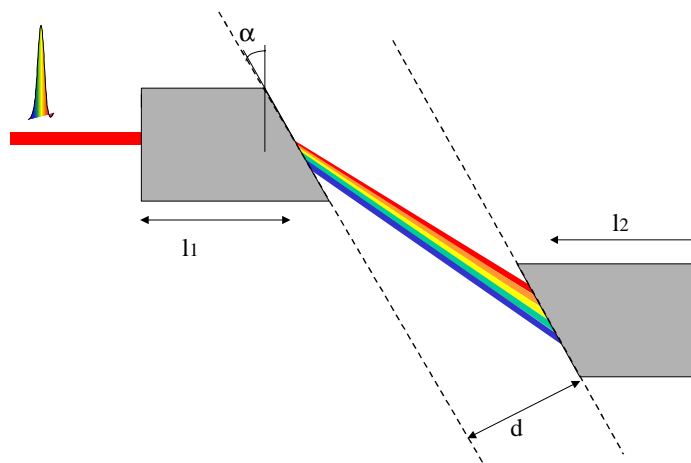


Figure 14.1 : solution de compensation de la dispersion du cristal

Ce dispositif peut être composé d'élément passif et être positionné en amont du système de mesure pour pré compenser la dispersion des éléments optiques ou être incorporé dans le système, c'est à dire que le filtre acousto-optique est l'un des deux prismes ou les deux.

La dispersion du système se calcule facilement.

Dans le cas d'une pré compensation il faudrait doubler ce montage pour éviter le chirp spatial. On peut alors éliminer complètement le second ordre et le troisième ordre introduit. On trouve alors que la distance entre prisme est de l'ordre de 25mm pour compenser un cristal de 20mm avec deux prismes de 5mm en aller retour comme décrit sur la figure X. On peut également déplier le système et utiliser trois prismes. Le point de fonctionnement optimum est en revanche pas exactement à l'angle de Brewster ce qui est gênant dans une cavité laser mais pas dans notre cas.

On peut également incorporer un prisme au cristal acousto-optique actif, voir utiliser deux cristaux actifs prismatiques.

La compensation obtenue dans l'exemple ci-dessous est telle que le second ordre est annulé et qu'il reste environ -600fs^3 de troisième ordre. Cette dispersion modifie légèrement l'impulsion optique mais par exemple pour une impulsion de 100nm de bande on passe de 10fs à 12fs. De plus cette dispersion est alors tout à fait compensable par le filtre acousto-optique lui même.

14.B Cas de plusieurs impulsions optiques par impulsions acoustiques

L'utilisation de l'appareil de mesure de phase spectrale est particulièrement intéressant avec les sources laser de type oscillateurs femtosecondes qui sont les sources les plus larges bandes. Cependant, il se pose le problème de la dispersion variable au cours du temps. Quand la colonne acoustique se déplace, entre deux positions différentes, elle n'introduit pas sur l'impulsion sortant du cristal les mêmes caractéristiques de dispersion. Une pré-étude faite dans l'annexe 3 sur le filtre acousto-optique présentait une solution à deux cristaux sur laquelle nous revenons à présent.

La figure 14.2 ci-dessous illustre à la fois le problème de dispersion variable et la solution que je propose.

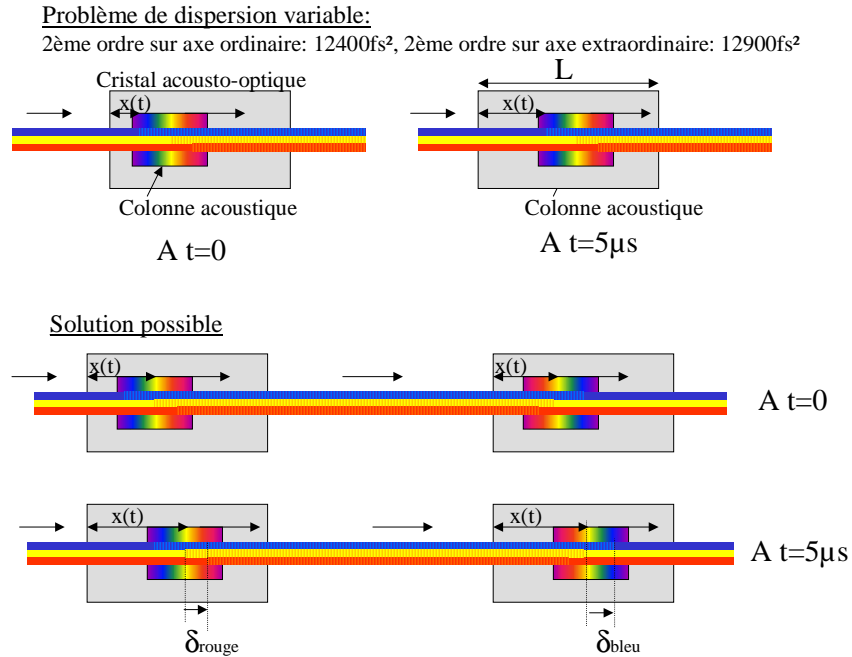


Figure 14.2 : solution au problème de la dispersion

Pour une synchronisation parfaite de l'onde acoustique ($t=0$), le calcul de l'onde acoustique est tel que si la phase voulue est nulle (sauf le premier ordre qui positionne la colonne acoustique dans le cristal à $x(t)$ pour $t=0$) alors la dispersion obtenue sur l'onde optique est celle de l'axe ordinaire soit 12400fs^2 . Si on change le premier ordre optique uniquement alors le calcul de l'onde acoustique déplace l'impulsion acoustique, c'est à dire lui ajoute un terme du premier ordre sur la phase spectrale, mais ajoute également une dispersion (ordres supérieures au premier) compensant le déplacement. En revanche si le déplacement de l'onde acoustique n'est pas calculé mais est celui dû à la propagation de l'onde alors la dispersion n'est pas compensée. Par exemple dans le cas de la figure, à $t=5\mu\text{s}$, le déplacement par rapport à $t=0$ a introduit sur l'onde optique un second ordre correspondant à $\phi'' = (12400\text{fs}^2 - 12900\text{fs}^2)(x(5\mu\text{s}) - x(0))/L$.

Donc dans le cas de l'oscillateur les impulsions optiques successives ne sont pas modifiées de la même façon. Le problème est que la longueur de trajet optique sur l'axe ordinaire l_1 et l'axe extraordinaire l_2 varie au cours du temps : $l_1 = x(t)$, $l_2 = L - x(t)$ (pour le jaune sur la figure 14.2).

La solution est donc de conserver le trajet optique globale constant dans le temps. Pour cela il faut diffracter les rayons une seconde fois dans un autre cristal. Dans le premier cristal l'onde lumineuse incidente polarisée selon l'axe ordinaire est diffractée sur l'axe

extraordinaire. Supposons que l'on re diffracte la lumière dans le second cristal mais de l'axe extraordinaire vers l'axe ordinaire. Les deux colonnes acoustiques se déplacent à la même vitesse. Donc le trajet optique est gardé constant (dans le temps) sur l'ensemble des deux cristaux : $l_{1 \text{ total}} = l_{1 \text{ 1er cristal}} + l_{2 \text{ 2ème cristal}} = L$ (idem pour $l_{2 \text{ total}}$). En revanche, il convient de préserver la différence de trajet optique entre les composantes spectrales de l'impulsion optique. Si les deux colonnes sont identiques alors on retrouve finalement le même trajet optique L pour toutes les composantes et le système est devenue un simple morceau de verre. Par contre si on fait attention comme il est proposé sur la figure de retourner le signal acoustique temporellement dans le second cristal alors la différence de trajet optique entre composantes spectrales est doublée. En effet examinons les trajets optiques pour le bleu et pour le rouge dans la solution :

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{rouge}} &= \left[n_0(x(t) + \delta_{\text{rouge}}) + n_e(L - x(t) - \delta_{\text{rouge}}) \right] + \left[n_e(x(t) - \delta_{\text{rouge}}) + n_0(L - x(t) + \delta_{\text{rouge}}) \right] \\ &= 2\delta_{\text{rouge}}(n_0 - n_e) + L(n_0 + n_e) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{bleu}} &= \left[n_0(x(t) + \delta_{\text{bleu}}) + n_e(L - x(t) - \delta_{\text{bleu}}) \right] + \left[n_e(x(t) - \delta_{\text{bleu}}) + n_0(L - x(t) + \delta_{\text{bleu}}) \right] \\ &= 2\delta_{\text{bleu}}(n_0 - n_e) + L(n_0 + n_e) \end{aligned}$$

où n_0 est l'indice ordinaire et n_e l'indice extraordinaire.

Cette solution peut également être combinée à la solution de compensation de la dispersion du cristal en rendant les deux cristaux prismatiques. Il convient toutefois de faire très attention aux angles en particulier pour l'acoustique. Le principale inconvénient de cette solution est de nécessiter un second cristal et une seconde colonne acoustique différente. Cependant l'excursion temporelle atteignable est alors doublée.

Qu'en est-il de la résolution ?

14.C Résolution spectrale du filtre acousto-optique

Dans la partie d'étude du filtre acousto-optique, il apparaissait clairement que la résolution spectrale est directement liée à la longueur du cristal. Dans le cas de deux cristaux dont les effets s'ajoutent que se passe-t-il ?

Rien ! En fait l'onde optique voit deux systèmes successifs dont la réponse « impulsionnelle » spectrale est identique. Mathématiquement le cristal correspond à une durée temporelle

représentée par une fonction rectangle de largeur la durée du cristal. Pour deux cristaux cette porte n'est pas deux fois plus longue mais est répliquée plus loin. Le résultat est donc le produit des deux fonctions sinus cardinal. La largeur à mi-hauteur d'un sinus cardinal au carré est plus faible que celle du simple sinus cardinal. Cependant si deux points ne peuvent être distingués dans un cristal, ils ne le seront pas non plus dans ce cas avec les deux cristaux.

En effet, le fonctionnement du système impose que chaque impulsion acoustique soit complètement contenue dans le cristal. On peut donc pas considérer une impulsion acoustique répartie dans les deux cristaux qui correspondrait à la double résolution.

La résolution spectrale de la solution précédente est toujours celle du cristal élémentaire.

Peut-on tirer avantage d'avoir doublé l'excursion temporelle ? Et quelle résolution minimale est nécessaire à la mesure. Le but recherché est de diminuer la taille des cristaux ce qui diminue l'encombrement et le coût de l'instrument final.

On peut déjà faire remarquer comme l'ont montré P.Tournois et D.Kaplan [Kaplan 2002] qu'il est possible d'augmenter la résolution en changeant la coupe du cristal, on peut au détriment de l'efficacité de diffraction gagné jusqu'à un facteur trois sur la résolution. Autrement dit à résolution donnée, il est possible d'utiliser des cristaux trois fois plus courts.

Pour le Phazzler, l'avantage d'avoir doublé l'excursion temporelle est d'avoir doublé la résolution spectrale de la mesure finale. En effet, la spectroscopie par transformée de Fourier est d'autant plus précise que l'excursion du délai entre impulsion est importante. Dans notre cas une résolution de l'ordre de 1nm semble suffisante pour les applications femtosecondes. il suffit par conséquent d'avoir une excursion totale d'environ 2ps. On pourrait alors se contenter de 1ps par cristal soit environ 1.8nm en résolution spectrale pour les filtres.

Référence :

[Kaplan 2002] : D.Kaplan, P.Tournois, "Theory and Performance of the acousto-optic programmable dispersive filter used for femtosecond laser pulse shaping" , Journ.Phys IV, Juillet 2002

Mesures et contrôles temporels dans le domaine des lasers ultrabrefs

Cette thèse présente le développement d'un système de balayage de caméra à balayage de fente parfaitement synchronisé avec un laser impulsif femtoseconde. Cette application des photoconducteurs rapides (« commutateurs Auston ») haute tension, permet d'obtenir des résolutions de caméra à balayage de fente subpicoseconde en mode d'accumulation d'images, avec des lasers d'énergie quelques centaines de microJoules par impulsion.

Deux autres applications de ces photoconducteurs haute tension sont étudiées :

- La commutation optique par une cellule de Pockels ultra-rapide de temps de montée inférieure à 100ps ayant une gigue temporelle inférieure à 2ps.
- La stabilisation en énergie des impulsions laser ultrabrèves, coup par coup, à l'aide d'une cellule de Pockels commandée par un photoconducteur. Le photoconducteur (commandé en avance par une impulsion extraite de l'impulsion principale) commande la cellule de Pockels à diminuer les fluctuations. Une première expérience montre une amélioration d'un ordre de grandeur (de 7% à 0.7%).

Parallèlement, une application du filtre acousto-optique dispersif programmable (Dazzler™) à la mesure de la phase spectrale des impulsions femtosecondes est présentée. Les méthodes de mesures temporelles résultant d'un filtrage linéaire suivi d'une détection non linéaire, il est possible de réaliser la fonction de filtrage linéaire par le Dazzler™ remplaçant le montage optique souvent complexe. Il a été ainsi réalisé expérimentalement pour la première fois des mesures d'autocorrélation en bande de base et d'interférométrie spectrale à décalage par transformée de Fourier (Time-domain SPIDER).

Mots clés : caméra à balayage de fente, mesure femtoseconde, stabilisation d'énergie des impulsions laser, façonnage d'impulsion laser femtoseconde.

Temporal Measures and controls in ultrafast laser domain

This work presents the development of a streak camera “jitter free” sweep unit synchronized on a femtosecond laser. This application of high voltage photoconductive switches (“High voltage Auston switch”) yields subpicosecond resolution for accumulated images on streak camera on a few hundreds microjoule femtosecond laser.

Two others applications of these photoconductive switches are studied:

- ultrafast optical commutation by a Pockels cell directly driven by a photoconductive switch (rising edge < 100ps and jitter < 2ps),
- laser pulse energy self-stabilization experimentally proving that driving a Pockels cell by a photoconductive switch can increase the stability of the laser pulse energy from 7% to 0.7%rms.

Additionally, the application of the acousto-optical programmable dispersive filter (Dazzler™) to the self referenced spectral phase measurement is presented. As these measurements require a linear filter combined with a non linear filter, it is possible to replace the complete linear part (generally a complex optical set-up) by the Dazzler™ leading to new kind of linear filters and new measurements. Thus base-band autocorrelation and time-domain SPIDER (SPIDER by Fourier transform spectroscopy) have been demonstrated experimentally for the first time.

Keywords : streak camera synchronization, spectral phase measurement, pulse shaping, laser pulse energy stabilization.