

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENNE
USTHB/ALGER
FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de :

MAGISTER EN PHYSIQUE

Spécialité : **Electronique Quantique**

Par

RAMDANI Slimane

SUJET

IMPULSION LASER COURTE ET PROPAGATION GUIDEE

Soutenue publiquement le 01/07/2008 devant le jury composé de :

Mr A.KELLOU	Professeur (USTHB)	Président
Mr O. ZIANE	Professeur (USTHB)	Directeur de thèse
Mme F.MEKIDECHE CHAFA	Professeur (USTHB)	Examinatrice
Mr D.LOUHIBI	Maître de Recherche(CDTA)	Examineur
Mr T.KERDJA	Maître de Recherche (CDTA)	Examineur

A mon père. A ma mère

*A mes trois Frères
A la Mémoire de mes deux Frères Chaouki et Reda*

A ma Famille

Remerciement

*Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse **Mr. Omar Ziane** Professeur à l'université l'USTHB. Je tiens, en premier lieu, à lui exprimer toute ma reconnaissance pour m'avoir accueilli au laboratoire et m'avoir permis de mener à bien ce travail de thèse. Mes remerciements ne seront jamais suffisants pour lui exprimer l'ampleur de ma profonde gratitude.*

*J'adresse mes remerciements à **Mr. A.Kellou**, professeur à l'USTHB qui ma fait l'honneur de présider ce jury de thèse et pour ses conseils et encouragements .*

*Je remercie Madame **F. Mekideche Chafa**, Professeur à l'USTHB pour avoir accepté d'examiner et de juger ce travail.*

*J'exprime également mes remerciements à **Mr. T. Kerdja** et **D.Louhibi**, Maîtres de recherche au centre de développement des technologies avancées (CDTA), qui ont bien voulu juger ce travail et participer au jury.*

*Cette thèse s'est déroulée au laboratoire « Electronique Quantique » de l'USTHB. Je remercie tous les membres de notre laboratoire pour l'aide qu'il m'ont apportée tout au long de ce travail. En particulier **S.Zaiba et M.Chalal***

*Je remercie chaleureusement mes amis **A. Foued, O.Maamar, H.Toufik et M.Mochamed. CH.Sandra et N.Samia, A.Basma***

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	1
------------------------------	----------

PARTIE THEORIQUE

CHAPITRE I : LASER ND-YAG ET REGIME DECLENCHE

I- LE LASER NEODYME ET SES CARACTERISTIQUES	4
I.1 Propriétés du laser	4
I.2 L'oscillateur laser	5
I.3 Mode de la cavité	7
II- EFFET POCKELS	9
II.1 Généralité	9
II.2 Effet Pockels	9
II.3 Effet électrooptique dans les cristaux KTP	11
II.4 Configuration longitudinale	13
II.5 Tensions utilisées dans les lasers déclenchés	14
a -Tension demi-onde	14
b- Tension quart- d'onde	14
III- PROCESSUS DE LA MODULATION ACTIVE (Q-Switch)	14
III.1 Mise en équation	16
III.2 Durée de l'impulsion	21

Chapitre II : GENERATION DE LA SECONDE HARMONIQUE ET PROPAGATION GUIDEE

INTRODUCTION	23
I. GENERALITES	24
I.1 Processus optiques non linéaires	24
I.2 Milieu anisotrope	26
I.3 Susceptibilité non linéaire du second ordre	26
I.4 Tenseur de polarisation du second ordre	28
II. FORMALISME ET EQUATION DE PROPAGATION	30
III. GENERATION DE LA SECONDE HARMONIQUE	31
III.1 Condition d'accord de phase	34
III.2 Propriétés de quelques cristaux doubleurs pour le laser Nd-YAG	34
IV. PROPAGATION GUIDEE DANS LES FIBRES OPTIQUES	35
IV.1 Effet de propagation dans les fibres optiques	35
IV.2 Dispersion chromatique	36
IV.3 Effet Kerr optique	38

PARTIE EXPERIMENTALE

Chapitre III : CONSIDERATIONS EXPERIMENTALES

I. INTRODUCTION	40
II. SYSTEME LASER	41
II.1. Cavité laser	41
II.2. Milieu actif	42
II.3. Système de pompage	42
II.4 Cellule de Pockels	43
III. SYSTEME DE DETECTION ET METHODES DE CARACTERISATION	44
III.1 Dispositif expérimental	44
III.2 Détection et caractérisation énergétique	45
III.3 Détection et caractérisations temporelles et structurales	45
III.4 Analyse spectrale	47

IV. GENERATION DE LA SECONDE HARMONIQUE	48
V. PROPAGATION ET INJECTION DANS UNE FIBRE	51
V.1 Fibre utilisée	51
V.2 Injection de l'impulsion laser dans la fibre	51
 CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSIONS	
I. REGIME RELAXE	53
I.1 Caractéristiques énergétiques	53
I.2 Caractéristiques temporelles et structurales	54
II. OPTIMISATION DES PARAMETRES DE LA CELLULE DE DECLENCHEMENT	55
II.1 Ajustement et optimisation de la tension Pockels	55
II.2 Ajustement et optimisation du retard de commutation	60
III. REGIME DECLENCHE ET GENERATION D'IMPULSIONS NANOSECONDES	63
III.1 Caractéristiques énergétiques	64
III.2 Caractéristiques temporelles	66
III.2.1 Oscillations non sélectives	66
III.2.2 Oscillations sélectives	68
III.3 Etude de la polarisation du laser en régime déclenché	70
IV. GENERATION DE LA GSH ET INJECTION DANS LES FIBRES OPTIQUES	72
IV.1 Génération de la seconde harmonique	72
IV.2 Analyse temporelle et structurales	74
IV.3 Injection dans la fibre	76
CONCLUSION GENERALE	79
ANNEXE I	80
ANNEXE II	82
ANNEXE III	85
BIBLIOGRAPHIE	87

INTRODUCTION

La large bande d'absorption du laser Nd-YAG permet l'émission sur plusieurs modes (de l'ordre de 800 modes axiaux par mètre de cavité) avec des phases et amplitudes aléatoires. Dans l'échelle des temps, on obtient alors un train chaotique constitué de pics, sans structures, de largeurs temporelles différentes (échelles microsecondes) et irrégulièrement espacés dans le temps (Régime relaxé) [1]. Deux autres principaux régimes de fonctionnement peuvent être réalisés : Le régime de modes bloqués régi par l'établissement d'une relation de phase entre les modes oscillants [2.3] et le régime déclenché (Q-Switch) réalisé par l'insertion et la suppression brusque de pertes artificielles dans la cavité [4,5]. Un train d'impulsions de durée dans l'échelle picosecondes est obtenu dans le premier cas en utilisant soit un absorbant saturable (mode locking passif) [6,7,8], soit une cellule acousto-optique (mode locking actif) [9,10]. Une impulsion unique dans l'échelle nanoseconde est induite dans le second régime par insertion d'une cellule de modulation des pertes dans la cavité. Ces deux types de fonctionnement sont souvent utilisés dans des dispositifs de caractérisations spectroscopiques de très haute résolution temporelle. Ce type d'exploration utilise des méthodes d'absorption transitoire par des techniques pompe-sonde [11] pour identifier les surfaces de potentiel et les mécanismes de réaction de divers processus photo induits tels que le photochromisme et les effets non linéaires induits par impulsions laser [12].

D'autre part, avec la modulation active (Cellule de Pockels) ou passive (absorbant saturable) des pertes dans la cavité, le Nd-YAG est devenu un des plus importants lasers utilisé dans diverses applications médicales (ophtalmologie, cautérisation, destruction de certains tissus) [13.14], ainsi que dans le domaine industriel (micro-usinage, soudage, découpage ...) [15.16]. Notre intérêt va donc être centré sur la technique de variation du facteur de qualité Q de la cavité par effet électrooptique. Ce mode de fonctionnement permet d'obtenir des impulsions dont les caractéristiques structurales, temporelles et énergétiques dépendent des paramètres de contrôle des différents organes qui composent le système. Ces paramètres sont essentiellement liés au système laser lui-même (Energie de pompage du milieu actif, mode d'oscillation dans le résonateur) et à la cellule de modulation active (tension de basculement de la polarisation, synchronisation et temps de retard de commutation).

Notre travail consiste dans un premier volet à optimiser ces paramètres de contrôle afin d'obtenir l'impulsion la plus courte, la plus stable et la plus intense pour notre configuration

expérimentale. Dans le deuxième volet, nous présentons une étude de caractérisation du faisceau centré sur la longueur d'onde fondamentale $\lambda_f=1064$ nm en fonction de la variation de l'énergie de pompage du milieu actif et du mode d'oscillation dans la cavité (Mode Gaussien et multimodes). Dans une troisième étape, le signal à la fréquence de la seconde harmonique est généré dans un milieu cristallin non linéaire et sa propagation dans une fibre optique est analysée.

Ce travail comporte une partie théorique et une partie expérimentale

- **Le premier chapitre** sera consacré à l'étude théorique du régime déclenché et est reparti en deux parties : dans la première, nous présentons les différentes propriétés physiques du cristal Nd-YAG et les modes propres de la cavité. Dans la deuxième partie, nous présentons la modulation électro-optique basée sur l'effet Pockels [17], où nous rappelons les propriétés de cet effet dans les cristaux. Nous décrirons aussi les principales grandeurs physiques qui doivent être prises en compte dans le processus de la modulation active des pertes dans une cavité optique. Ce principe est basé sur le changement de l'état de la polarisation de la lumière lorsqu'elle traverse un milieu anisotrope (KDP) soumis à un champ extérieur.

- **Le deuxième chapitre** regroupe les points théoriques relatifs aux phénomènes optiques non linéaires induits par la propagation guidée d'un faisceau laser. La première partie de ce chapitre est consacrée aux processus du second ordre où nous rappelons les propriétés de la propagation de la lumière dans un milieu anisotrope. Le processus relatif à la génération de la radiation lumineuse centrée à la fréquence double de celle du faisceau inducteur est alors présenté et les expressions des largeurs temporelle et spatiale sont établies en fonction des paramètres régissant le système laser. Dans le dernier volet de ce chapitre, nous décrivons les effets de dispersion chromatique et d'auto modulation de phase quand une radiation brève et intense se propage dans une fibre optique de faible diamètre.

- **Le troisième chapitre** est consacré à la description du dispositif expérimental utilisé pour la génération des impulsions courtes et intenses et les différents systèmes de détection et de caractérisation. Le second volet décrit les méthodes et les composants utilisés pour générer la radiation de la seconde harmonique dans un cristal doubleur (KTP) ainsi que pour injecter cette impulsion visible dans une fibre optique monomode [18].

- **Le quatrième chapitre** décrit les étapes expérimentales menées pour trouver les conditions optimales de notre système laser afin de générer des impulsions les plus intenses, les plus courtes et les plus stables. Nous discuterons de l'influence des paramètres expérimentaux tels

que le temps de commutation et la tension aux bornes de la cellule de pockels, l'énergie de pompage du milieu amplificateur et le mode d'oscillation dans la cavité sur la durée et l'énergie de l'impulsion laser centrée sur la longueur d'onde fondamentale. Dans le dernier volet, nous discuterons de la structure spectrale et de la largeur temporelle du faisceau de la seconde harmonique et une comparaison est alors réalisée avec les caractéristiques du faisceau à la fréquence fondamentale. L'étude des effets liés à la propagation de l'impulsion à la fréquence double dans une fibre optique de $3\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre de cœur est présentée en terme de modification spectrale.

CHAPITRE I

LASER Nd-YAG ET REGIME DECLENCHE

I. LE LASER ND-YAG ET SES CARACTERISTIQUES

I.1 Propriétés du laser

Le laser Nd – YAG est un laser à 4 niveaux, émettant à la longueur d'onde $1,064\mu\text{m}$. Le cristal Nd- YAG est constitué d'une matrice YAG [19] (yttrium-aluminium-Granet $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), dopée aux ions de néodyme Nd^{+3} qui se substituent aux ions yttrium. La figure I.1 représente un schéma simplifié des états d'excitation de l'ion Nd^{+3} dans la matrice YAG. La transition laser a lieu entre les niveaux énergétiques (1) et (2) qui sont situés entre le niveau fondamental (0) et le niveau de pompage (3) ayant une large bande d'absorption. Le niveau laser supérieur (2) a une durée de fluorescence de $230\mu\text{s}$.

L'élargissement de la raie est homogène, du type Lorentzien et vaut $\Delta\nu = 120\text{ GHz}$. Cette grande largeur de raie est favorable à l'émission d'un grand nombre de modes pour des longueurs de cavité raisonnables. Cette caractéristique favorise le fonctionnement du laser en régime de modes bloqués [20] et fait de ce laser un modèle de système réalisant un couplage optimal de modes oscillant dans une cavité optique. Dans un tel fonctionnement, des impulsions ultra courtes (échelle picosecondes) et très intenses (GW) peuvent alors être obtenues[39].

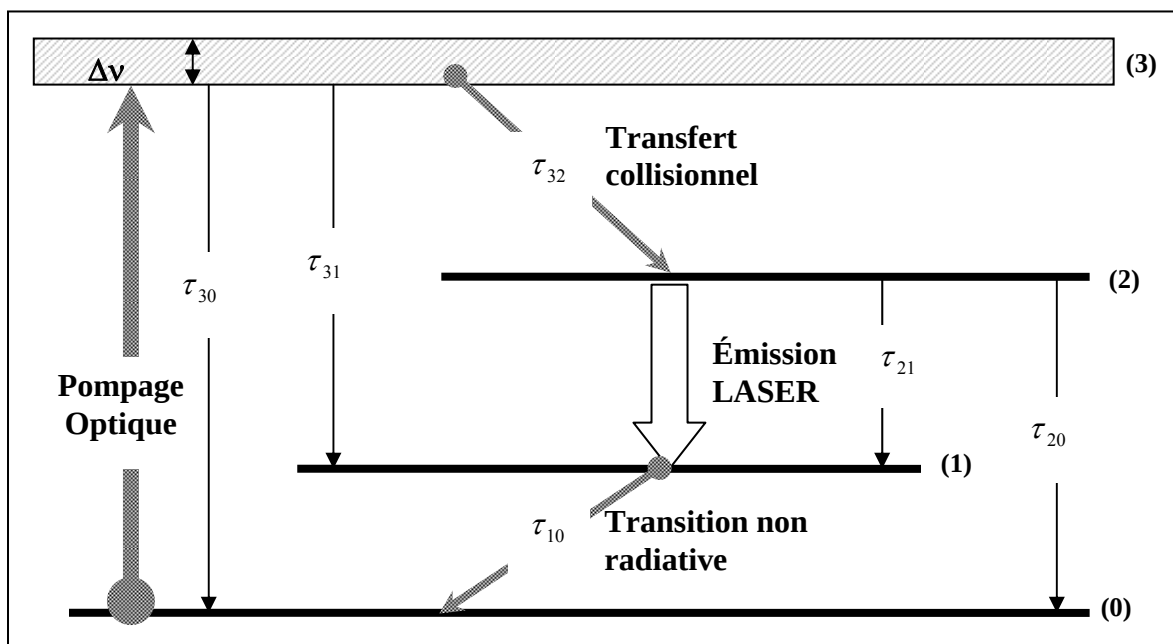


Fig. I- 1. Diagramme énergétique d'un laser à quatre niveaux

La section efficace de la transition laser au centre de la raie vaut $\sigma_a \approx 2,8.10^{-19} \text{ cm}^2$, ce qui permet d'obtenir un gain optique important (dans le laser à rubis par exemple, cette section efficace vaut $\sigma_a \approx 1,2.10^{-20} \text{ cm}^2$ [21] et donne ainsi un gain optique 75 fois plus faible que pour le laser Nd-YAG).

Les équations régissant l'évolution de l'inversion de population dans un tel système à quatre niveaux sont données par :

$$\begin{aligned} \frac{\delta n_1}{\delta t} &= W_p n_0 - \left(n_2 - \frac{g'_2}{g'_1} n_1 \right) \sigma \phi c - \frac{n_2}{\tau_{21} + \tau_{20}} \\ \frac{\delta n_2}{\delta t} &= \left(n_2 - \frac{g'_2}{g'_1} n_1 \right) \sigma \phi c + \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_1}{\tau_{10}} \end{aligned} \quad (\text{I.1})$$

$$n = n_2 - \frac{g'_2}{g'_1} n_1 \quad (\text{I.2})$$

Où n est la densité d'inversion de population, n_1 et n_2 les densités de population des niveaux (1) et (2). g'_1, g'_2 : multiplicités des niveaux (1) et (2) et ϕ est la densité de photon (en photons $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)

$\sigma = \sigma_{12}$: Section efficace de l'émission stimulée de la raie laser, σ est donnée par [22] :

$$\sigma = \sigma_0 \left| (\nu - \nu_0)^2 / \left(\Delta \nu / 2 \right)^2 \right|^{-1} \quad (\text{I.3})$$

σ_0 est la section efficace au sommet de la raie, et ν la fréquence central et c la vitesse de lumière dans le milieu

I.2 L'oscillateur laser

L'évolution temporelle de la densité de l'inversion de population n d'un laser à 4 niveaux est obtenue en combinant les deux équations (I-1 et I-2). [22] On obtient :

$$\frac{\delta n}{\delta t} = -n \sigma \phi c - \frac{n}{\tau_f} + w_p (n_{\text{tot}} - n) \quad (\text{I.4})$$

$$\frac{\delta \phi}{\delta t} = c \phi \sigma n - \frac{\phi}{\tau_c} + S \quad (\text{I.5})$$

τ_c est le temps de vie d'un photon dans le résonateur optique. w_p est le taux de pompage (s^{-1}) tel que $w_p n_0$ représente le nombre d'ions par unité de temps et de volume passant du niveau fondamental (0) au niveau (3), S est la densité de photons due à la fraction de l'émission spontanée par unité de temps qui contribue à l'émission laser.

τ_f est un temps caractéristique qui détermine la durée de vie du niveau supérieur de la transition laser, donné par :

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{20}}$$

σ_{21} : est la section efficace de l'émission stimulée.

$n_{\text{tot}} = n_0 + n_2$ est la densité totale de population du milieu amplificateur, elle représente le nombre d'ions, par unité de volume, qui se trouvent dans le milieu.

Dans l'équation (I.4), on néglige les durées de vie des transitions τ_{32} et τ_{10} . En effet, ces transitions sont très rapides (dizaines de nanosecondes).

A l'équilibre, on aura $\frac{n_1}{n_0} = \exp[-(E_1 - E_0)/K_b T]$ où n_0 est la densité de population du niveau fondamental (0), K_b est la constante de Boltzmann et T la température du milieu actif. A la température ambiante, on a $(n_1/n_2 = e^{-10})$ et $n_1, n_3 \ll n_0$. On peut donc dire, d'après ces considérations, que n_1 et n_3 sont négligeables.

• Solution à l'état stationnaire

L'évolution de la densité d'inversion de population décrite par l'équation (I.4), tend toujours vers l'état stationnaire pour lequel $\frac{dn}{dt} = 0$. Ceci veut dire que, lorsqu'on excite le milieu amplificateur avec une énergie de pompage E_{th} (suffisante pour atteindre le seuil d'oscillation laser), l'inversion de population n , à cet instant, a une valeur stationnaire telle que $\frac{dn}{dt} = \phi = 0$. Ainsi la densité de photons est négligeable (due aux fluctuations de l'émission spontanée). La solution de l'équation (I.5) est alors ;

$$n_{th} = \frac{\tau_f w_{ptf}}{1 + w_p \tau_f} n_t \quad (I.6)$$

w_{pth} : Le taux de pompage au seuil d'oscillation.

Cette expression représente une valeur au-delà de laquelle la cavité sera le siège d'une émission laser. Cette émission sera alors composée de toutes les oscillations associées aux modes propres de la cavité dont le gain sera supérieur aux pertes subies. Cependant, ces oscillations sont caractérisées par des phases et des amplitudes différentes.

I.3 Modes de la cavité

L'émission laser est composée de plusieurs modes ayant des fréquences différentes. Parmi ces modes (notés TEM_{mnq}) [23], on distingue les modes axiaux q et les modes transverses (m , n). A chaque mode axial q , correspond une famille des modes transverses (m , n), de fréquences supérieures à celle du mode axial correspondant. Notons cependant que ces modes transverses n'ont pas une phase cohérente sur la section du faisceau.

La fréquence relative au mode TEM_{mnq} est donnée par la relation

$$\nu_{qmn} = \frac{c}{2L} \left[(q+1) + \frac{(m+n+1)}{\pi} \arccos(\pm \sqrt{g_1 g_2}) \right] \quad (I.7)$$

Où L est la longueur de la cavité laser, g_1 et g_2 sont des paramètres tel que :

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \quad \text{Et} \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$$

R_1 et R_2 sont les rayons de courbure des miroirs M_1 et M_2 de la cavité.

Le mode TEM_{00q} appelé mode fondamental, possède une faible divergence (donc pertes réduites) et une distribution Gaussienne autour de l'axe de la cavité. La sélection de ce mode se fait à l'aide d'un diaphragme qui permet l'oscillation de ce mode [24], mais bloque les modes transverses en leur occasionnant des pertes importantes [25].

La distribution radiale de l'intensité est Gaussienne et s'exprime par :

$$I(r) = I_0 \exp(-2r^2 / w^2) \quad (I.8)$$

w est la dimension du faisceau à la distance radiale r ou l'amplitude du champ vaut e^{-1} . w varie avec la distance sur l'axe de propagation z selon la relation :

$$w^2(z) = w_0^2 (1 + (\lambda z / \pi w_0^2)^2) \quad (I.9)$$

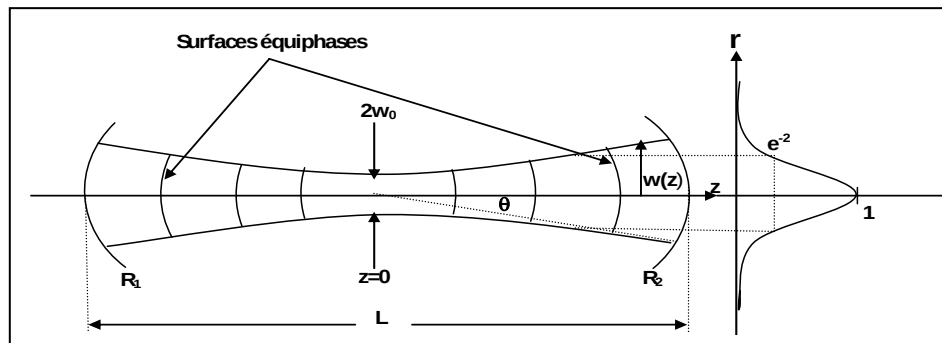


Fig. I.2 : Distribution du champ radial à l'intérieur de la cavité laser

Où w_0 , appelé (Beam Waist), représente la dimension du faisceau au point $z = 0$ où le front d'onde est plan. w_0 s'exprime par :

$$w_0^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \left[\frac{g_2}{g_1} \cdot \frac{1}{1 - g_1 g_2} \right]^{1/2} \quad (\text{I.10})$$

λ est la longueur d'onde du faisceau laser.

Dans une cavité laser, on appelle coefficient α le coefficient de pertes tel que $e^{-\alpha}$ représente les pertes linéaires subies par une onde au cours d'un aller retour dans la cavité. Ces pertes sont dues principalement à la diffraction qui dépend des paramètres g_1 et g_2 , à la diffusion de la lumière laser due aux inhomogénéités de la matrice et à l'absorption par les différents éléments de la cavité.

La figure I-3 représente le spectre de l'émission laser qui est une combinaison de la transition laser (déterminée par la largeur de la raie atomique) avec les modes axiaux de la cavité. Ces modes sont régulièrement espacés dans l'espace des fréquences par l'intervalle $c/2L$.

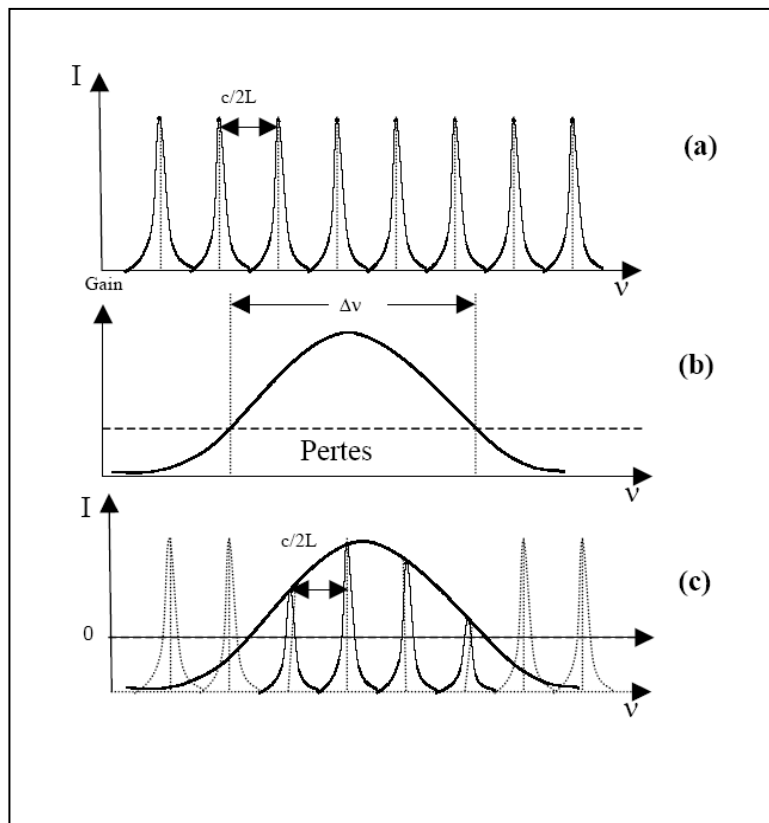


Fig. I-3 : (a) Modes propres de la cavité. (b) Courbe de gain. (c) Modes oscillants dans la cavité

II. EFFET ELECTRO OPTIQUE

II.1 Généralités

Quand un champ électromagnétique est appliqué à un milieu [26], il perturbe ses propriétés diélectriques. Dans un milieu isotrope, la biréfringence est induite et dans un milieu anisotrope la biréfringence est altérée. Si la modification de l'indice de réfraction est proportionnelle au champ appliqué, on parle d'effet électro-optique linéaire (effet Pockels)

Si elle est proportionnelle au carré du champ, il s'agit de l'effet électro-optique quadratique (effet Kerr). Cet effet est négligé quand l'effet linéaire est prépondérant.

En effet, lorsqu'un matériau est soumis à un champ électrique E , il répond par une polarisation P que l'on peut écrire sous forme d'un développement limité :

$$P = \varepsilon_0 \left(\sum_i \chi^1 E_i + \sum_{i,j} \chi^2 E_i E_j + \sum_{i,j,k} \chi^3 E_i E_j E_k + \dots \right)$$

Avec :

ε_0 : La constante diélectrique du vide

E_i : La composante du champ électrique $\vec{E}$ dans la direction (i)

χ^n : Le tenseur de susceptibilité d'ordre n.

- χ^1 est le tenseur diélectrique qui représente la réponse linéaire usuelle (réfraction et absorption).
- les termes d'ordre supérieur sont des termes non linéaires qui ne deviennent importants que lorsque le champ électromagnétique est très intense.
- Le terme en χ^2 permet de rendre compte de l'interaction de deux champs électromagnétiques, soit optique et électrique (effet Pockels), soit optiques (interaction paramétrique : génération d'harmonique, somme ou différence de fréquences ou amplification paramétrique).

Dans notre étude nous nous intéressons à l'effet Pockels.

II.2 Effet Pockels

L'effet Pockels est observé uniquement dans les cristaux qui ne présentent pas de centre de symétrie cristalline. Il correspond à un changement des indices de réfraction proportionnel au

champ électrique appliqué au cristal. Ce changement d'indice induit par le champ électrique peut être décrit par la modification de l'ellipsoïde des indices [27] :

$$\left(\frac{1}{n}\right)_1^2 x^2 + \left(\frac{1}{n}\right)_2^2 y^2 + \left(\frac{1}{n}\right)_3^2 z^2 + 2\left(\frac{1}{n}\right)_4^2 yz + 2\left(\frac{1}{n}\right)_5^2 xz + 2\left(\frac{1}{n}\right)_6^2 xy = 1 \quad (\text{I.11})$$

x , y et z sont les directions parallèles aux axes principaux du cristal en l'absence du champ électrique exciteur, et n_1 , n_2 et n_3 sont les valeurs des indices principaux associés. La perturbation linéaire des coefficients due au champ électrique $\vec{E}$ de composantes E_j se traduit par :

$$\Delta\left(\frac{1}{n}\right)_i^2 = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (\text{I.12})$$

r_{ij} est la composante du tenseur électro-optique de taille 6×3 .

Où $i=1, 2, \dots, 6$ et $j=1, 2, 3$ sont associés à x , y et z respectivement, où on a adopté la convention suivante pour la valeur des indices :

$$\begin{aligned} 11 \equiv 1, \quad 22 \equiv 2, \quad 33 \equiv 3, \\ 23 = 32 \equiv 4, \quad 13 = 31 \equiv 5, \quad 12 = 21 \equiv 6 \end{aligned}$$

Cette convention tient compte de la symétrie de permutation $r_{ijk} = r_{jik}$ qui réduit le nombre de coefficients du tenseur $[r_{ij}]$ de 27 à 18 éléments. L'équation (I.12) peut alors s'écrire sous la forme matricielle,

$$\begin{pmatrix} \Delta(1/n)_1 \\ \Delta(1/n)_2 \\ \Delta(1/n)_3 \\ \Delta(1/n)_4 \\ \Delta(1/n)_5 \\ \Delta(1/n)_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (\text{I.13})$$

Pour la plupart des classes cristallines non centro-symétriques, il n'existe qu'un petit nombre de coefficients électro-optiques non nuls (ils ont pour valeur typique quelques pm/V ($10^{-12} m/V$)).

II.3 Effet électrooptique dans les cristaux de KDP

Certains cristaux électro-optiques présentent une bonne tenue mécanique et une grande transparence dans le spectre visible et proche infrarouge. Le KDP (KH_2PO_4) fait partie, avec le KTP ($KTiOPO_4$) et le ADP (NH_4PO_4), des cristaux qui sont utilisés de manière importante dans divers dispositifs optoélectroniques [28].

Le cristal KDP est de symétrie $42m$ et son tenseur électro-optique prend la forme suivante :

$$[r_{ij}] = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix} \quad (I.14)$$

Le cristal est naturellement uniaxe possédant donc un indice ordinaire n_0 et un indice extraordinaire n_e . En présence d'un champ électrique $\vec{E}$ de composantes E_x , E_y et E_z , ce cristal devient biaxe.

D'après ce qui précède, le nouvel ellipsoïde des indices s'écrit :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41}E_x yz + 2r_{52}E_y xz + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad (I.15)$$

Quand les composantes E_x et E_y sont nulles (E parallèle à Oz), l'équation (I. 15) se réduit à :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad (I.16)$$

Oz reste l'un des axes principaux de l'ellipsoïde des indices. La section définie par le plan $z=0$ devient une ellipse dont les demi axes ox' et oy' sont à 45° des axes cristallographiques Ox et Oy .

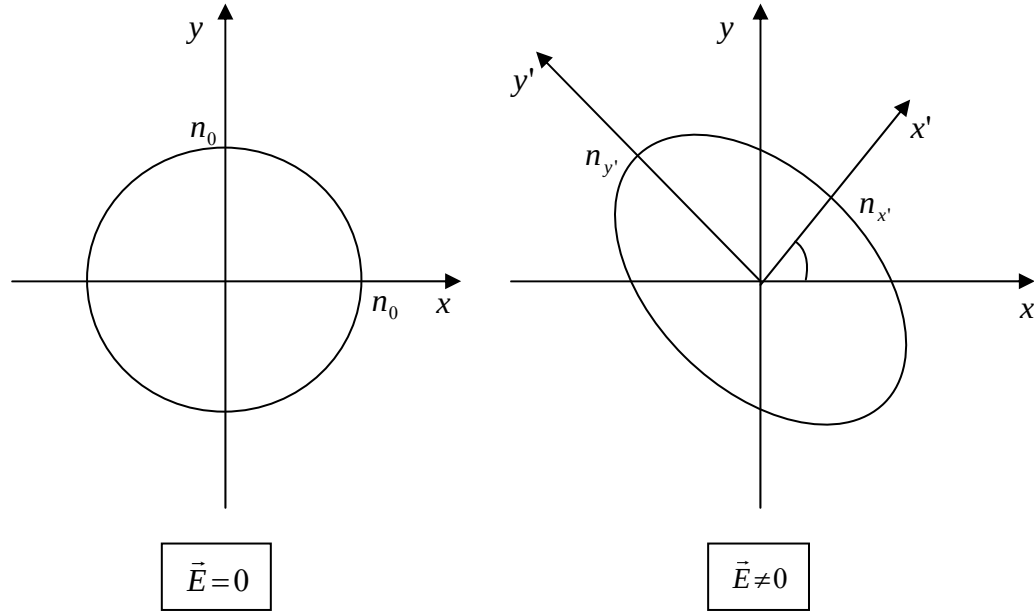


Fig. I-4. L'intersection de l'ellipsoïde des indices avec le plan (ox, oy) avec et sans le champ appliqué $\vec{E}$

En rapportant l'équation de l'ellipsoïde aux axes ox' , oy' et Oz , on obtient alors les indices principaux $n_{x'}$ et $n_{y'}$ relatifs à ox' et oy' :

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_{x'}^2} &= \frac{1}{n_0^2} + r_{63} E_z \\ \frac{1}{n_{y'}^2} &= \frac{1}{n_0^2} - r_{63} E_z \end{aligned} \quad (\text{I.17})$$

Sachant que $r_{63} E_z \ll \frac{1}{n_0^2}$; un simple développement au premier ordre nous donne :

$$\begin{aligned} n_{x'} &= n_0 - \Delta n \\ n_{y'} &= n_0 + \Delta n \end{aligned}$$

Avec $\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E_z$ alors que $n_z = n_e$ (indice extraordinaire)

En pratique, avec le champ E parallèle à l'axe optique Oz , le cristal peut être utilisé suivant deux cas :

Configuration longitudinale : Le champ électrique $\vec{E}$ appliqué est parallèle à la direction de propagation.

Configuration transverse : Dans ce cas, $\vec{E}$ est perpendiculaire à la direction de propagation. Pour le fonctionnement en régime déclenché des lasers, le cas longitudinal est le plus utilisé car la configuration transverse fait apparaître la biréfringence naturelle ($n_e - n_o$). Pour éliminer cette composante naturelle, un composant optique (compensateur) est rajouté dans la cavité. Le retard de phase dans le ce cas est donné par [32]:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} l_c \left((n_e - n_o) - \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_z \right) \quad (\text{I.18})$$

II.4 Configuration longitudinale

Le champ électrique $\vec{E}$ appliqué parallèlement à la direction du faisceau lumineux, induit alors un retard optique ϕ qui dépend de la longueur l_c du cristal et de la différence ($n_x - n_y$).

L'expression de ϕ est donnée par :

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} E_z l_c \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} V \end{aligned} \quad (\text{I.19})$$

V est la tension appliquée aux bornes du cristal telle que : $V = E_z l_c$.

On considère qu'avant de se propager dans le cristal, le faisceau incident traverse un polariseur P dont l'axe de transmission fait un angle $\pi/4$ avec les lignes neutres du cristal aux bornes duquel on applique la tension V . L'intensité I_T du faisceau émergent d'un analyseur A placé après le cristal et croisé par rapport à P peut être facilement obtenue par sommation des composantes ordinaire et extraordinaire en tenant compte du déphasage ϕ . I_T est alors écrite par [19]:

$$I_T = I_0 \sin^2 \frac{\phi}{2} = I_0 \sin^2 \left(\frac{\pi V}{2V_\pi} \right) \quad (\text{I.20})$$

V_π est la tension qu'il faut appliquer pour obtenir un déphasage de π . Son expression est donnée par :

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{63}} \quad (\text{I.21})$$

II.5 Tensions utilisées dans les lasers déclenchés

En régime de déclenchement des lasers solides par effet électro-optique, deux tensions peuvent être utilisées. La tension demi-onde et la tension quart d'onde. Pour illustrer ces deux cas, on suppose que l'on place un polariseur à l'entrée et à 45° des lignes neutres du cristal.

a- Tension demi-onde

On applique aux bornes du cristal la tension V_π . Dans ce cas, le déphasage $\varphi = \pi$ obtenu entre les deux composantes orthogonales du champ électrique de l'onde incidente induit une différence de marche $\delta = \frac{\lambda}{2\pi} \varphi = \frac{\lambda}{2}$ et la cellule de pockels se comporte comme une lame demi-onde. Le faisceau en sortie de la cellule est ainsi linéairement polarisé.

b- Tension quart-onde :

Cette tension introduit un déphasage $\varphi = \frac{\pi}{2}$ donc on aura :

$$V_{\frac{\pi}{2}} = \frac{\lambda}{4(n_0^3 r^{63})} \quad (I.22)$$

La différence de marche est $\frac{\lambda}{4}$, c'est pour cette raison que $V_{\frac{\pi}{2}}$ est appelé tension quart d'onde. La cellule de pockels se comporte comme une lame quarte d'onde. Dans ce cas Le faisceau à la sortie de la cellule est circulairement polarisé (voir annexe I).

III. PROCESSUS DE LA MODULATION ACTIVE (Q-SWITCH)

Le facteur de qualité Q est défini comme le rapport de l'énergie stockée dans la cavité laser à l'énergie perdue par cycle. Par conséquent, plus le facteur Q est élevé et plus les pertes sont faibles. Dans la technique du Q-Switch, l'énergie est stockée dans le milieu amplificateur (barreau) par l'action du pompage optique pendant que le facteur Q la cavité est abaissé afin d'assurer un haut niveau de pertes [29.30], c'est-à-dire qu'on élève exprès le seuil d'oscillation laser. Bien que l'énergie stockée et le gain dans le barreau laser soient élevés, les pertes de la cavité le sont aussi. L'action laser est alors empêchée pendant que l'inversion de population croît à un niveau bien au-dessus du seuil.

En supposant que le miroir de fond est entièrement réfléchissant, les pertes dans la cavité peuvent être quantifiées par :

$$\varepsilon = -LnR_1 + L_F + \xi(t) \quad (I.23)$$

Où : - $\text{Ln}R_1$: Pertes par couplage du miroir de sortie.

L_F : coefficient de pertes incluant les pertes par diffusion, diffraction etc.

$\xi(t)$: Pertes dans la cavité introduites par la cellule de Pockels

Puisqu'il n'y a pas d'action laser qui réduit l'inversion de population, l'inversion de population de seuil peut augmenter jusqu'à un niveau plus élevé que celui de l'état stationnaire. Il est cependant à signaler, comme montré sur la figure I.5, que cette augmentation de gain (donc d'inversion de population) atteint un seuil de saturation imposé par le milieu amplificateur (saturation de l'amplification). Sur un signal extérieur, la cavité retourne brutalement aux conditions de transmission normale (interrupteur ouvert) et l'énergie stockée est alors délivrée par la cavité sous forme d'une seule impulsion brève (échelle nanoseconde) et intense (impulsion géante) [22].

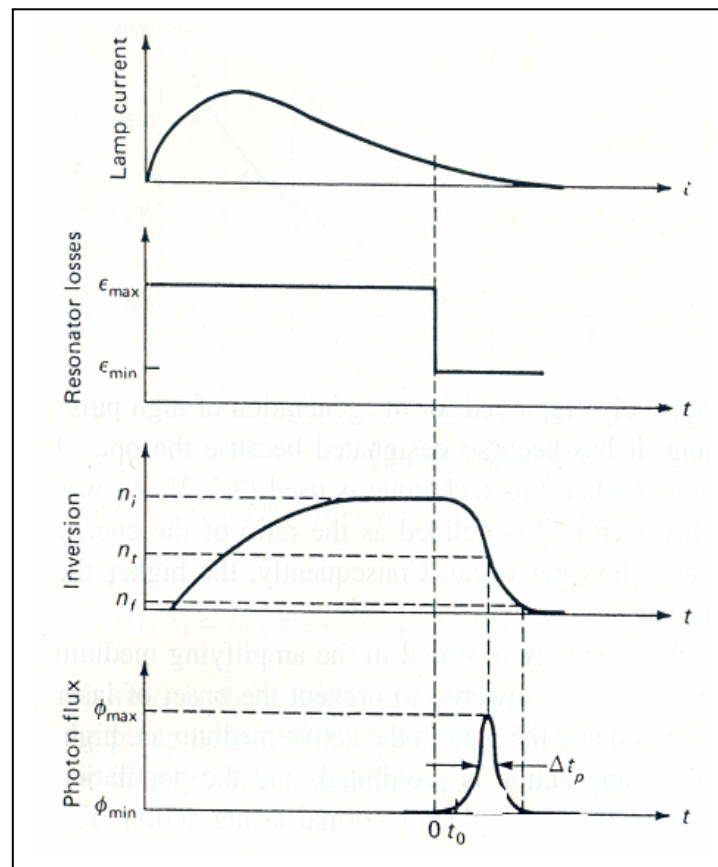


Fig. I-5 Evolution d'une impulsion en mode Q-Switch

Nous notons qu'en réalité, la commutation des pertes introduites par la cellule de Pockels n'est pas instantanée (comme indiqué sur la figure I.5) mais caractérisée par un temps de basculement imposé par l'électronique de commande de la tension d'alimentation de la cellule.

III.1 Mise en équation

Les équations de bilan pour le nombre des photons $\phi(t)$ et pour l'inversion des densités de population $n(t)$ dans la cavité laser en mode déclenché sont données par [22] :

$$\frac{\delta\phi}{\delta t} = \phi \left(\frac{2\sigma n l}{t_r} - \frac{\phi}{t_c} \right) \quad (\text{I .24})$$

$$\frac{\delta n}{\delta t} = -\gamma \sigma c \phi n \quad (\text{I .25})$$

La génération de l'impulsion géante produite par effet électro-optique consiste à étudier l'évolution de l'impulsion dans le temps à partir d'un modèle qui décrit le système laser. Ce modèle peut être simplifié en considérant un matériau à deux niveaux d'énergie et possédant une transition radiative.

Nous allons nous intéresser dans ce modèle à la détermination des paramètres suivants:

- a) Energie totale rayonnée.
- b) Puissance crête rayonnée.
- c) Temps de formation de l'impulsion

Pour réaliser cette étude, nous devons faire certaines hypothèses [30];

- Commutation très rapide pour considérer constant l'inversion de population pendant la commutation
- Négliger les processus lents comparativement à la durée de l'impulsion. Le processus lent le plus important dans ce cas est le processus de pompage avec une durée considérée comme lente (échelle micro et millisecondes)

Nous présentons une analyse théorique qui nous permettra d'obtenir les expressions instantanées du nombre total des photons ϕ dans la cavité laser à la fréquence ν et de la différence des densités de population n dans le milieu amplificateur [31] et ce, dans l'intervalle de temps compris entre le début du pompage et l'émission de l'impulsion géante.

En notant L le chemin optique entre les deux miroirs de la cavité, le temps de transit par passage est donné par :

$$t_r = \frac{2L}{c} \quad (\text{I.26})$$

Dans la relation I.26, on suppose que le chemin optique dans le cristal de faible dimension est égal à la longueur du barreau.

Toutes les pertes dues aux réflexions sur les miroirs et à l'absorption (en dehors du laser lui-même par le miroir de sortie) s'expriment par un seul paramètre appelé coefficient d'absorption α par unité de longueur :

$$R_1 R_2 \exp[(g - \alpha)2l] = 1 \quad \text{Où} \quad 2gl = -\ln R_1 R_2 + 2\alpha l \quad (\text{I.27})$$

Où R_1, R_2 : coefficients de réflexion des deux miroirs ;

g : est le gain par unité de longueur du milieu laser ;

l : est la longueur du milieu actif du laser.

Si on exprime les pertes fractionnelles d'énergie par passage dans la cavité par la paramètre ε donné par :

$$\varepsilon = \frac{t_r}{t_c} = 2gl \quad (\text{I.28})$$

Où t_c est la durée de vie d'un photon dans la cavité. Cette durée pourrait être réécrite sous la forme [22]:

$$t_c = \frac{2L}{c \left[2\alpha l - \ln(R_1 R_2)^{\frac{1}{2}} \right]} \quad (\text{I.29})$$

Pour déterminer l'expression instantanée du nombre de photons ϕ dans la cavité durant la processus de Q-Switching, on définit une nouvelle variable de temps τ en unité de durée de vie d'un photon t_c , telle que :

$$\tau = \frac{t}{t_c} \quad (\text{I.30})$$

L'équation différentielle pour le nombre de photons est exprimée par :

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \phi \left[\frac{g_o}{g_t} - 1 \right] \quad (\text{I.31})$$

Où g_o est le gain à faible signal, et g_t le gain de seuil qui est égal aux pertes de la cavité.

Remarque

Pour $g_o = g_t$ on a $\frac{d\phi}{d\tau} = 0$, donc g_t est égal au gain correspondant à l'état stationnaire.

Puisqu'il n'y a pas de variation du flux de photons dans la cavité pour un laser fonctionnant sous les conditions de l'état stationnaire, nous introduisons alors la variable n à la place du gain dans l'équation (I.31).

On sait que $g_o = \sigma_{21} \Delta n_{21}$ et $g_t = \sigma_{21} \Delta n_{21}^t$, où σ_{21} est la section efficace d'émission stimulée, et Δn_{21}^t est la différence de population au seuil. On a également $n = \Delta n_{12} \cdot V$ et $n_t = \Delta n_{12}^t \cdot V$, on peut écrire donc :

$$\frac{g_o}{g_t} = \frac{n}{n_t} \quad (\text{I.32})$$

Δn_{21}^t et $n_t = \Delta n_{12}^t \cdot V$ sont respectivement l'inversion de population par unité de volume (densité d'inversion) et l'inversion totale au seuil. L'équation (I.31) se réécrit donc :

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \phi \left[\frac{n}{n_t} - 1 \right] \quad (\text{I.33})$$

Cette équation est l'une des deux équations principales qui décrivent l'évolution d'une impulsion en Q-Switch. Le terme $\phi \frac{n}{n_t}$ représente le nombre de photons générés dans la cavité par unité de temps normalisé à $\frac{t}{t_c}$.

La seconde équation principale est la variation de l'inversion de population :

$$\frac{dn}{d\tau} = -2\phi \left[\frac{n}{n_t} \right] \quad (\text{I.34})$$

Le facteur 2 provient du fait que l'émission stimulée d'un photon provoque une diminution de l'inversion de population de 2 : Puisque le niveau supérieur diminue d'un facteur 1 et le

niveau augmente aussi de 1, l'équation (I-34) résume l'induction que la décroissance dans l'inversion de population est double de son augmentation dans le nombre de photons.

La résolution simultanée des deux équations non linéaires (I.33 et I.34) s'effectue aisément par le calcul numérique [30], mais on arrive à tirer certaines conclusions qualitatives sur la base des ces solutions. Ainsi, les courbes de n et ϕ sont tracées en fonction du temps comme sur la figure (I-6).

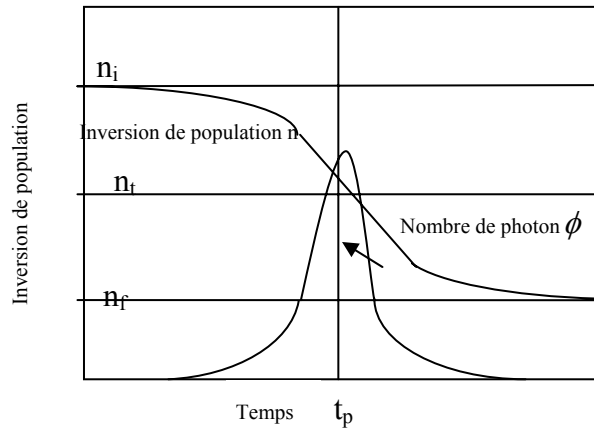


Fig. I-6 Inversion de population et densité de photons durant le processus de la génération d'une impulsion géante

Pour obtenir une solution du système d'équations différentielles qui décrit le Q-Switch, on divise l'équation (I.33) par celle de (I.34) et nous obtenons :

$$\frac{d\phi}{dn} = \left[\frac{n_t}{2n} - \frac{1}{2} \right] = \frac{1}{2} \left[\frac{n_t}{n} - 1 \right] \quad (\text{I .35})$$

En intégrant cette équation, nous trouvons :

$$\phi - \phi_i = \frac{1}{2} \left[n_t \ln \left(\frac{n}{n_i} \right) - (n - n_i) \right] \quad (\text{I .36})$$

n_i : est la différence de population initiale et ϕ_i est la densité initiale des photons dans la cavité.

L'adjectif 'initial' correspond au sommet de démarrage du processus de déclenchement au moment de la commutation. Si on suppose maintenant qu'il n'y a pas des photons initialement dans la cavité ($\phi_i \cong 0$), nous aurons :

$$\phi = \frac{1}{2} \left[n_t \ln \left(\frac{n}{n_i} \right) - (n - n_i) \right] \quad (\text{I.37})$$

Cette équation décrit la relation entre le nombre de photons (par unité de volume) dans la cavité et l'inversion de population n , à chaque instant.

On peut aussi calculer l'inversion de population finale n_f pour laquelle $\tau_f \gg \tau_c$. On rappelle que τ_f est la durée de vie du niveau supérieur de la transition laser et τ_c la durée de vie d'un photon dans un résonateur optique. Pour $\phi = 0$ (absence de photons dans la cavité), on aura $n = n_f$ et en utilisant l'équation (I-38), nous obtenons la relation :

$$\frac{n_f}{n_i} = \exp \left[\frac{n_f - n_i}{n_t} \right] \quad (\text{I.38})$$

Cette dernière équation permet de calculer la partie utile de l'énergie emmagasinée dans l'inversion de population convertie en énergie laser. La solution de cette équation est montrée sur la figure (I-7),

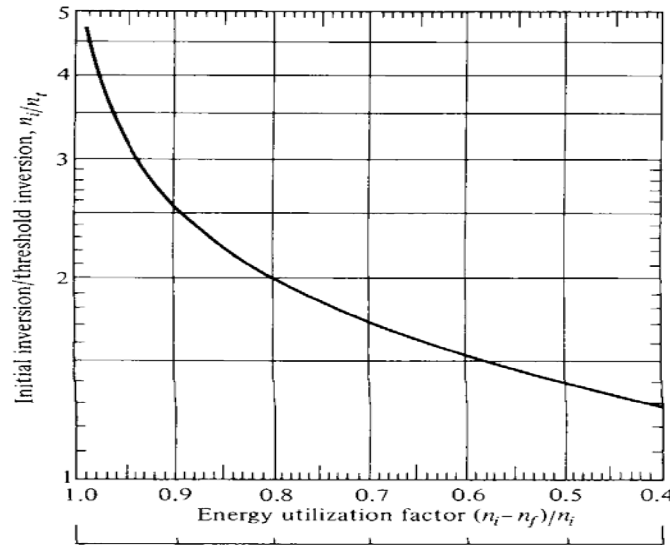


Fig. I-7 : Rapport des populations initiale et au seuil en fonction du coefficient d'utilisation en

énergie et de la fraction de l'inversion restante $\frac{n_f}{n_i}$ après l'émission de l'impulsion [19]

L'inversion résiduelle demeurant dans le matériau actif après l'émission de l'impulsion laser (lorsque $\phi = 0$) est déterminée par:

$$n_f - n_i = n_t \ln \left(\frac{n_f}{n_i} \right) \quad (\text{I .39})$$

La puissance de sortie P peut être approximée en multipliant le nombre de photons par l'énergie $h\nu$ et en divisant par la durée de vie d'un photon t_c . On obtient :

$$P = \frac{\phi h\nu}{t_c}$$

Et en utilisant (I.37), nous aurons :

$$P = \frac{h\nu}{2t_c} \left[n_t \ln \left(\frac{n_t}{n_i} \right) - (n - n_i) \right] \quad (\text{I .40})$$

A l'aide de cette dernière équation, nous pouvons obtenir la puissance du pic de l'impulsion géante $P_{\max}$. De la condition $\frac{dP}{dn} = 0$, la valeur maximale de la puissance émise pendant la durée de l'émission s'obtient pour $n = n_t$. En substituant ce résultat dans l'équation (I-41), on aura :

$$P_{\max} = \frac{h\nu}{2t_c} \left[n_t \ln \left(\frac{n_t}{n_i} \right) - (n_t - n_i) \right] \quad (\text{I .41})$$

Pour des valeurs de $n_i \gg n_t$, $P_{\max}$ s'exprime par :

$$P_{\max} = \frac{n_i h\nu}{2t_c} \quad (\text{I .42})$$

Cette relation indique que la moitié de l'inversion $n_i / 2$ est déchargée durant la durée de vie d'un photon t_c . D'après (I.42), pour $n_i \gg n_t$; le nombre maximum de photons stockés dans la cavité est égal à $n_i / 2$ et l'impulsion se forme alors en un temps beaucoup plus petit que t_c .

III.2 Durée de l'impulsion

L'énergie totale E_{tot} contenue dans l'impulsion est donnée en multipliant le maximum d'énergie que l'on peut obtenir $n_i h\nu / 2$ par le facteur d'utilisation:

$$E_{\text{tot}} = \frac{h\nu n_i}{2} \left(\frac{n_i - n_f}{n_i} \right) \quad (\text{I .43})$$

A partir des équations (I.42) et (I.43), nous définissons la durée de l'impulsion τ_p par l'approximation $\tau_p \approx \frac{E_{tot}}{P_{max}}$ et après calcul, la durée de l'impulsion est alors exprimée par [31] :

$$\tau_p = t_c \frac{(n_i - n_f)}{n_t \ln\left(\frac{n_t}{n_i}\right) - (n_t - n_i)} \quad (I.44)$$

De cette relation, nous pouvons déduire que la durée τ_p dépend des conditions relatives aussi bien à la cavité laser elle-même (pompage du milieu actif, pertes utile et inutiles dans le résonateur) et de la cellule de Pockels (pertes et transmission du faisceau lumineux). Ces considérations son exprimées par les facteurs n_i , n_f et n_t

CHAPITRE II

SECONDE HARMONIQUE ET PROPAGATION GUIDEE

INTRODUCTION

Dans la première partie de ce chapitre, nous décrivons les notions principales de la génération de la seconde harmonique induite par la propagation de la lumière dans un milieu anisotrope.

Nous exposerons dans la seconde partie les principaux points théoriques relatifs aux phénomènes d'optique non linéaire et nécessaires à l'étude de la propagation guidée d'un faisceau laser intense. Il est important de signaler que ces points ne constituent pas pour autant une étude théorique complète des effets non linéaires photo induits. Ainsi, nous nous limiterons à l'exposé des processus de la dispersion chromatique, de l'effet Kerr et de la modulation d'instabilité qui apparaissent souvent dans des systèmes à fibres optiques.

I. GENERALITES

I.1 Processus optiques non linéaires

L'ensemble des phénomènes résultants d'une interaction rayonnement-matière ayant une réponse diélectrique non linéaire en fonction de l'excitation est regroupé sous l'appellation d'Optique Non Linéaire. Lorsqu'un matériau est soumis à l'action d'une onde électromagnétique, il sera le siège d'une polarisation induite qui déterminera entièrement sa réponse à l'excitation du rayonnement. Pour des faibles intensités, cette polarisation est directement proportionnelle à l'amplitude du champ électrique extérieur. La réponse optique du matériau est considérée dans ce cas comme linéaire et elle s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E} \quad (\text{II.1})$$

Où $\chi^{(1)}$ est le tenseur de susceptibilité linéaire d'ordre 1, $\varepsilon_0 = 8,85.10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ représente la permittivité diélectrique du vide et $\vec{P}$ est la polarisation linéaire (coulomb par mètre carrée). Dans ce domaine d'optique linéaire, la susceptibilité diélectrique linéaire $\chi^{(1)}$ ne permet pas de coupler les ondes traversant le milieu pour induire des conversions de fréquences.

L'indice de réfraction n du milieu, généralement représenté par un tenseur d'ordre 2, est lié à la susceptibilité électrique linéaire et à la permittivité relative ε_r du milieu par $n^2 = 1 + \chi^{(1)} = \varepsilon_r$

Lorsque l'intensité de l'onde est intense (onde laser), la partie non linéaire de la polarisation $\vec{P}_{NL}$ ne peut pas être ignorée. Dans ce cas, la polarisation $\vec{P}$ doit être développée en fonction des puissances croissantes du champ électrique $\vec{E}$

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

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

Où $\chi^{(n)}$ est la susceptibilité électrique d'ordre n (tenseur de rang $n+1$), $\varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2$ est appelé polarisabilité quadratique et le terme $\varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3$ la polarisabilité d'ordre 3...etc.

Dans le système d'unités internationales, les susceptibilités d'ordre deux et trois s'expriment en (mV^{-1}) et ($\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-2}$) respectivement.

Les principaux effets d'optique non linéaire d'ordre deux et trois trouvent leur origine dans l'expression de la susceptibilité. Le tableau suivant résume ces effets induits et leurs applications :

Tenseur	Effet	Application
$\chi^{(2)}(2\omega, \omega, \omega)$	Génération seconde harmonique	Doubleur de fréquence
$\chi^{(2)}(2\omega_3, \omega_1, \omega_2)$	Génération de fréquence somme Génération de différence somme	Amplification, Mélangeur de fréquence Détections des signaux infra rouges
$\chi^{(2)}(-\omega, \omega, 0)$	Effet Pockels	Modulateurs optique
$\chi^{(3)}(3\omega, \omega, \omega, \omega)$	Génération de la troisième harmonique	Spectroscopie
$\chi^{(3)}(\omega_4, \omega_1, \omega_2, \omega_4)$	Mélange a quatre ondes	Effet Raman stimulée
$\chi^{(3)}(-\omega_s, \omega_p, -\omega_s, \omega_p)$	Effet Kerr optique	Interrupteur et modulation optique ultra rapides

Tableau 1 : Principaux processus optiques non linéaires et leurs applications

I.2 Milieu anisotrope

Un milieu est dit anisotrope quand certaines de ces propriétés ne sont pas constantes quand la direction de la propagation de la lumière change. Cette propriété d'anisotropie peut être naturelle ou bien provoquée par un champ externe. En électromagnétisme, dans le cadre de l'interaction dipolaire-électrique, l'excitation est le champ électrique $\vec{E}$ et la réponse du milieu est la polarisation microscopique $\vec{P}$. Pour un milieu isotrope, le vecteur d'induction électrique $\vec{D}$ s'écrit :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} \quad (\text{II.3})$$

Dans un tel milieu, $\vec{D}$ et $\vec{P}$ sont parallèles au champ électrique $\vec{E}$.

Si le milieu est anisotrope, la susceptibilité électrique est une grandeur tensorielle et la relation précédente s'écrit alors :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 [\chi] \vec{E} \quad (\text{II.4})$$

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1 + [\chi]) \vec{E} \quad (\text{II.5})$$

Dans ce cas, $\vec{D}$ et $\vec{P}$ ne sont pas parallèles au champ électrique $\vec{E}$.

Le tenseur de susceptibilité a des propriétés bien particulières : il est réel (pour les milieux sans pertes) et symétrique, donc par conséquent diagonalisable. Il existe ainsi un système d'axes (Ox,Oy,Oz), appelés axes principaux du milieu pour lequel le tenseur $[\chi]$ est diagonal. On peut alors écrire dans ce système d'axes :

$$\begin{aligned} \vec{P}_i &= \varepsilon_0 [\chi_{ii}] \vec{E}_i \text{ avec } i \in [x, y, z] \\ \chi_{ij} &= 0 \text{ pour } i \neq j \end{aligned}$$

I.3 Susceptibilité non linéaire du second ordre

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, les susceptibilités jouent un rôle clé en optique non linéaire puisqu'elles caractérisent entièrement la façon dont la polarisation d'un milieu dépend du champ électrique auquel il est soumis. Pour avoir une expression mathématique et numérique des coefficients du tenseur de susceptibilité, on utilise un modèle caractérisé par l'oscillateur anharmonique représenté par un électron (de masse m et de charge e) situé dans un potentiel de la forme :

$$V(x) = \underbrace{\frac{1}{2}m\omega_0^2 X^2}_{\text{terme harmonique}} + \underbrace{\frac{1}{3}mTX^3}_{\text{terme anharmonique}} + \dots \quad (\text{II.6})$$

T est la constante de rappel anharmonique

Le mouvement électronique est ainsi influencé, d'une part, par la force coulombienne exercée par le champ électrique externe $E(t)$ et d'autre part par une force de rappel du système noyau-électron, et enfin par une force de friction représentant les interactions entre l'électron étudié et les autres électrons présents autour du noyau. S'inspirant du modèle de l'*oscillateur harmonique* pour des *oscillations amorties*, ce mouvement s'exprime selon :

$$X'' + \gamma X' + \omega_0^2 X + TX^2 = \frac{eE_0}{2m} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (\text{II.7})$$

X est le déplacement par rapport à la position d'équilibre et mTX^2 la force provenant du potentiel anharmonique, $E_0 \exp(i\omega t)$ est le champ électrique et γ le coefficient d'amortissement. Le champ électrique considéré est celui d'une onde chromatique de fréquence ω et qui, selon une notation complexe, s'exprime par : $E(t) = \frac{1}{2} \{ E e^{i\omega t} + E e^{-i\omega t} \}$

La solution de l'équation (II.7) s'exprime par :

$$X = \frac{1}{2} [q_1 e^{i\omega t} + q_2 e^{2i\omega t} + cc] \quad (\text{II.8})$$

En substituant cette solution dans l'équation de mouvement de l'électron et en égalisant membre à membre les termes $e^{i\omega t}$ on obtient :

$$q_1 = \frac{eE_0}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma} \quad (\text{II.9})$$

La susceptibilité linéaire est en générale donnée par la relation suivante ;

$$P_L^{(\omega)} = \frac{\epsilon_0}{2} (\chi_L^{(\omega)} E_0 e^{i\omega t} + cc) = \frac{N}{2} e (q_1 e^{i\omega t} + cc) \quad (\text{II.10})$$

Où N est le nombre d'électrons par unité de volume qui contribuent à la polarisation P. On déduit :

$$\frac{\varepsilon_0}{2} (\chi_L^{(\omega)} E_0 e^{i\omega t} + cc) = \frac{N}{2} e \left(\frac{\frac{eE_0}{m} e^{i\omega t}}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma} + cc \right) \quad (\text{II.11})$$

$$\text{D'où } \chi_L^{(\omega)} = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0 [(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma]}$$

On peut calculer q_2 de la même manière que q_1

$$q_2 = \frac{-Te^2 E_0^2}{2m^2 [(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma]^2 (\omega_0^2 - 4\omega^2 + 2i\omega\gamma)} \quad (\text{II.12})$$

Et on déduit :

$$P_{NL}^{(2\omega)} = \frac{N}{2} e (q_2 e^{i2\omega t} + cc) = \frac{1}{2} (d_{NL}^{(2\omega)} E_0^2 e^{i2\omega t} + cc) \quad (\text{II.13})$$

$$d_{NL}^{(2\omega)} = \frac{-Te^3 N}{2m^2 [(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma]^2 (\omega_0^2 - 4\omega^2 + 2i\omega\gamma)} \quad (\text{II.14})$$

Il est à noter que certains auteurs utilisent la notation d_{ij} au lieu des composants du tenseur d'ordre deux $\chi_{ij}^{(2)}$. Ces deux notations sont liées par : $\chi_{ij}^{(2)} = 2 d_{ij}$

I.4 Tenseur de polarisation du second ordre

Considérons deux champs électromagnétiques, le premier ayant un champ électrique suivant la direction j à la pulsation ω_1 et un second champ suivant la direction k à la pulsation ω_2

$$E_j^{\omega_1} = \text{Re} [E_j^{\omega_1} e^{i\omega_1 t}] = \frac{1}{2} [E_j^{\omega_1} e^{i\omega_1 t} + cc] \quad (\text{II.15})$$

$$E_k^{\omega_2} = \text{Re} [E_k^{\omega_2} e^{i\omega_2 t}] = \frac{1}{2} [E_k^{\omega_2} e^{i\omega_2 t} + cc] \quad (\text{II.16})$$

Dans un milieu non linéaire, lorsque ces deux composantes sont en présence l'une de l'autre, on peut observer des polarisations du milieu aux fréquences $n\omega_1 + m\omega_2$. A titre d'exemple, la polarisation de fréquence $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ suivant une direction i s'écrit comme :

$$P_i^{\omega_3=\omega_1+\omega_2}(t) = \text{Re}(P_i^{\omega_3} e^{i\omega_3 t}) \quad (\text{II.17})$$

$P_i^{\omega_3}$ est définie à partir du tenseur de susceptibilité non linéaire $d_{ijk}^{\omega_3=\omega_1+\omega_2}$:

$$P_i^{\omega_3} = d_{ijk}^{\omega_3=\omega_1+\omega_2} E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2} \quad (\text{II.18})$$

$$P_i(t) = d_{ijk} E_j(t) E_k(t) \quad (\text{II.19})$$

Les indices i,j,k peuvent être remplacés successivement par les coordonnées relatives aux axes cristallographiques. On convient d'écrire :

$$xx=1, yy=2, zz=3, xz=zy=4, xz=zx=5, xy=yx=6.$$

Les tenseurs d_{ijk} résultant forment alors une matrice 3×6 opérant sur la colonne E^2 , ce qui donne :

$$\begin{bmatrix} p_x(\omega) \\ p_y(\omega) \\ p_z(\omega) \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^2(\omega) \\ E_y^2(\omega) \\ E_z^2(\omega) \\ 2E_y(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_y(\omega)E_z(\omega) \end{bmatrix} \quad (\text{II.20})$$

Remarque ; la forme du tenseur dépend du groupe de symétrie auquel appartient le cristal. A titre d'exemple, seules les composantes d_{14} , d_{25} et d_{36} sont non nulles pour le cristal biréfringent KDP [32].

$$d_{ij} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{25} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{bmatrix} \quad (\text{II.21})$$

On aura les composants de la polarisation induite suivante :

$$P_X = 2d_{14}E_zE_y \quad P_Y = 2d_{14}E_zE_x \quad P_Z = 2d_{36}E_xE_y$$

Pour le cristal KTP [33] utilisé dans nos expériences, les composantes non nulles sont d_{33} et d_{31}

II. Formalisme et équation de propagation non linéaire

La relation entre la polarisation non linéaire et les composantes cartésiennes du champ électrique caractérise entièrement la réponse non linéaire d'un matériau soumis à un champ électrique. Pour décrire cette réponse, il est nécessaire de prendre en compte le couplage entre les ondes lumineuses et la polarisation qu'elles induisent. Ce couplage est décrit au moyen d'une équation d'ondes non linéaire. En partant des équations de Maxwell, nous aboutissons à l'équation de propagation d'un champ électromagnétique dans un milieu non linéaire (voir Annexe II) :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\vec{r}, \omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \omega^2 \mu_0 \vec{P}^{NL}(\vec{r}, \omega) \quad (\text{II.22})$$

Cette équation est dans le cas général compliquée à résoudre. Afin de pouvoir discuter simplement des effets non linéaires et d'en dégager une vision "intuitive", des hypothèses sont établies pour simplifier le calcul et rendre le problème scalaire (voir détails annexe II). L'équation de propagation (II-22) s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 E(z, \omega)}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(z, \omega) E(z, \omega) = -\omega^2 \mu_0 P^{NL}(z, \omega) \quad (\text{II.23})$$

$$\text{On pose } E(z, \omega) = \frac{1}{2} A_\omega(z) e^{jK_\omega z} + c.c. \quad (\text{II.24})$$

où $K_\omega = n_\omega \omega / c$ avec n_ω l'indice de réfraction à la fréquence ω .

En injectant (II-24) dans (II-23), et en tenant compte que de la polarisation non linéaire d'ordre (n), on obtient :

$$\frac{\partial^2 A_\omega(z)}{\partial z^2} + 2JK_\omega \frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} = -\omega^2 \mu_0 P_\omega^{(n)}(z) e^{j\Delta K z} \quad (\text{II.25})$$

La quantité $\Delta K = K_{nL} - K_\omega$ est appelée désaccord de phase. Comme nous le verrons par la suite, ce terme joue un rôle central dans les processus du second ordre. Le fait que les ondes se propagent dans un sens unique permet de faire l'approximation de l'enveloppe lentement variable, l'équation de propagation de l'enveloppe du champ électrique s'écrit alors :

$$\frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} = \frac{j\omega\mu_0 c}{2n_\omega} P_\omega^{(n)}(z) e^{j\Delta K z} \quad (\text{II.26})$$

De l'équation (II-26), on peut déduire les variations des enveloppes des champs de l'onde fondamentale et seconde harmoniques quand $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ et $\omega_3 = 2\omega$ (annexe III). On obtient alors :

$$\frac{dA_\omega(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2n_\omega c} \chi^{(2)} A_{2\omega}(z) A_\omega^*(z) e^{j\Delta kz} \quad (\text{II.27})$$

$$\frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = \frac{j\omega}{2n_{2\omega} c} \chi^{(2)} A_\omega^2(z) e^{-j\Delta kz} \quad (\text{II.28})$$

Il faut noter que la résolution de ces deux équations permet de déterminer les amplitudes des champs électromagnétiques E_ω et $E_{2\omega}$ pour le calcul de l'intensité et de la puissance du faisceau seconde harmonique.

III. Génération de la seconde harmonique

La génération de la seconde harmonique est due à la polarisation induite dans le cristal par un champ électrique intense. Dans notre cas, c'est l'interaction du faisceau laser Nd-YAG défini par un champ électromagnétique intense et vibrant à la longueur d'onde $\lambda_f = 1,06\mu\text{m}$ avec le cristal KTP. Cette interaction fait intervenir l'absorption de deux photons de même fréquence ω et l'émission d'un photon à la fréquence 2ω et de longueur d'onde $\lambda_{SG} = \lambda_f/2 = 532\text{nm}$ (figure II.2).

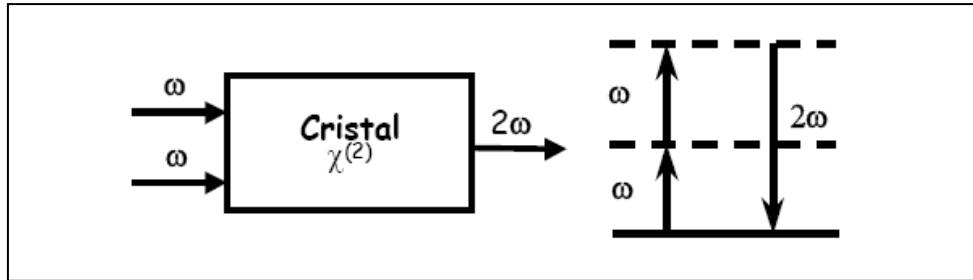


Fig. II-2 : Génération de la seconde harmonique

Contrairement à l'amplification laser, les états excités concernés par le processus sont des états virtuels par lesquels passeraient des électrons. Considérons un cristal de longueur l_c traversé par un champ pompe suffisamment intense conduisant à la génération d'un faisceau doublé en fréquence et dont la variation de l'amplitude du champ est supposée négligeable. L'amplitude du faisceau à la fréquence 2ω est alors donnée par :

$$E(2\omega)[z = L] = \left(\frac{2\omega}{c}\right)^2 \frac{\chi^{(2)} E(\omega)^2}{2k_{2\omega} (\kappa_{2\omega} - k_{2\omega})} \{\exp[i(\kappa_{2\omega} - k_{2\omega})l_c] - 1\} \quad (\text{II.29})$$

Avec $\kappa_{2\omega} = 2k_{\omega} = 2n(\omega)\frac{\omega}{c}$ et $k_{2\omega} = n(2\omega)\frac{2\omega}{c}$

En utilisant la relation $\Pi = 2n\varepsilon_0 c |E|^2 S$ exprimant la puissance moyenne Π comme le flux du vecteur de Poynting à travers la surface S , on trouve l'expression de la puissance de sortie moyenne $\Pi(2\omega)$ de l'onde seconde harmonique :

$$\Pi(2\omega) = \frac{4(\chi^{(2)})^2 \omega^5}{\varepsilon_0 c^6 S \kappa_{2\omega}^2 k_{2\omega}} \frac{\sin^2 \left[(\kappa_{2\omega} - k_{2\omega}) \frac{l_c}{2} \right]}{\left[(\kappa_{2\omega} - k_{2\omega}) \frac{l_c}{2} \right]^2} \Pi(\omega)^2 l_c^2 \quad (\text{II.30})$$

Cette expression appelle certains commentaires :

La puissance est inversement proportionnelle à la surface illuminée par la pompe. La focalisation de ce faisceau incident pourrait *a priori* améliorer l'effet non linéaire. Cela est inexact, car une forte focalisation s'accompagne nécessairement d'une rapide divergence du faisceau qui fait diminuer son intensité lorsque l'on s'éloigne du foyer. Le cas idéal exige une "largeur" du faisceau de l'ordre de $(\lambda_{\text{pompe}} \cdot l_c)$ [12]. Il faut aussi souligner que la puissance en 2ω est proportionnelle au carré de celle de la pompe.

La distribution gaussienne du faisceau incident combiné à l'effet quadratique de la conversion de fréquence conduit à une réduction d'un facteur $\sqrt{2}$ du diamètre du faisceau de la seconde harmonique [34]. En effet, la distribution radiale de la puissance fondamentale pour un faisceau Gaussien est donné par :

$$\Pi(\omega) = \Pi_0(\omega) \exp(-2r^2 / W_f^2) \quad (\text{II.31})$$

W_f : Largeur à mi-hauteur de la courbe représentant cette distribution,

De même pour le faisceau seconde harmonique, on a :

$$\Pi(2\omega) = \Pi_0(2\omega) \exp(-2r^2 / W_s^2) \quad (\text{II.32})$$

W_s : Largeur mi-hauteur du faisceau à 2ω .

Les équations (II-31) et (II-32) permettent de faire une identification avec l'équation (II. 30) pour aboutir à la relation :

$$\frac{W_f}{W_s} = \sqrt{2} \quad (\text{II.33})$$

En tenant compte du raisonnement suivi pour établir l'expression (II.33) ; on peut aussi écrire:

$$\frac{\tau_p}{\tau_s} = \sqrt{2} \quad (\text{II.34})$$

τ_p est la durée de l'impulsion à la fréquence fondamentale et τ_s celle de l'impulsion à la fréquence 2ω

Afin de caractériser l'efficacité de la génération de la seconde harmonique [GSH] lors de sa propagation sur la distance l_c dans le milieu anisotrope, on calcule la conversion η définie par le rapport de l'intensité de la radiation à 2ω à celle de l'onde pompe incidente:

$$\eta(L) = \frac{I_{2\omega}(L)}{I_{\omega}(0)}$$

$$\text{Où} \quad I_{2\omega}(z) = \frac{2\pi^2}{\epsilon_0 c \lambda^2} \frac{1}{n_{\omega}^2 n_{2\omega}} [\chi^{(2)}]^2 I_{\omega}^2(0) \left[\frac{\sin(\Delta k z / 2)}{\Delta k / 2} \right]^2 \quad (\text{II.35})$$

On remarque aisément avec (II.35), que lorsque Δk est non nul, la polarisation non linéaire et la GSH ne se propagent pas avec la même vitesse de phase. L'efficacité de conversion évolue de manière périodique avec la longueur l_c du milieu non linéaire et atteint son maximum pour une distance de propagation appelée longueur de cohérence l_{coh} donnée par [12] :

$$l_{coh} = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{4} [n(2\omega) - n(\omega)] \quad (\text{II.36})$$

Cette longueur représente la distance maximale pour laquelle la GSH et la polarisation non linéaire interfèrent de manière constructive. Plus le désaccord de phase est important, plus la longueur de cohérence est courte et plus l'efficacité de conversion est faible. L'optimum de conversion est atteint lorsque le désaccord de phase est nul, autrement dit, lorsque tous les dipôles induits par l'onde pompe oscillent en phase avec l'onde à la fréquence 2ω et ce, en tout point du milieu non linéaire.

III.1 Condition de l'accord de phase

Nous avons souligné l'importance de l'obtention de l'accord de phase pour obtenir des interactions non linéaires du second ordre efficaces. Usuellement, l'accord de phase est obtenu en utilisant le fait que la plupart des matériaux quadratiques sont également biréfringents. On distingue alors deux manières de réaliser l'accord de phase voir (fig. II.3):

- Accord de phase de type I : les deux photons à la fréquence ω sont polarisés identiquement (soit suivant l'axe ordinaire, soit suivant l'axe extraordinaire). Le photon à 2ω est alors généré suivant la polarisation perpendiculaire [19,35]. On choisit alors une direction de propagation qui vérifie la relation: $n_e(2\omega) = n_o(2\omega)$ pour un cristal uniaxe négatif ou $n_o(2\omega) = n_e(2\omega)$ pour un cristal uniaxe positif.
- Accord de phase de type II: Les deux photons du champ fondamental sont polarisés perpendiculairement [35] et le photon GSH est polarisé selon l'axe extraordinaire pour les cristaux uniaxes négatifs. La condition d'accord de phase s'écrit dans le cas du cristal uniaxe négatif: $n_e(\omega) = [n_o(\omega) + n_e(\omega)]$.

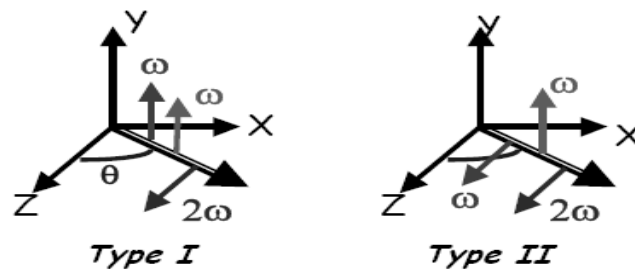


Fig. II-3 Représentation des directions de polarisation des ondes ω et 2ω pour un accord de phase de Type I et de Type II.

III.2 Propriétés de quelques cristaux doubleurs pour le laser Nd-YAG

Le KTP est un cristal anisotrope de formule KTiOPO_4 . Il est l'un des matériaux les plus utilisés en optique non linéaire et représente l'exemple parfait du matériau inorganique pour la génération de la seconde harmonique grâce à ses propriétés physiques remarquables : bonnes stabilités chimique, thermique et mécanique associées à une large fenêtre de transparence et une grande capacité à réaliser la condition d'accord de phase dans le domaine spectral considéré [36,37].

Il existe d'autres matériaux de la même famille que le KTP pour l'optique non linéaire comme les Niobates; tels que LiNbO_3 , les phosphates tels que KH_2PO_4 (KDP), NH_4PO_4 (ADP); les borates tel que LiB_3O_5 et BaB_2O_4 et les iodates LiIO_3 . Les principales propriétés physiques de ces matériaux sont regroupées dans le tableau suivants :

Matériaux	coefficient d_{ij} (pm/v)	Domaine de transparence (nm)	Seuil de dommage (GW/cm ²)
KTP	$d_{11}=1,4$ $d_{24}=2,65$ $d_{33}=10,7$	350-4500	0,16 (1064nm, 12n)
LiNbO_3	$d_{15}=4,5$ $d_{22}=2,8$	400-500	0,1 (1064-12ns)
BBo	$d_{11}=1,7$	190-3000	10 (1064nm)

Tableau 2 : Propriétés optiques de quelques matériaux pour ONL

IV. PROPAGATION GUIDÉE DANS LES FIBRES OPTIQUES

Dans ce paragraphe, nous rappelons les deux principaux effets qui se manifestent lors de la propagation d'une onde dans une fibre optique : la dispersion chromatique et l'effet Kerr optique.

IV.1 Effets de propagation dans les Fibres optiques

Les fibres optiques sont d'excellents candidats pour réaliser des élargissements spectraux importants pouvant conduire à la génération de sources continues cohérentes telles que les continuums. [38,39,40] Il est cependant à signaler que dans plusieurs configurations, cet effet

d'élargissement, dû aux effets non linéaires, représente des inconvénients quand les critères de conservation des profils temporel et spectral du signal sont exigés.

La possibilité de confiner avec peu de pertes un champ électromagnétique intense sur des grandes distances, tout en maîtrisant les conditions de dispersion, permet de mieux contrôler l'apparition des effets non linéaires à l'origine des conversions fréquentielles. De plus, la maîtrise du profil d'indice de la fibre permet d'obtenir des conditions particulières de propagation (unimodale ou multimodale, avec ou sans maintien de la polarisation) et de ce fait, l'instauration d'effets non linéaires particuliers. Enfin, la possibilité de réaliser des guides dans des matériaux très différents (silice, tellure, ...) ou de pouvoir doper ce même matériau avec de multiples ions permet de modifier la susceptibilité non linéaire d'ordre trois et d'obtenir des conversions de fréquences particulières.

Deux principaux effets accompagnent néanmoins la propagation d'impulsions laser intenses dans la quasi totalité des fibres optiques : La dispersion chromatique et l'effet Kerr.

IV.2 Dispersion chromatique

Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un matériau diélectrique, elle interagit avec les électrons liés à ce matériau. La dispersion chromatique exprime alors le fait que la réponse de ce milieu, et en particulier son indice de réfraction $n(\omega)$, dépende de la fréquence de l'onde incidente. Cette dépendance peut être évaluée avec une bonne approximation grâce aux équations de Sellmeier [41,42] données par :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^3 \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (\text{II-37})$$

Les pulsations ω_j correspondent aux résonances du milieu et les coefficients B_j sont relatifs à la force de ces résonances. A titre d'exemple, les coefficients B_j pour une fibre optique en silice sont donnés par :

λ_j (nm)	B_j
68,4044	0,6961663
116,2414	0,4079426
989,161	0,897479

La variation de l'indice $n(\omega)$ du milieu avec la fréquence de l'onde entraîne ainsi les variations de la vitesse de phase de l'onde et de la vitesse de groupe v_g du signal lumineux, celui-ci étant formé de plusieurs composantes spectrales.

$$v_g = \frac{c}{\left(n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right)} \quad (\text{II.38})$$

La conséquence essentielle de ces variations de vitesse se traduit alors par l'étalement spectral du signal lumineux, ce qui représente un important handicap dans certains domaines utilisant des guides fibrés tels que les télécommunications. Il est aussi à signaler que ce processus est aussi suivi d'un raccourcissement temporel de l'impulsion laser.

On peut rendre compte des effets de dispersion en développant la constante de propagation $\beta(\omega)$ en série de Taylor autour de la fréquence centrale ω_0 :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 \quad (\text{II.39})$$

Avec

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$$

β_0 est la constante de propagation à la fréquence ω_0 , et β_1 correspond à l'inverse de la vitesse de groupe donnée par :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right)$$

β_2 traduit la variation de la vitesse de groupe vis-à-vis de la fréquence, il est communément appelé coefficient de dispersion de la vitesse de groupe (GVD) et est responsable de la déformation de l'impulsion lumineuse. β_2 s'exprime en ps^2/nm et est donné par [43] :

$$\beta_2 = \frac{\partial \beta_1}{\partial \omega} = \frac{1}{-v_g^2} \frac{\partial v_g}{\partial \omega} \quad (\text{II.40})$$

Dans le domaine des télécoms, on utilise aussi le paramètre de la dispersion chromatique D qui s'exprime en $\text{ps}/\text{km.nm}$ et qui remplace souvent β_2 dans la littérature. Les deux paramètres sont simplement reliés par :

$$D = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \beta_2$$

Remarque : D'une manière générale, D est la somme de deux contributions : la dispersion chromatique du matériau D_m , liée au matériau composant la fibre, et la dispersion du guide D_g qui dépend de la configuration géométrique du guide d'ondes [44].

IV.3 Effet Kerr optique

Sous l'action d'un champ lumineux intense, l'indice de réfraction d'un milieu transparent subit une modification locale et instantanée. Cette modification provient de la création de dipôles induits dans le matériau par déplacement du centre de gravité des charges électroniques négatives par rapport à celui des charges positives. Ce phénomène non linéaire est connu sous le nom d'effet Kerr optique. La loi de Kerr suppose une variation de l'indice de réfraction proportionnelle à l'intensité lumineuse

$$n_{NL}(\omega, I(t)) = n(\omega) + n_2 \cdot I(t) \quad (\text{II.41})$$

Avec $n(\omega)$ l'indice de réfraction linéaire du matériau, I est l'intensité du champ optique appliquée (W.m^{-2}) et n_2 le coefficient non linéaire de l'indice de réfraction, En considérant que le champ électrique est polarisé linéairement au cours de la propagation dans la fibre, n_2 s'obtient en fonction de la susceptibilité d'ordre 3 par :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad (\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}) \quad (\text{II.42})$$

La valeur de l'indice de réfraction non linéaire la plus souvent utilisée est typiquement de $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ pour les fibres standard en silice. Une des conséquences directes de la variation non linéaire de l'indice de réfraction est le déphasage auto-induit par un champ optique intense se propageant sur une distance L . Ce déphasage non linéaire, proportionnel à l'intensité de l'onde, se calcule directement à partir de l'équation (II-43). Il est donné par

$$\Delta\phi_{SPM} = n_2 k_0 IL = \gamma PL \quad (\text{II.43})$$

Les effets de ce déphasage non linéaire sur la propagation des impulsions brèves sont l'auto modulation de phase, modulations de phase croisées [45] et de leurs conséquences spectrales. Lorsque le champ électrique comporte plusieurs fréquences ou vecteurs d'onde différents, pouvant donner lieu à des interférences au cours de la propagation, l'indice de réfraction est modulé par l'intensité résultante via la non linéarité et en fonction des effets de dispersion. Les processus physiques de transfert d'énergie entre les fréquences relevant de

cette modulation périodique de l'indice se traduisent généralement par l'accroissement de faibles modulations de l'enveloppe du champ au cours de la propagation. Ils sont appelés mélange à quatre ondes, instabilité de modulation ou amplification paramétrique [46, 47, 48].

La première observation de ces phénomènes est réalisée en 1986 par Tai, Hagawa et Tomita [49]. Pour cela ils sont utilisés un laser Nd :YAG en régime de modes bloqués avec une longueur d'onde $1.319 \mu\text{m}$, une durée d'impulsion de 100 ps et un taux de répétition de 100 MHz. Deux ensembles de fibre sont utilisés, la première est de longueur de 2 km avec une dispersion de -2.4 ps/nm-km (dispersion nulle à $1.29 \mu\text{m}$), la seconde est de longueur de 1 km avec une dispersion de -3.75 ps/nm-km (dispersion nulle à $1.275 \mu\text{m}$).

Les résultats obtenus (figure II.4) montrent l'apparition de deux bandes latérales symétriques par rapport à la puissance maximale. Ces bandes latérales sont dues aux effets combinés de la dispersion chromatique et les effets non linéaire.

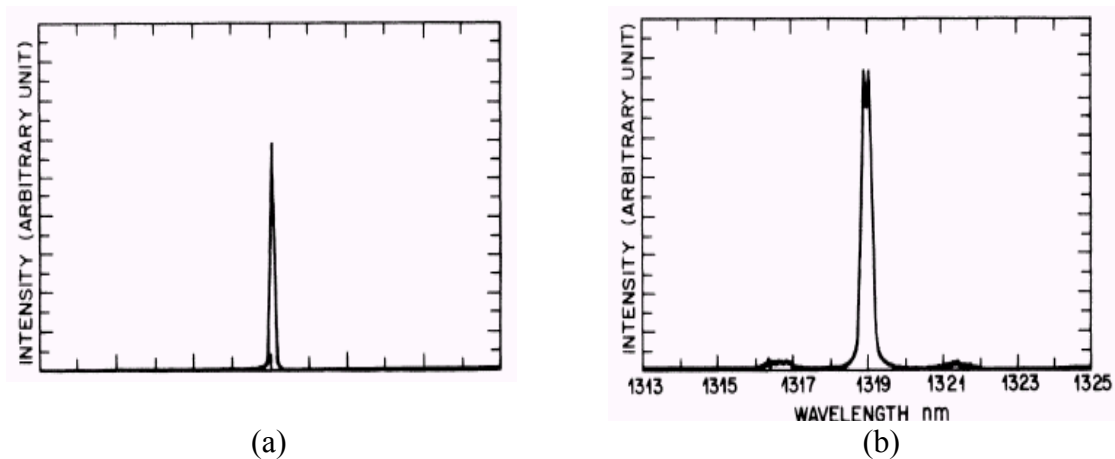


Fig. II.4 : spectre mesuré à la sortie de la fibre en fonction de la puissance

(a) cas de basse puissance (ou l'entrée), (b) sortie de la fibre

(Longueur de fibre est de 1 km) [49]

CHAPITRE III

CONSIDERATION EXPERIMENTALES

I. INTRODUCTION

Nous décrivons dans ce chapitre le dispositif expérimental utilisé pour l'étude et l'analyse des caractéristiques spectrales, énergétiques, temporelles et structurales de l'impulsion émise par un laser Nd –YAG déclenché par une cellule de pockels.

Cette étude concerne aussi deux autres types d'impulsions :

- L'impulsion en sortie d'un cristal KTP utilisé comme cristal doubleur de fréquence pour générer la radiation centrée à la longueur d'onde de la seconde harmonique $\lambda_{SG} = \lambda_f / 2 = 0,532 \mu\text{m}$ ($\lambda_f = 1,064 \mu\text{m}$ étant la longueur d'onde de la composante fondamentale).
- L'impulsion en sortie d'une fibre optique de faible diamètre de cœur après injection de l'impulsion de la seconde harmonique

Le dispositif expérimental utilisé comprend essentiellement quatre parties distinctes :

- Le laser
- Le système de détection
- Le générateur de la seconde harmonique
- Le système d'injection et de propagation de l'impulsion lumineuse λ_{SG} dans la fibre

II. LE SYSTEME LASER

Le système utilisé est un laser solide à Nd-YAG pouvant fonctionner en régime relaxé ou en régime déclenché par cellule de pockels délivrant ainsi une impulsion dans l'échelle microseconde (relaxé) ou nanoseconde (Q-Switch). Ce laser, réalisé au Centre de Développement des Technologies Avancées (CDTA), fonctionne soit en mono-coup soit aux fréquences de 1 et 10 Hz. Le système comprend la cavité résonante, le milieu actif, le système de pompage et la cellule de pockels

II.1 Cavité résonante

La cavité optique utilisée pour la génération des impulsions courtes illustrée dans la figure III-1, est de type plano-concave. Elle est constituée des éléments suivants :

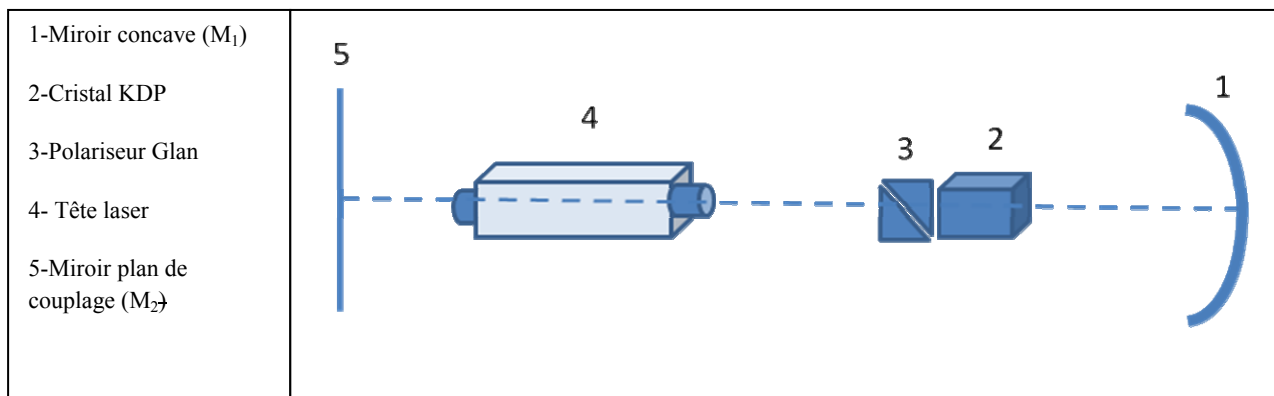


Fig. III. 1 Schéma du système laser Nd-YAG avec une cellule de pockels

- Un miroir de fond M_1 concave, de rayon de courbure $R_1=3m$, et de coefficient de réflexion sensiblement égal à 100% à la longueur d'onde laser $\lambda_f=10641 \text{ \AA}$.

- Un miroir de sortie M_2 plan, de coefficient de réflexion 60%.

Entre ces deux miroir il ya :

- Une tête laser constituée d'une enceinte scellée réalisée dans un bloc en nylon contenant le réflecteur optique, le barreau de Néodyme YAG et une lampe flash en Xénon. Ce bloc est connecté par le bas à deux câbles de haute tension pour l'alimentation électrique du flash et par le coté a deux tuyaux pour la circulation de l'eau de refroidissement.
- Une cellule de pockels de type KDP cylindrique et à ouverture de 12mm. Cette cellule introduit un retard de $\lambda/4$ par passage de la lumière.

- Un polariseur de type Glan Taylor

Le schéma adopté pour notre laser prévoit l'application de la haute tension de 3,2 KV induisant un basculement de polarisation de 90° (Interrupteur fermé). Durant le court intervalle temporel où la tension redevient nulle ($V_p = 0$), la polarisation de la lumière laser est alors parallèle à l'axe de transmission du Glan et l'interrupteur devient ouvert.

Remarque

L'alignement optique de la cavité est un critère important pour la génération des impulsions courtes. Il permet de réduire les pertes par diffraction et par diffusion.

Pour aligner les différents composants, on dispose d'un laser He-Ne auxiliaire de puissance 4mW dont le faisceau doit être colinéaire avec celui du laser Nd-YAG. Un réglage fin est ensuite opéré pour compenser la différence des longueurs d'onde des deux lasers.

II.2 Milieu actif

Le milieu actif est un barreau cylindrique en cristal de néodyme dans une matrice YAG ($Y_3Al_5O_{12}$). Ce milieu est caractérisé par la largeur de sa bande de fluorescence $\Delta\nu = 4cm^{-1}$ à 300° K. Son temps de fluorescence est estimé à $230 \mu s$ et sa section efficace effective de l'émission stimulée est de $\sigma_a = 2,8 \times 10^{-19} cm^2$.

La longueur du barreau Nd-YAG est de 65 mm et son diamètre de 6 mm. La concentration en ions Néodyme est de 1% et son indice de réfraction à la longueur d'onde $\lambda_f = 1,064 \mu m$ est $n_a = 1,818$.

II.3 Système de pompage

Le milieu amplificateur est pompé par un système optique. Le dispositif correspondant est constitué d'un tube linéaire en quartz rempli de gaz Xénon à une pression de 450 Torrs. Son diamètre est de 6 mm, sa longueur de 92mm et la longueur de la région de l'arc est de 60mm. Cette lampe flash est alimentée par un générateur électrique assurant une fréquence de tirs de 1 et 10 Hz.

Le système de refroidissement est un échangeur thermique avec un étage de réfrigération. Il est constitué d'un circuit primaire d'eau et d'un circuit secondaire de réfrigération refroidi à l'air pouvant évacuer jusqu'à 1 kW de chaleur. La ventilation à l'air et l'étage de réfrigération permettent de dispenser le système du besoin d'une source d'eau extérieure. Ainsi, le barreau et la lampe flash en Xénon sont en permanence en contact avec une eau réfrigérée.

L'eau, pompée avec un débit moyen de 10 litres/min, est désionisée pour ne pas créer une conduction entre les électrodes de la lampe flash. La forme allongée du réflecteur permet de mieux canaliser l'eau qui circule à travers les orifices aménagés dans le réflecteur.

II.4 Cellule de pockels

Comme nous l'avons déjà étudié dans la partie théorique, la génération active des impulsions lasers de courtes durées et de puissances élevées est réalisée avec un modulateur électro-optique. Cette une cellule de pockels de type KDP cylindrique, placée dans le résonateur et activée (et désactivée) selon des séquences synchronisées avec les impulsions de pompage du laser. Cette cellule est alimentée par une tension V_{po} introduisant un déphasage ϕ (voir équation I.19) à l'onde qui la traverse. Dans notre cas $\phi = \frac{\pi}{2}$ et la cellule joue donc le rôle d'une lame quart d'onde quand $V_{po}=3,2Kv$.

Données relatives au cristal de la cellule de Pockels :

Matériau	Potassium dihydrogène – phosphate deutéré (KDP)
Formule chimique	$KD_2 PO_4$
Indice de réfraction à $\lambda = 1,064 \mu m$	1,5
Élément de la matrice électro-optique r_{63} ($\times 10^{-12} m/V$)	26,4
Tension pour un déphasage quart d'onde à $\lambda_f = 1,064 \mu m$	3,2 KV

III. SYSTEME DE DETECTION ET METHODE DE CARACTERISATION

III.1 Dispositif expérimental

Ce dispositif illustré par le schéma III-2 permet la caractérisation temporelle et énergétique des impulsions laser dans les deux modes de fonctionnement (relaxé et Q-Switch). Ce dispositif est constitué essentiellement d'une lame séparatrice (Beam splitter) BS, orientée d'un angle d'inclinaison β constant permettant de séparer le faisceau laser en deux parties : l'une servira à mesurer l'énergie de l'émission par un Joulemètre et l'autre sa durée à l'aide d'une photodiode. Les deux détecteurs sont reliés à un oscilloscope et un ordinateur.

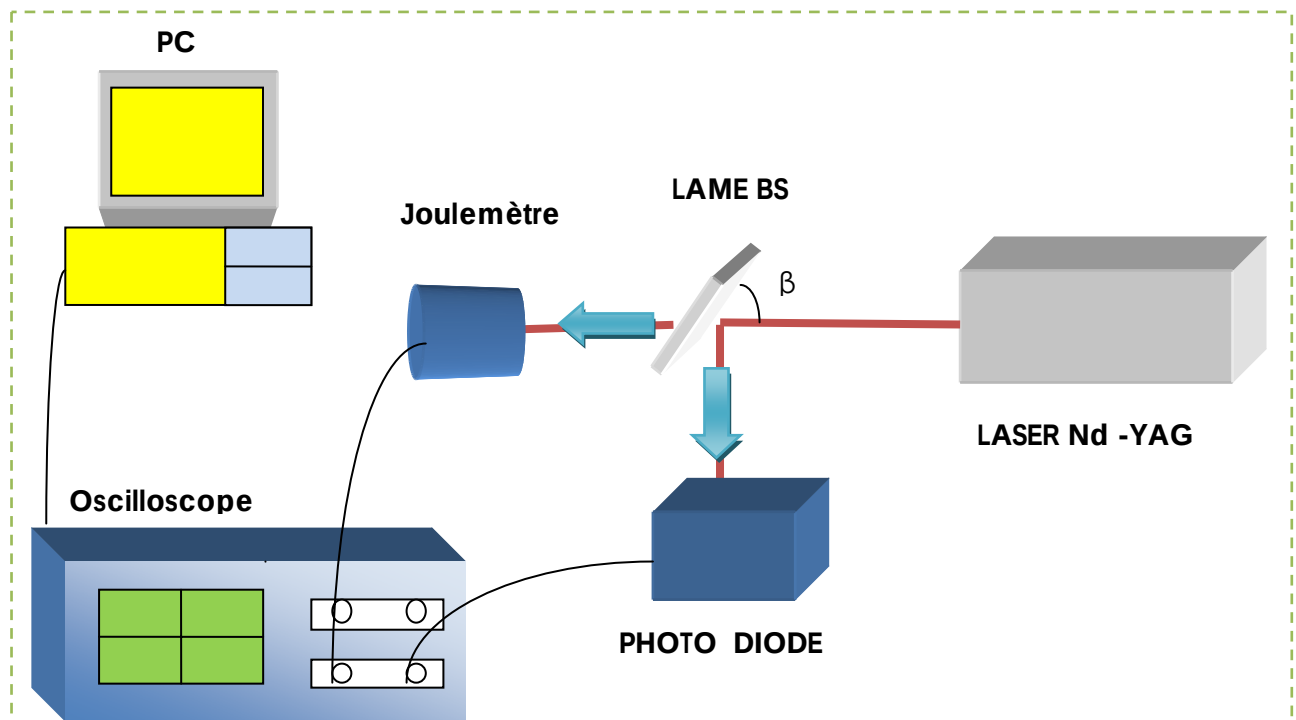


Fig. III. 2 Dispositif expérimental pour la caractérisation énergétique et temporelle

Pour évaluer les effets de la variation du gain du milieu actif sur les caractéristiques temporelles, structurales et énergétiques du signal laser, nous avons procédé de la manière suivante :

La variation du gain est réalisée en changeant la tension V_p du variac placé en amont du circuit d'excitation de la lampe flash. Cette tension V_p est ajustée dans l'intervalle [0V-260V] avec un incrément de $\Delta V_p = 20V$ permettant des variations de l'énergie de pompage E_p du milieu actif dans l'intervalle [0J-21,6J]. Il est à signaler que la tension alimentant la lampe flash est quatre fois plus grande que la tension V_p . Ainsi E_p et V_p sont reliées par :

$$E_p = \frac{1}{2} C_p (4V_p)^2$$

C_p est la capacité équivalente de toutes les impédances du système de pompage. Sa valeur est de 40µf. Notons aussi que pour évaluer la durée et l'énergie d'émission pour chaque valeur de E_p , une moyenne sur 10 tirs successifs est effectuée pour les mesures aussi bien énergétiques que temporelles.

III.2 Détection et caractérisation énergétique :

Le système de détection utilisé pour la caractérisation énergétique du signal laser est composé d'éléments suivants :

- Un joule mètre de type Gentec ED 200, caractérisé par une constante de conversion tension d'énergie de $k = 10,5 \text{ V/J}$
- Un oscilloscope de type Tektronix 3052B possédant une bande de 500 MHz et muni d'une mémoire de stockage multi modes qui nous permet la prise de photographies du signal enregistré. L'oscilloscope est utilisé dans ce cas avec une impédance d'entrée de $1\text{M}\Omega$.

III.3 Détection et caractérisations temporelles et structurales

Pour évaluer les effets de la variation du gain du milieu actif sur les caractéristiques temporelles et structurales du signal laser, nous avons utilisé deux types de photodiodes :

- Une photodiode de type Centronix pouvant explorer dans une bande spectrale comprise entre 400 et 1100 nm avec un temps de réponse de l'ordre de **1µs**. La figure III.3 illustrant la courbe de réponse de cette photodiode montre une grande efficacité de détection à la longueur d'onde fondamentale du laser $\lambda_f = 1064 \text{ nm}$. A cause de son temps de réponse long, ce détecteur, alimenté avec une tension stabilisée à 9 V, est utilisé **uniquement** pour les mesures temporelles des impulsions quand le laser fonctionne en mode relaxé et permet ainsi d'évaluer seulement la durée totale de l'enveloppe du train de l'émission laser.

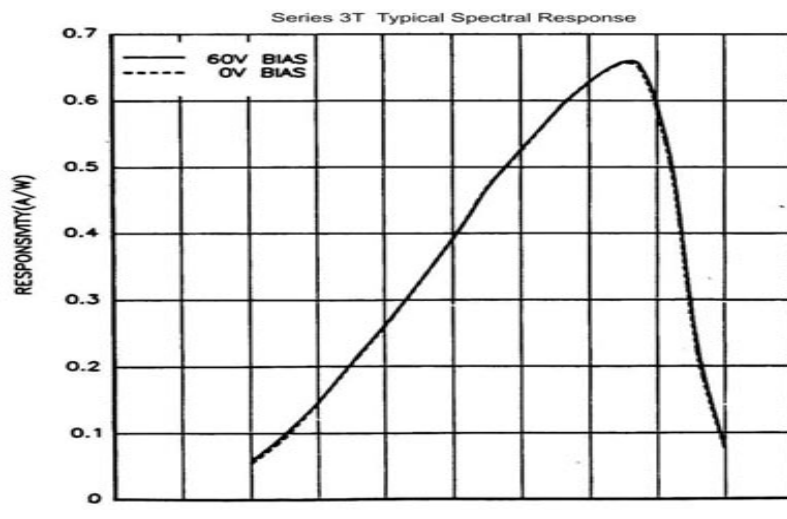


Fig. III.3 Réponse spectrale de la photo diode Centronix

- Une photodiode en InGaAs de type UPD 40, caractérisée par un temps de réponse inférieur à **40ps** et dont la réponse spectrale est illustrée en figure III.4 (trait plein). Ce détecteur est polarisé avec une tension de 6V et est utilisé pour déterminer les caractéristiques temporelles (échelle nanoseconde) du faisceau quand le laser est en régime déclenché (Q-Switch).

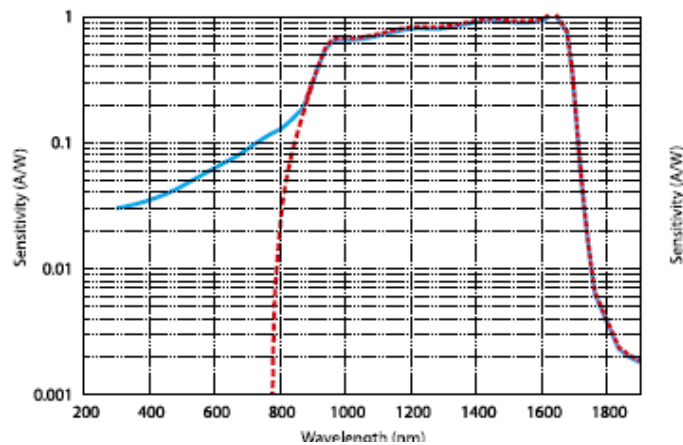


Fig. III.4 Réponse spectrale de la photodiode UPD 40

La liaison des deux détecteurs (Centronix et UPD 40) avec l'oscilloscope Tektronix 3052 B se fait avec une impédance d'entrée de 50 Ω .

III.4 Analyse spectrale

La caractérisation spectrale des signaux lumineux a été réalisée à l'aide d'un spectromètre de type OCEAN OPTICS S 2000 à une seule entrée. La collection du signal à analyser se fait par injection dans une fibre optique en silice de 50 μm de diamètre et de 2 m de long. La figure III. 5 donne les différents composants du spectromètre (voir site ocean optics).

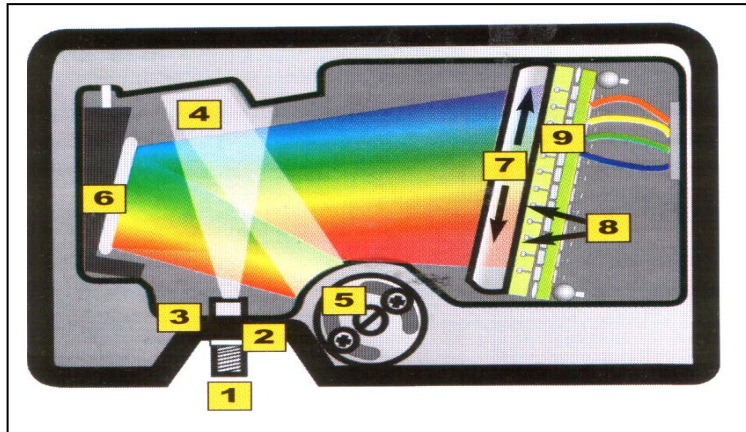


Fig. III.5 Dispositif interne du spectromètre

- 1- Connecteur de la fibre optique de type SMA 905.
- 2- Filtre placé à l'intérieur du connecteur SMA
- 3- Fente d'entrée de la lumière dans le spectro de diamètre 25 μm
- 4- Miroir de collimation : Le faisceau provenant de l'entrée du spectromètre arrive sur le miroir, qui par la suite le réfléchit avant collimation.
- 5- Réseau de diffraction : la lumière collimatée arrive sur un réseau de diffraction de 600 traits /mm. La gamme spectrale d'utilisation est de 200 -1700 nm
- 6- Miroir de focalisation : La lumière diffractée arrive sur ce miroir et est ensuite réfléchi sur les détecteurs.
- 7- Lentille de collection sur les détecteurs (L2) : Cette lentille focalise la lumière diffractée sur les détecteurs pour une meilleure efficacité de collection.
- 8- Détecteur CCD : de type Sony ILX 551 constitué de 2048 élément de détection. Chaque élément correspond à une longueur d'onde.

L'analyse spectrale effectuée par cet équipement est traitée par un ordinateur relié à une interface utilisant un logiciel d'acquisition et d'analyse OOIBASE 32.

La résolution spectrale du spectromètre ainsi utilisé peut être calculée par la relation :

$$R_{FWHM} = \left(\frac{S_r}{N} \right) \times S_F$$

S_r = Gamme spectrale du réseau de diffraction (200-1700 nm)

N = Nombre total de détecteurs (2048 pixels)

S_F = Résolution des pixels et qui est en rapport avec la fente du spectromètre (pour $F=25 \mu\text{m}$, $S_F = 2,5$ pixels)

Dans notre cas la résolution a été testée expérimentalement en utilisant des lampes spectrales à vapeur de mercure et à sodium. La valeur maximale de cette résolution est alors estimée à 2 nm.

Il est aussi à signaler qu'avant utilisation, le spectromètre est étalonné en longueurs d'onde.

IV. Génération de la seconde harmonique :

La génération de la seconde harmonique est réalisée à l'aide d'un montage illustré sur le schéma III-6. Le cristal doubleur est de type KTP, d'une forme cubique placé à l'intérieur d'un support métallique figure. III.7.

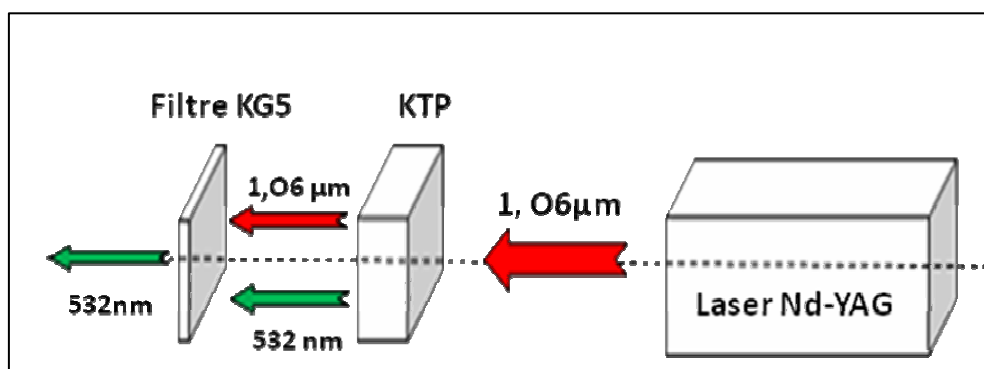


Fig. III.6 Dispositif expérimental pour la génération de la seconde harmonique



Fig. III.7 Image du cristal KTP utilisé pour la génération de la seconde harmonique

Les propriétés physiques du cristal doubleur KTP sont les suivantes :

	d_{ijk} (pm/V)	Domaine de transparence (μm)	Coefficient d'absorption (1,06 μm)	Seuil d'endommagement optique
KTP	13,7	0,34 - 4,5	0,01 cm^{-1}	500 MW / cm^2

Pour la caractérisation temporelle du faisceau de la seconde harmonique générée par le cristal KTP, nous avons utilisé la photo diode UPD 40 disposée comme indiqué sur la figure III-8. A cause de la faible puissance du signal généré par le cristal doubleur, la photodiode est placée directement à la face de sortie du cristal et derrière un filtre KG5 bloquant la lumière laser émise à la longueur d'onde fondamentale 1,06 μm et permettant le passage du faisceau généré à $\lambda_{\text{SG}} = 532 \text{ nm}$.

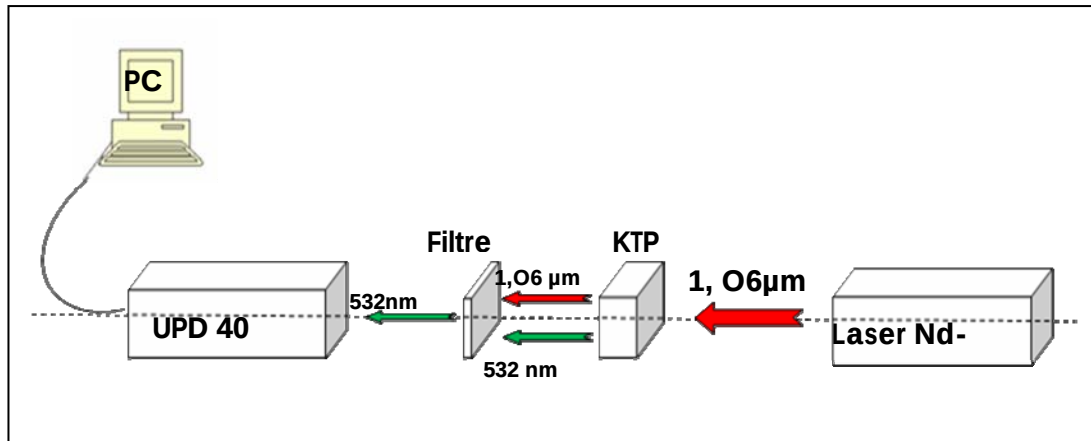


Fig. III.8 Dispositif expérimental pour la caractérisation temporelle de l'impulsion SHG

- Le filtre de type KG5 est utilisé pour sélectionner la longueur d'onde 532 ns (UV) du signal émis par le cristal. Il est important de signaler que ce signal comporte aussi bien le faisceau fondamental que le faisceau de la seconde harmonique. La courbe de transmission du filtre KG 5 est illustrée en figure.III.9.

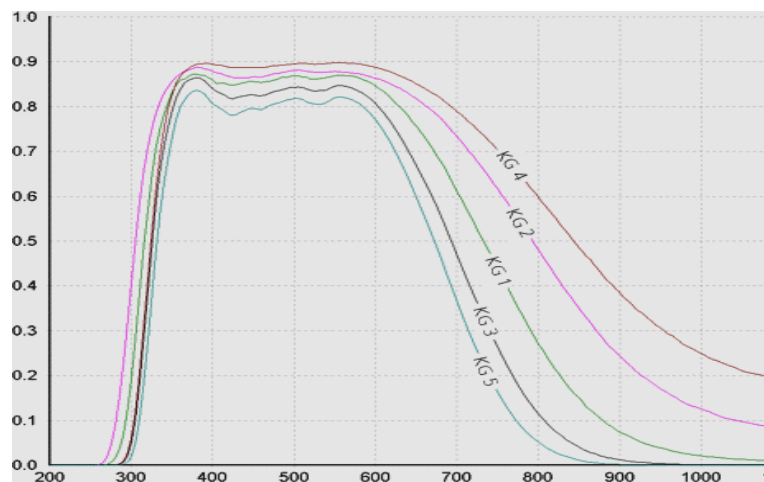


Fig. III-9 Spectre d'absorption du filtre KG5

V. PROPAGATION ET INJECTION DANS UNE FIBRE

V.1 Fibre utilisée

Pour observer des effets induits par la propagation d'impulsions laser courtes et intenses dans des guide d'ondes, il est important de choisir convenablement les caractéristiques de la fibre optique (longueur, diamètre du cœur, longueur d'onde critique) en fonction des paramètres de l'impulsion laser à injecter dans la fibre optique (énergie, puissance et longueur d'onde). La fibre que nous avons choisie pour réaliser notre expérience a les caractéristiques suivantes :

- Fibre monomode (dispersion normale $\beta_2 > 0$)
- Diamètre du cœur = $3 \mu\text{m}$
- $\lambda_c = 0,64 \mu\text{m}$ (longueur d'onde critique)
- Longueur de la fibre $d = 1\text{m}$

V-2 Injection de l'impulsion laser dans la fibre

Le schéma du montage expérimental est représenté sur la figure III-10. La lumière issue du laser traverse tout d'abord le cristal doubleur et le filtre. Le faisceau laser centré sur la longueur d'onde de la seconde harmonique est ensuite injecté dans la fibre optique à l'aide d'un objectif ($\times 40$). Le support solide de l'injecteur et maintenant la fibre est équipé de 3 réglages micrométriques (XYZ) assurant une focalisation et une injection optimale de la lumière. Il est important de signaler que la qualité de dénudage et de clivage des bouts de fibres (entrée et sortie) sont d'une importance essentielle pour augmenter le tau d'injection et donc l'observation d'effets non linéaires et de dispersion chromatiques de la lumière dans la fibre.

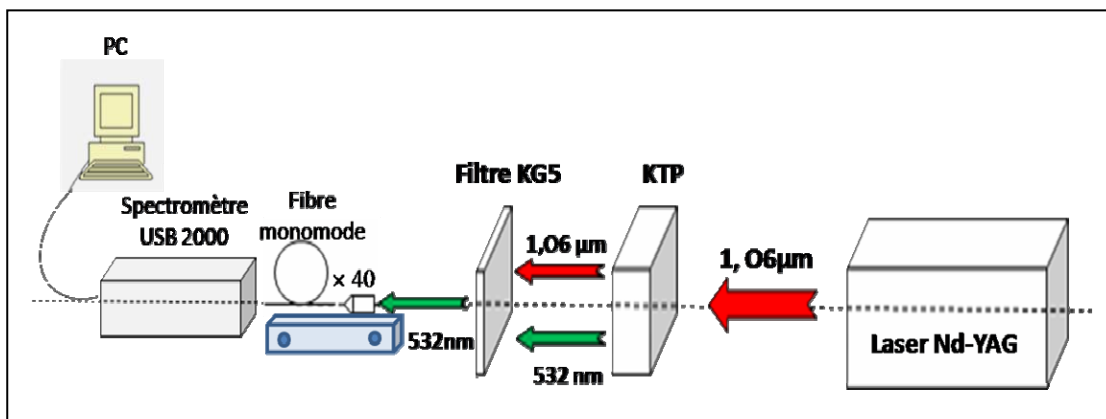


Fig. III.10 Dispositif expérimental de la méthode d'injection dans la fibre

CHAPITRE IV

RESULTATS ET DISCUSSIONS

Dans ce chapitre, nous allons exposer et discuter les résultats expérimentaux que nous avons obtenus au cours de notre travail. Les caractéristiques structurales, temporelles et énergétiques du faisceau laser en régime relaxé sont exposées dans la première partie de ce chapitre. L'évolution de ces caractéristiques et la recherche des conditions optimales pour l'obtention de l'impulsion la plus courte, la plus intense et la plus stable seront étudiées dans la seconde partie et ce, en fonction des paramètres de contrôle des différents organes composant le dispositif expérimental (pompage du milieu actif, alimentation de la cellule de Pockels, synchronisation et temps de retard entre l'alimentation du milieu actif et l'instant de déclenchement de la Pockels etc.). La génération de l'impulsion laser émise à la fréquence de la seconde harmonique 2ω à l'aide d'un cristal doubleur et sa propagation dans une fibre optique de faible diamètre de cœur seront exposées à la fin de ce chapitre

Notre étude sera comparative entre deux régimes d'oscillation : le régime naturel illustré par le fonctionnement relaxé du laser (absence de la cellule électro-optique dans la cavité) et le régime déclenché (Q-Switch) obtenu en insérant la cellule de pockels dans la cavité laser.

Pour l'étude des caractéristiques de l'émission du faisceau laser en régime déclenché, deux modes de fonctionnement ont été considérés :

- Mode d'oscillations non sélectives (multi modes) où les modes axiaux et les modes transverses contribuent ensemble à l'émission laser
- Mode d'oscillations sélectives où seuls les modes axiaux TEM_{00} sont présents dans le faisceau laser (mode fondamental).

I. REGIME RELAXE

I.1 Caractéristiques énergétiques

La variation de l'énergie de sortie E_s en fonction de l'énergie de pompage E_p du milieu actif est illustrée sur la figure V-1. Les mesures sont relevées à l'aide du Joule mètre Gentec ED 200.

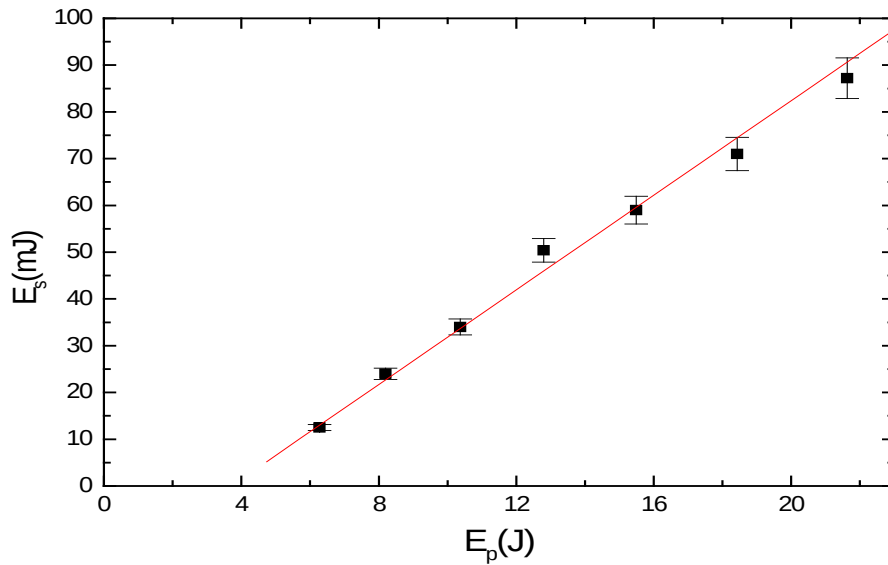


Fig. IV-1 : Evolution de l'énergie de sortie E_s du laser en fonction de l'énergie de pompage E_p

D'après la figure V-1, on remarque que E_s croît linéairement avec E_p . En effet, l'augmentation de l'énergie d'excitation induit une croissance linéaire du gain du milieu amplificateur qui se traduit par la croissance du nombre de modes oscillants ainsi que de leur énergie.

Cette évolution peut alors s'exprimer par :

$$E_s(mJ) = \alpha E_p(mJ) + \beta$$

Les valeurs de α et de β peuvent être déduites expérimentalement de la courbe. On obtient :

$$\alpha = (50 \pm 2) 10^{-4} \text{ et } \beta = (-18 \pm 2) \text{ mJ}$$

I.2 Caractéristiques temporelles et structurales

Dans cette partie, nous allons faire une caractérisation de l'émission laser, du point de vue structure et durée. Pour cela, l'évolution temporelle et structurale du rayonnement est analysée en fonction de l'énergie de pompage E_p . La durée de l'émission est mesurée par la photodiode de type Centronix (temps de réponse $1\ \mu\text{s}$) connectée à l'oscilloscope avec une impédance de 50Ω .

Comme illustré par quelques exemples réalisés pour deux énergies de pompage ($E_p = 10,2\ \text{J}$ et $E_p = 21,6\ \text{J}$) reportés en figure IV.2, on constate que dans ce régime relaxé, le rayonnement est sous forme de pics de fluctuations aléatoires et repartis irrégulièrement dans le temps. La structure aléatoire du signal est principalement due à l'oscillation multi modes dans les lasers pulsés ayant une large courbe de gain. En effet, sous l'effet de l'augmentation de l'énergie de pompage, la croissance du gain de la cavité permet l'excitation d'un plus grand nombre de modes ayant différentes amplitudes. Ces modes n'ont pas une relation de phase entre eux et leur oscillation se traduit par l'émission d'un train constitué de pics caractérisés par des amplitudes aléatoires et une distribution non uniforme dans le temps. La durée de chaque pic est dans l'échelle micro et submicroseconde.

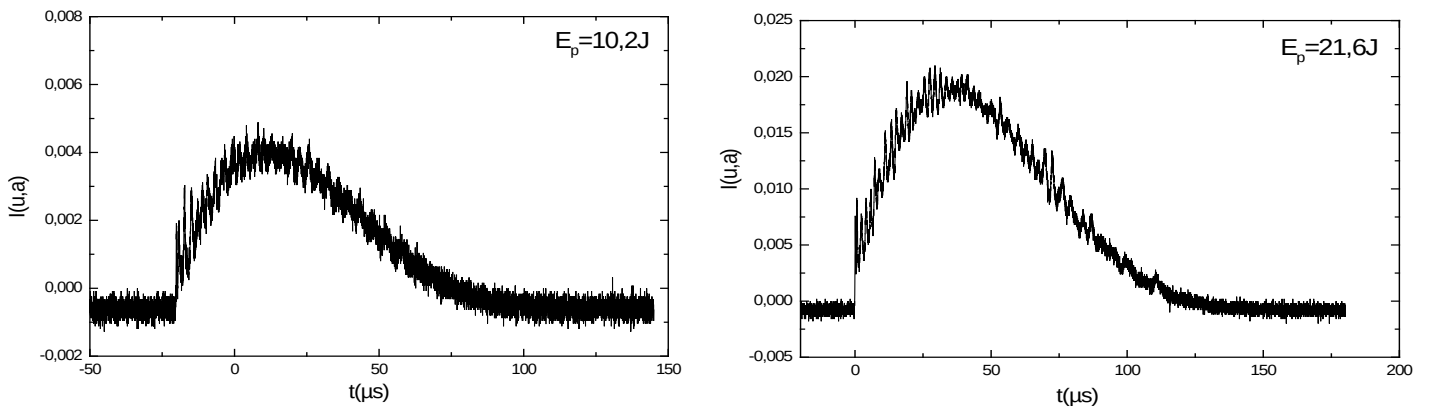


Fig. IV.2 : Exemples d'impulsions en régime relaxé pour deux valeurs de l'énergie de pompage E_p

L'évolution de la durée totale T_p du signal laser en fonction de E_p est représentée sur la figure IV-3. Comme pour l'évolution de l'énergie de sortie, on remarque que la durée τ_p augmente quasi linéairement avec l'augmentation de E_p .

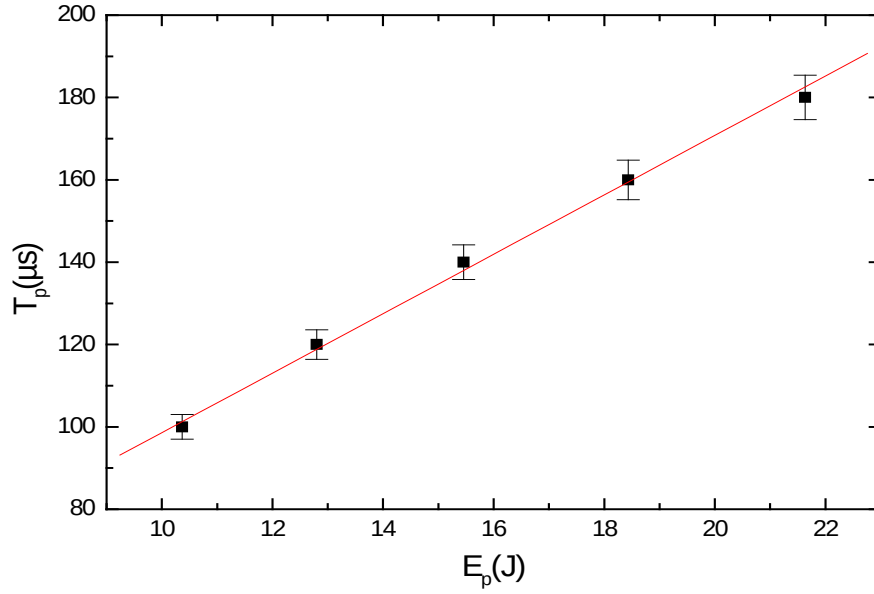


Fig. IV-3: variation de la duré T_p de signal laser en fonction du pompage E_p

II. OPTIMISATION ET AJUSTEMENT DES PARAMETRES DE LA CELLULE DE DECLENCHEMENT :

Le fonctionnement optimal en régime déclenché du laser dépend des paramètres de contrôle propres aussi bien à la cellule de déclenchement que du système laser lui même. Il est par conséquent important d'analyser les caractéristiques de l'émission lumineuse en fonction de la tension V_{po} entre les bornes de cellule de Pockels et du retard temporel τ_{retard} entre l'instant du début du pompage du milieu actif (déclenchement des flashes d'excitation du barreau) et l'instant de commutation de la Pockels. Notre but est d'obtenir un choix optimal de ces paramètres pour un régime qui permet de générer des impulsions les plus courtes et les plus stables avec une reproductibilité optimale.

II.1 Ajustement et optimisation de la tension Pockels

Pour ajuster la tension V_{po} , on fixe $E_p = 21,6$ J et le temps de retard à $\tau_{retard} = 160 \mu s$. L'énergie de sortie E_s de l'émission laser, sa structure et sa durée sont alors analysées en fonction de la tension V_{po} variant dans l'intervalle $[0 - 3.2$ KV] avec un pas de 0.2 kV. Quelques exemples du signal de sortie sont illustrés sur la figure IV.4.,

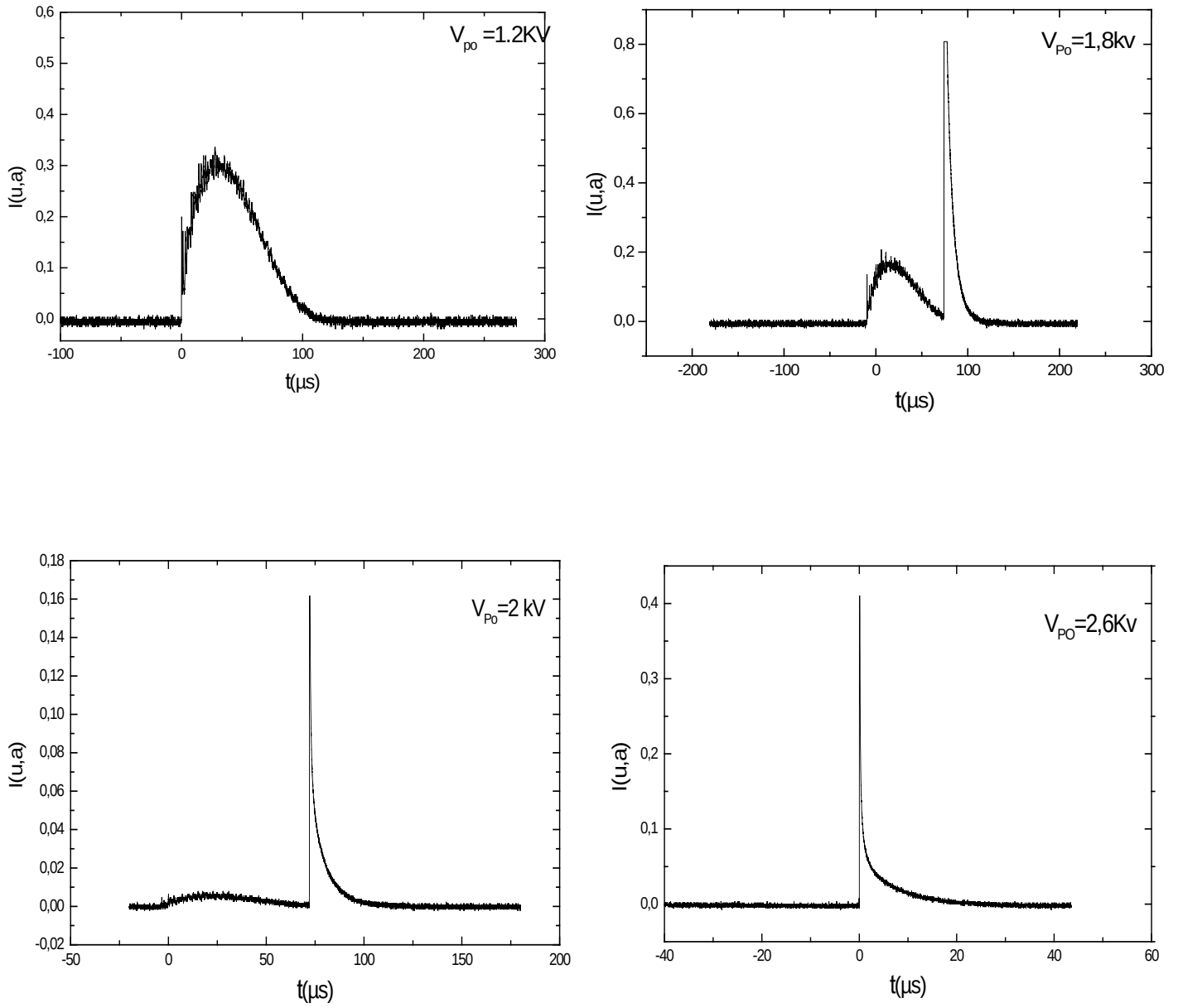


Fig. IV.4 : Impulsion laser pour différentes valeurs de la tension Pockels V_{po}

Nous reportons sur la figure IV.5 les valeurs de l'énergie de sortie E_s en fonction de V_{po} . On observe alors une forme décroissante de E_s quand V_{po} varie dans l'intervalle de 0 kV à 1,8kV puis une forme croissante dans l'intervalle de 1,8 kV à 3,2 kV.

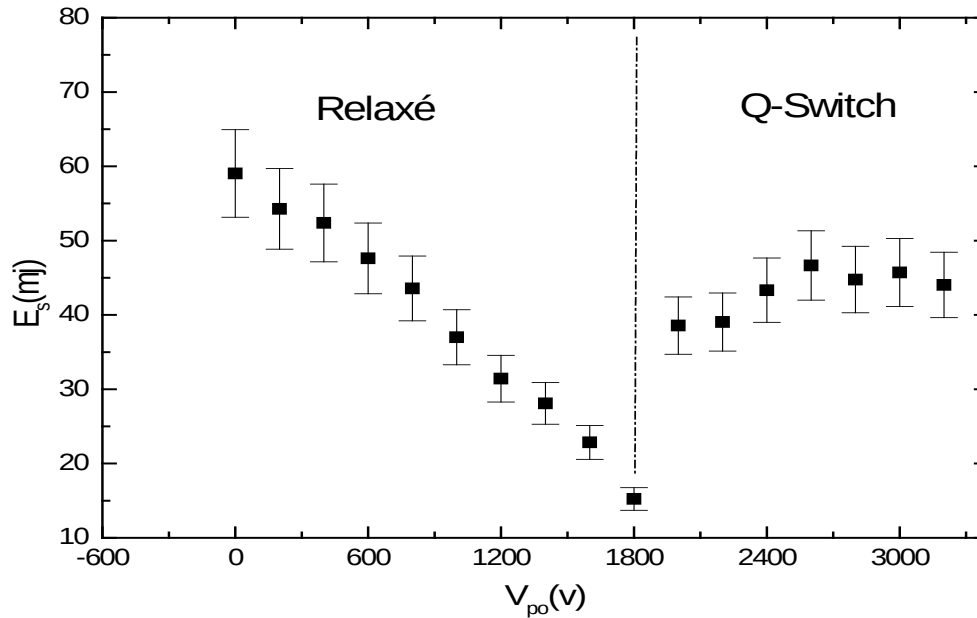


Fig. IV.5 : Evolution de l'énergie de sortie E_s en fonction de la tension Pockels V_{po}

Une structure particulière de l'émission laser est observée à la tension $V_{po} = 1.8 \text{ KV}$. A cette valeur, l'émission laser se présente sous forme de deux pics : Le premier, peu intense, est émis sous forme d'un train de fluctuations avec une durée dans l'échelle microseconde et une structure chaotique caractérisant le régime relaxé du laser. Le second, très intense, est émis sous forme d'une impulsion sans structure avec une durée dans l'échelle nanoseconde caractérisant le régime déclenché du laser (Q-Switching). Nous illustrons la coexistence de ces deux régimes de fonctionnement du laser par la figure IV.6. La tension de basculement $V_{po} = 1.8 \text{ KV}$ marque ainsi la frontière entre ces deux régimes de fonctionnement et à cette valeur, l'énergie émise par le miroir de couplage de la cavité présente un minimum : Pour $V_{po} < 1.8 \text{ KV}$, le régime du laser est quasi relaxé et pour $V_{po} > 1.8 \text{ KV}$, la cellule de Pockels joue le rôle d'un interrupteur optique induisant l'établissement de pertes dans la cavité laser puis leur suppression brusque. Il est cependant important de signaler que pour les valeurs de V_{po} dans le second intervalle, l'interrupteur optique n'est que partiellement fermé pendant la mise sous tension pockels .En

termes de basculement de polarisation, le déphasage produit par la cellule de pockels dépend de la tension V_{po} par la relation suivante :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} V_{po}$$

Dans la configuration de notre dispositif expérimental, le basculement de la polarisation du champ électromagnétique d'un angle de 90° est réalisé pendant toute la durée où le cristal KDP est sous une tension de 3.2 KV. Dans ces conditions, l'interrupteur optique est ainsi fermé (interdiction du passage de la lumière par le polariseur). Quand la tension V_{po} devient nulle (pendant la fenêtre temporelle de déclenchement), la polarisation de la lumière laser est parallèle à l'axe de transmission du polariseur Glan (interrupteur ouvert) et le Q-Switching est alors total permettant l'émission d'une impulsion dans l'échelle nanoseconde. Il est important donc de noter qu'en dehors de cette valeur ($V_{po} = 3.2$ KV), le régime de déclenchement n'est que partiel.

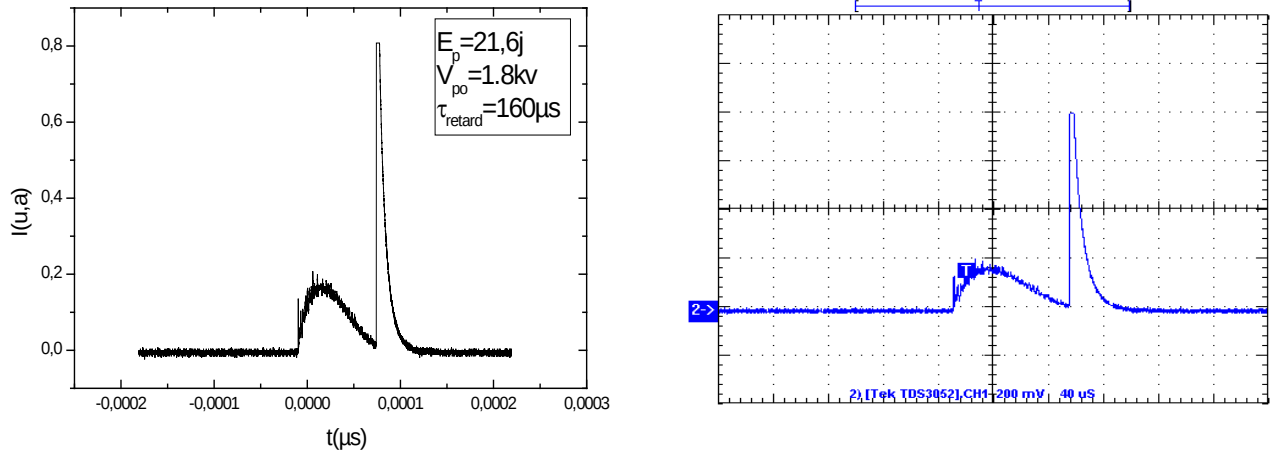


Fig. IV.6 : Emission laser à la tension de basculement des deux régimes à $V_{po} = 1.8$ KV

La durée à mi hauteur τ_p de l'émission laser dans les deux intervalles de la tension Pockels V_{po} est mesurée et son évolution est représentée sur les figures IV.7 (a) et (b).

On observe alors que la durée τ_p décroît dans l'échelle microseconde pour le premier intervalle (régime quasi relaxé du laser) puis dans l'échelle nanoseconde pour le second. Les allures des deux évolutions sont quasi régulières et une valeur de $\tau_p = 12.8$ ns est alors atteinte pour $V_{po} = 3.2$ KV (Q Switch total).

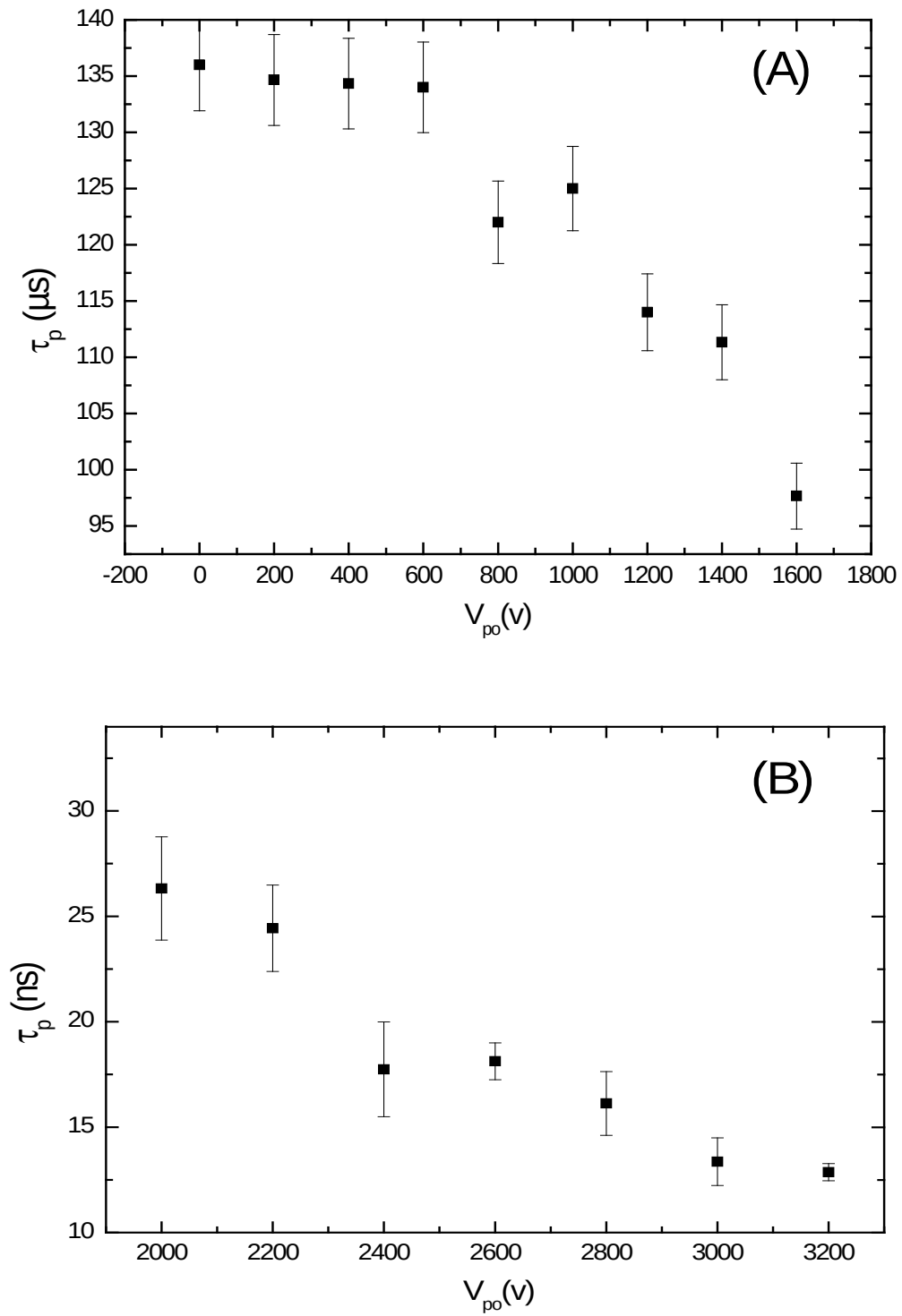


Fig. IV.7 : Evolution de la durée τ_p de l'émission en fonction de la tension Pockels V_{po} dans les intervalles (0 - 1,8kV) (a) puis (1.8-3.2 KV) (b)

II.2 Ajustement et optimisation du retard de commutation

On fixe l'énergie du pompage du milieu actif à $E_p=21,6$ J et la tension de la cellule de Pockels à $V_{po}=3,2$ kV, valeur pour laquelle le basculement de la polarisation interdit toute émission laser sauf pendant la fenêtre temporelle où la tension devient nulle. En changeant le retard τ_{retard} (défini par l'intervalle entre l'instant du début du pompage du milieu amplificateur et l'instant de la commutation de la Pockels où $V_{po} = 0$) de $60\mu\text{s}$ à $200\mu\text{s}$ avec un pas de $20\mu\text{s}$, on mesure la durée à mi hauteur τ_p de l'impulsion émise ainsi que son énergie E_s . Ces deux mesures sont réalisées respectivement avec la photo diode UPD 40 et le joulemètre Gentec ED 200. A titre d'illustration, nous reportons sur la figure IV. 8 les images des impulsions détectées pour quelques valeurs de τ_{retard} .

Nous observons une modification du profil de l'impulsion quand τ_{retard} varie. En effet, le nombre de pics dans la structure de l'impulsion et la durée à mi hauteur diminuent quand τ_{retard} augmente.

Les évolutions de la durée à mi hauteur τ_p de l'impulsion et son énergie E_s sont ainsi reportées sur les figures IV.9 (a) et (b) . Nous constatons alors que pour obtenir l'impulsion la plus courte avec une énergie maximale, le retard τ_{retard} doit être ajusté à :

$$\tau_{\text{retard}} = 160\mu\text{s}$$

A cette valeur, les caractéristiques optimales de l'impulsion générée sont alors :

$$\tau_p = 12,8\text{ ns et } E_s = 46\text{ mJ}$$

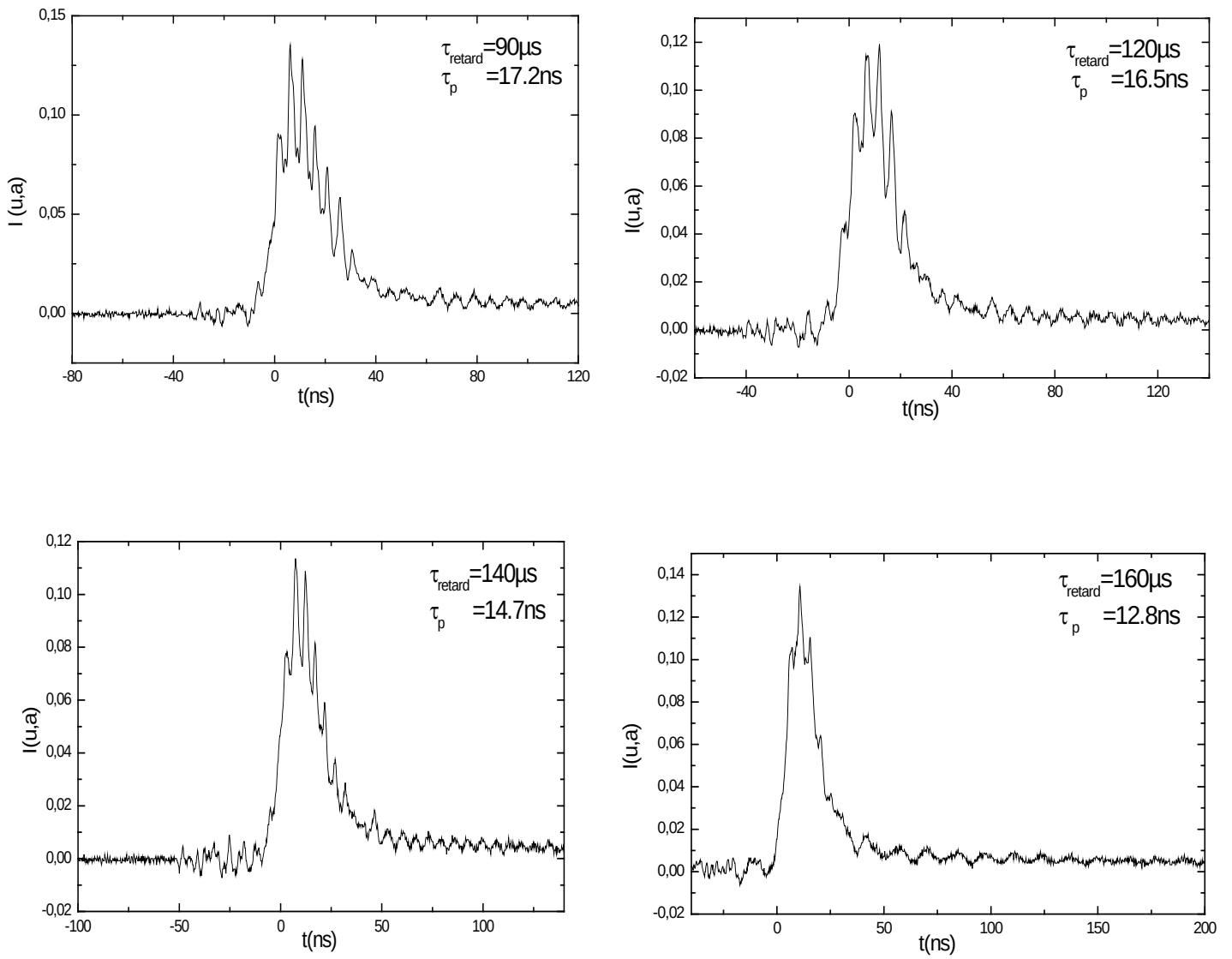


Fig. IV-8 : Impulsions laser pour $V_{p0} = 3.2 \text{ KV}$ et pour différentes valeurs de τ_{retard}

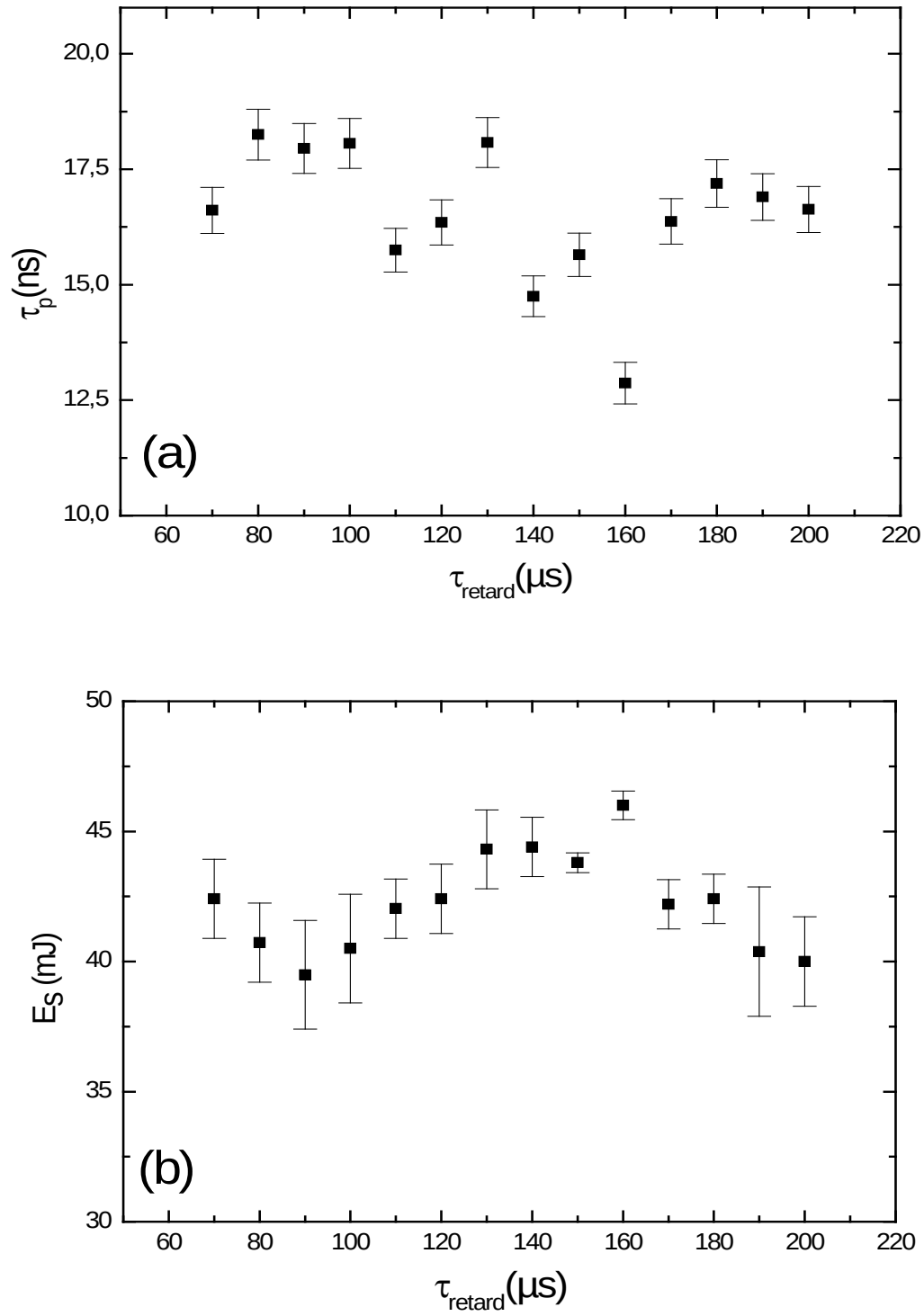


Fig. IV.9 : Evolution de la durée τ_p (a) et de l'énergie E_S (b) en fonction de τ_{retard}

III. REGIME DECLENCHE ET GENERATION D'IMPULSIONS NANOSECONDES

Une fois les paramètres de la cellule de Pockels ajustés et optimisés ($V_{po} = 3.2 \text{ KV}$ et $\tau_{\text{retard}} = 160\mu\text{s}$), nous présentons dans cette partie une étude de caractérisation de l'impulsion laser obtenue par le régime déclenché et ce, en fonction de l'énergie de pompage E_p du milieu actif et de la nature des modes oscillants dans la cavité. Deux types d'oscillations sont alors considérés : Les oscillations non sélectives (Oscillations sur les modes axiaux et transverses de la cavité) et l'oscillation sélective où seul le mode fondamental TEM_{00} est présent dans la cavité.

On obtient ce second régime en insérant à l'intérieur de la cavité un diaphragme afin de sélectionner le mode fondamental TEM_{00} . Le diaphragme est placé entre le miroir de sortie et la tête laser. Son diamètre doit être judicieusement choisi de façon à ne laisser passer que le mode TEM_{00} et interdire l'oscillation des modes transverses en leur occasionnant des pertes importantes. Pour une cavité plan-concave ayant fait l'objet d'une étude, le diamètre du diaphragme à utiliser pour sélectionner le mode fondamental doit être égal à 1.4 fois le diamètre du mode [50] caractérisé par le diamètre $2w$ du faisceau Gaussien.

$$\phi_{\text{diaphragme}} = 1.4 \times \phi_{\text{mode}}$$

Pour rappel, le rayon W du faisceau Gaussien à une distance z de l'étranglement du faisceau (beam waist) est donné par :

$$W(z) = w_0 \left[1 + \left[\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right]^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Avec $w(z=0) = w_0$ (plus petite dimension du faisceau) et λ la longueur d'onde du faisceau laser. Le résonateur étant plan-concave, le beam waist est localisé sur le miroir plan de sortie.

Dans notre cas, cette sélection est obtenue en insérant dans la cavité un diaphragme circulaire de diamètre $d = 2\text{mm}$. L'alignement de ce sélecteur de modes se fait d'abord avec le faisceau d'un laser $He - Ne$ puis par le faisceau émis par le laser $Nd - YAG$, dont l'impact est repéré par une tache noire sur du papier sensible (ou film magnétique). On ajuste progressivement la position du diaphragme dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière jusqu'à l'obtention d'une tache circulaire dont l'intensité décroît en allant vers les bords. Ce constat confirme alors la structure Gaussienne du faisceau laser.

III.1 Caractéristiques énergétiques

La variation de l'énergie de sortie E_s de l'émission laser en fonction de l'énergie E_p est représentée sur la figures IV-10 (a) pour le régime multi modes (oscillations non sélectives) et figure IV-10 (b) pour le régime d'oscillations sélectives (Mode fondamental TEM₀₀).

On constate alors que pour les deux cas et comme dans le cas du fonctionnement relaxé, l'énergie E_s du laser suit une évolution linéaire quand E_p du milieu actif augmente. On peut alors écrire :

$$E_s \text{ (mJ)} = \alpha E_p \text{ (mJ)} + \beta \text{ (mJ)}$$

D'après les allures des courbes des figures IV 10 (a) et (b), on déduit :

- $\alpha = (2,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$ et $\beta = (- 3,6 \pm 0,9) \text{ mJ}$ pour le cas multi-modes
- $\alpha = (3,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$ et $\beta = (- 0,9 \pm 0,1) \text{ mJ}$ pour le cas monomode

Notons que l'énergie maximale obtenue avec notre dispositif est de 53 mJ pour le régime multimodes et de 6,5 mJ pour le mode fondamental. On constate aussi que l'énergie émise par le laser dans le cas de l'oscillation sélective n'est que d'environ 12 % de celle mesurée quand le sélecteur de modes est absent dans la cavité. En effet, le seuil du déclenchement E_{th} du laser dans le cas de l'oscillation non sélective est supérieur à celui quand l'oscillation est sélective. Cette augmentation de E_{th} est due aux pertes supplémentaires engendrées par le diaphragme. Ces pertes sont supérieures au gain des modes transverses mais réduisent aussi l'intensité des modes axiaux induisant une baisse de l'énergie émise par le faisceau laser.

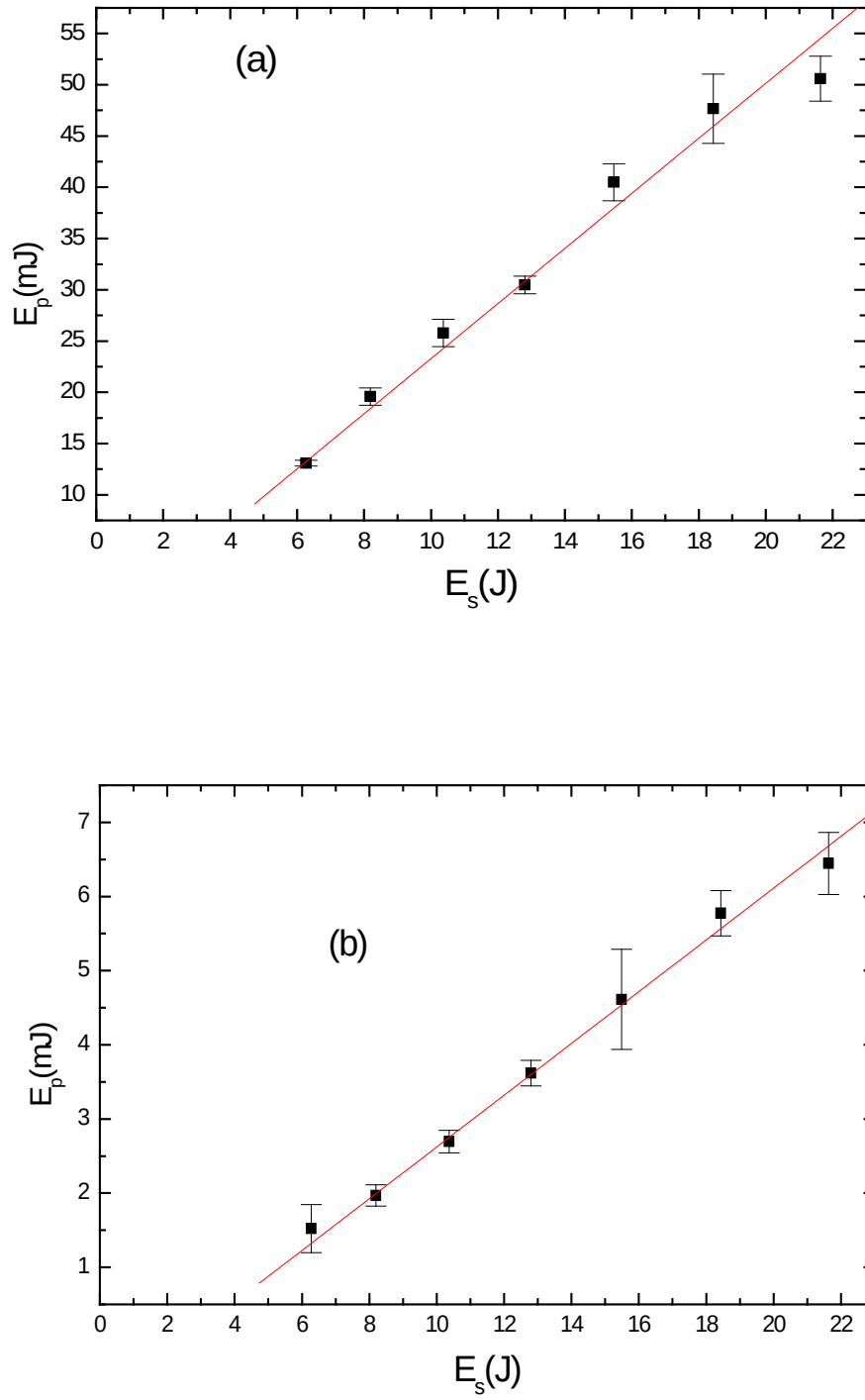


Fig. IV.10 : Evolution de E_s en fonction de E_p pour le régime multi modes (a) et monomode (b)

III.2 Caractéristiques temporelles et structurales :

Dans cette partie, nous allons réaliser une caractérisation de l'émission laser du point de vue structure et durée dans le des deux cas d'oscillations (oscillations non sélectives et oscillations sélectives sur le mode fondamental) et ce, en fonction de l'énergie de pompage E_p du milieu actif du laser. Le signal de sortie de la cavité est détecté par la photodiode rapide UPD 40 connectée à un oscilloscope avec une impédance d'entrée de 50Ω ,

III.2.1 Oscillations non sélectives :

Nous reportons sur la figure IV.11 quelques exemples des profils des impulsions laser générées par le laser en régime déclenché et ce, pour différentes valeurs de l'énergie de pompage E_p .

Nous reportons sur la courbe de la figure IV.12 l'évolution de la durée τ_p quand E_p augmente d'une valeur juste au dessus du seuil d'oscillation $E_{ps} = 51 \text{ mJ}$ à une valeur maximale $E_{pmax} = 21,6 \text{ J}$. Nous constatons alors que les valeurs de τ_p décroissent de :

$$\underline{\tau_{pmax} = (39 \pm 2) \text{ ns} \text{ pour } E_p = E_{ps} = 8 \text{ J}}$$

$$\text{à } \underline{\tau_{pmin} = (12.8 \pm 0.4) \text{ ns} \text{ pour } E_p = E_{pmax} = 21,6 \text{ J}}$$

Il est a signaler que la décroissance de τ_p quand E_p augmente est conforme à la Théorie. En effet, l'augmentation de E_p induit une augmentation de l'inversement de population initial n_0 donc une croissance du gain optique et de la puissance de l'émission laser. Pour rappel, cette propriété est illustrée par l'expression de la durée τ_p de l'impulsion délivrée par le laser en fonction des inversions de population initial et final décrite par l'expression (I.44) du chapitre I.

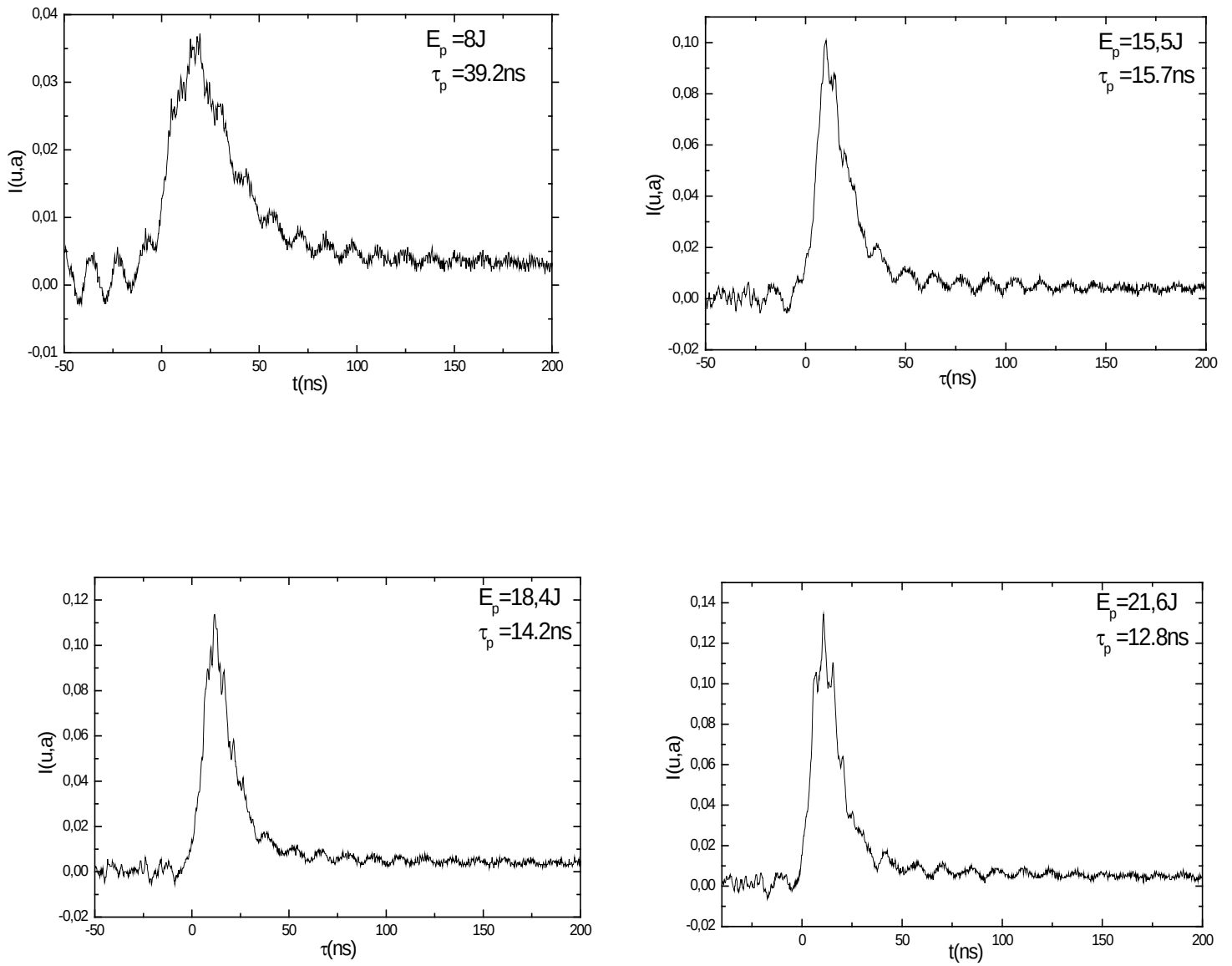


Fig. IV.11. Impulsions laser en régime déclenché non sélective pour différentes valeurs de E_p

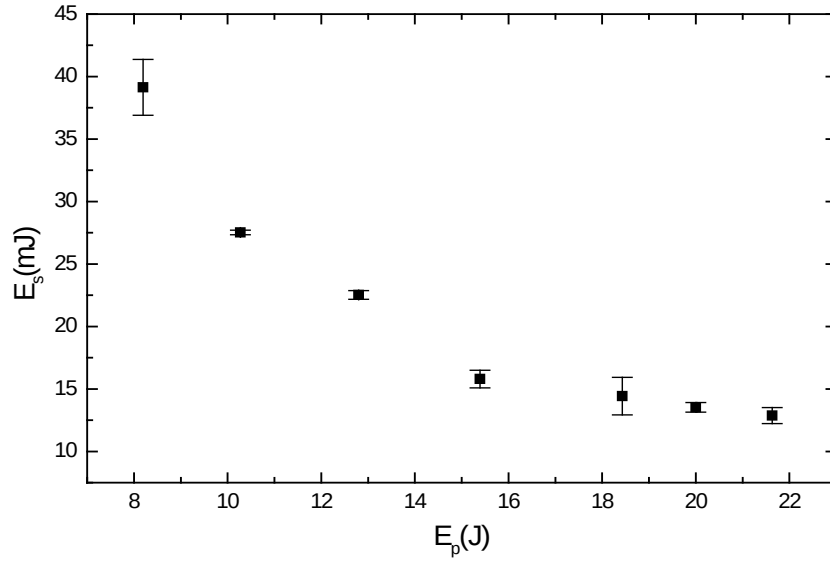


Fig. IV.12: Evolution de la durée à mi hauteur τ_p en fonction de l'énergie de pompage E_p

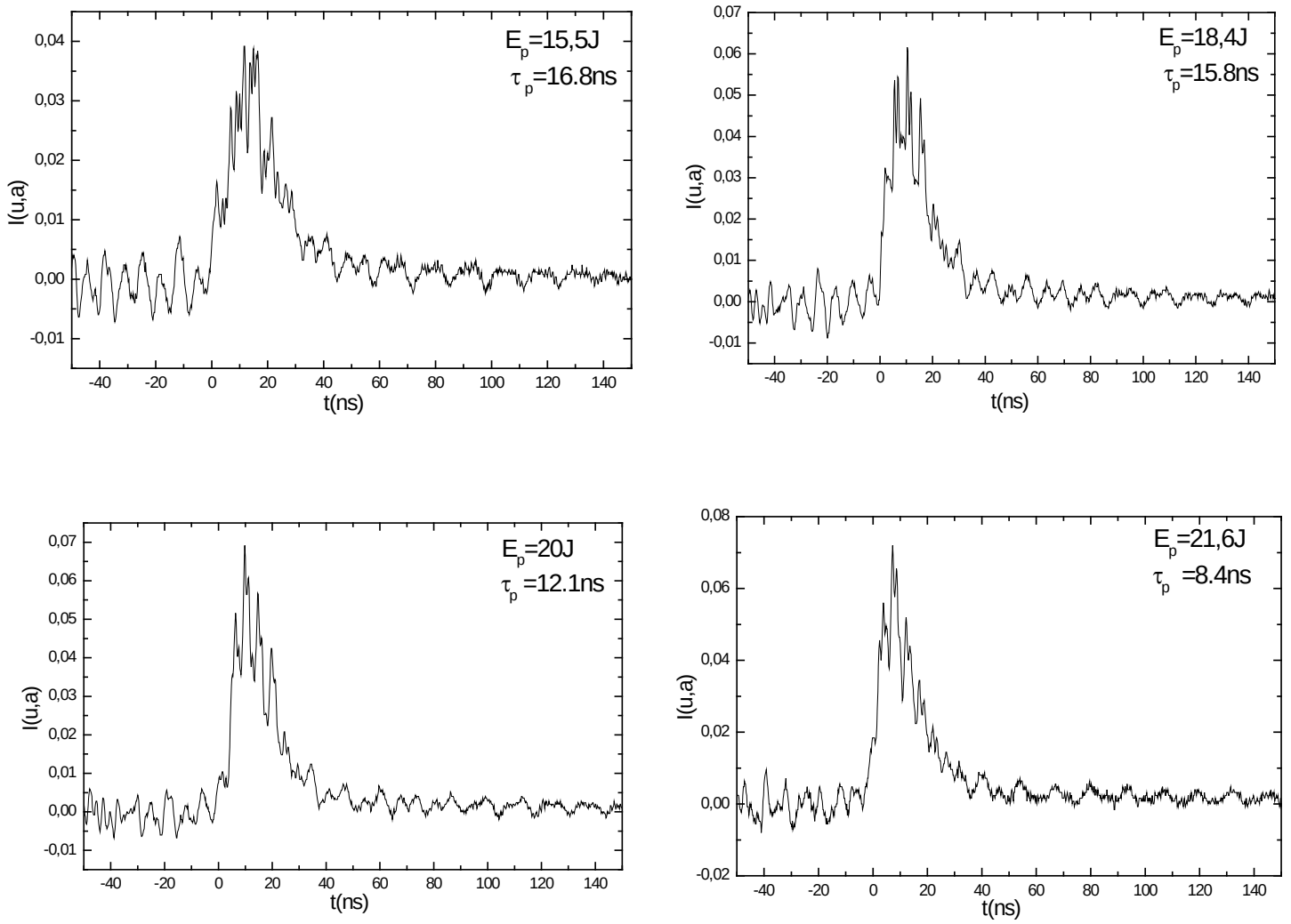
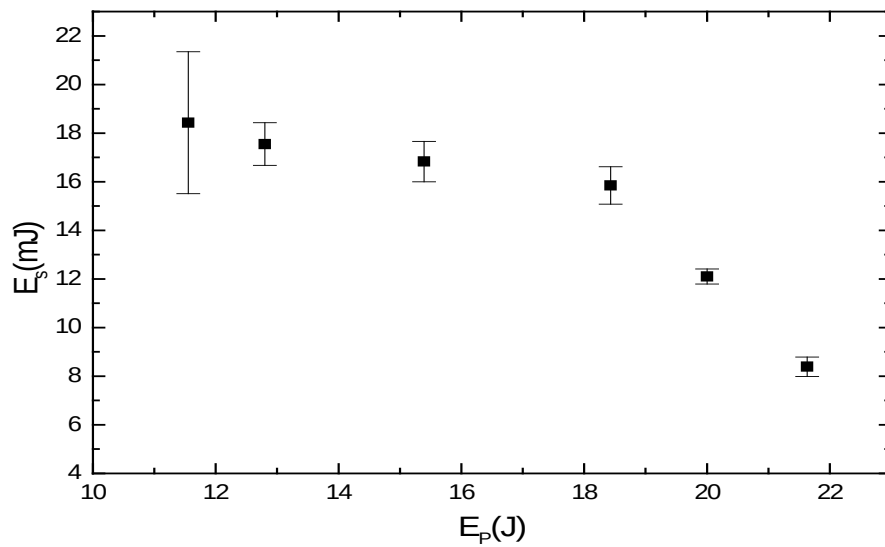
III.2.2 Oscillation sélective

Une étude similaire a été réalisée pour le cas où le sélecteur de modes est présent dans la cavité. Le laser oscille dans ce cas sur le mode fondamental TEM_{00} et les modes transverses ne participent donc pas au rayonnement émis par la cavité. Comme déjà signalé auparavant, il est évident que l'énergie de seuil de déclenchement du laser est plus élevée à cause de la compensation des pertes introduites par le diaphragme.

Quelques exemples du profil des impulsions sont illustrés sur la figure IV.13 et l'évolution de la durée à mi hauteur τ_p en fonction de E_p est reportée sur la figure IV.14. Comme dans le cas des oscillations non sélectives, nous constatons que les valeurs de τ_p décroissent quand l'énergie de pompage augmente. Nous élevons aussi que les impulsions observées en mode fondamental sont plus structurées et beaucoup plus courtes que celles obtenues en régime multimodes. Les valeurs mesurées pour l'énergie de pompage juste au dessus du seuil E'_{ps} et l'énergie maximale E'_{pmax} sont alors comme suit :

$$\tau_{pmax} = (18 \pm 2) \text{ ns pour } E_p = E'_{ps} \sim 8,2 \text{ J et } \tau_{pmin} = (8.4 \pm 0.4) \text{ ns pour } E_p = E'_{pmax} = 21,6 \text{ J}$$

Il est aussi important de noter que la décroissance de $\tau_p = f(E_p)$ ne suit pas la même allure que celle observée en fonctionnement non sélective.

Fig. IV-13. Impulsions laser en régime déclenché monomode pour différentes valeurs de E_p Fig. IV-14: Evolution de la durée à mi hauteur τ_p en fonction de l'énergie de pompage E_p

III.3 Etude de la polarisation du laser en régime déclenché

La nature de la polarisation du faisceau laser en régime déclenché par la cellule de Pockels est déterminée à l'aide d'un polariseur traité à la longueur d'onde fondamentale $\lambda = 1064 \text{ nm}$. Ce polariseur est placé entre le miroir de couplage et la photodiode UPD 40. En faisant varier l'angle θ (entre l'axe du polariseur et la direction de propagation de la lumière) de 0 à 90° , nous enregistrons l'intensité du signal détecté par la photodiode. Dans ces conditions, les paramètres de contrôle du système laser sont les suivants : Energie de pompage $E_p=21,6\text{J}$, tension pockels $V_{po}=3,2\text{kv}$, temps de retard $\tau_{\text{retard}} = 160 \mu\text{s}$.

Nous illustrons par la figure IV-15 les différents signaux détectés pour différentes valeurs de θ et par la figure IV-16 l'évolution de l'intensité de l'impulsion transmise en fonction de l'angle θ variant entre 0 à 90°

Nous constatons alors que le faisceau laser est polarisé linéairement perpendiculairement au plan du banc optique. Ce constat est évidemment attendu vu que la cavité comporte un polariseur Glan qui assure le passage ou l'obturation de la lumière selon les valeurs de la tension de polarisation.

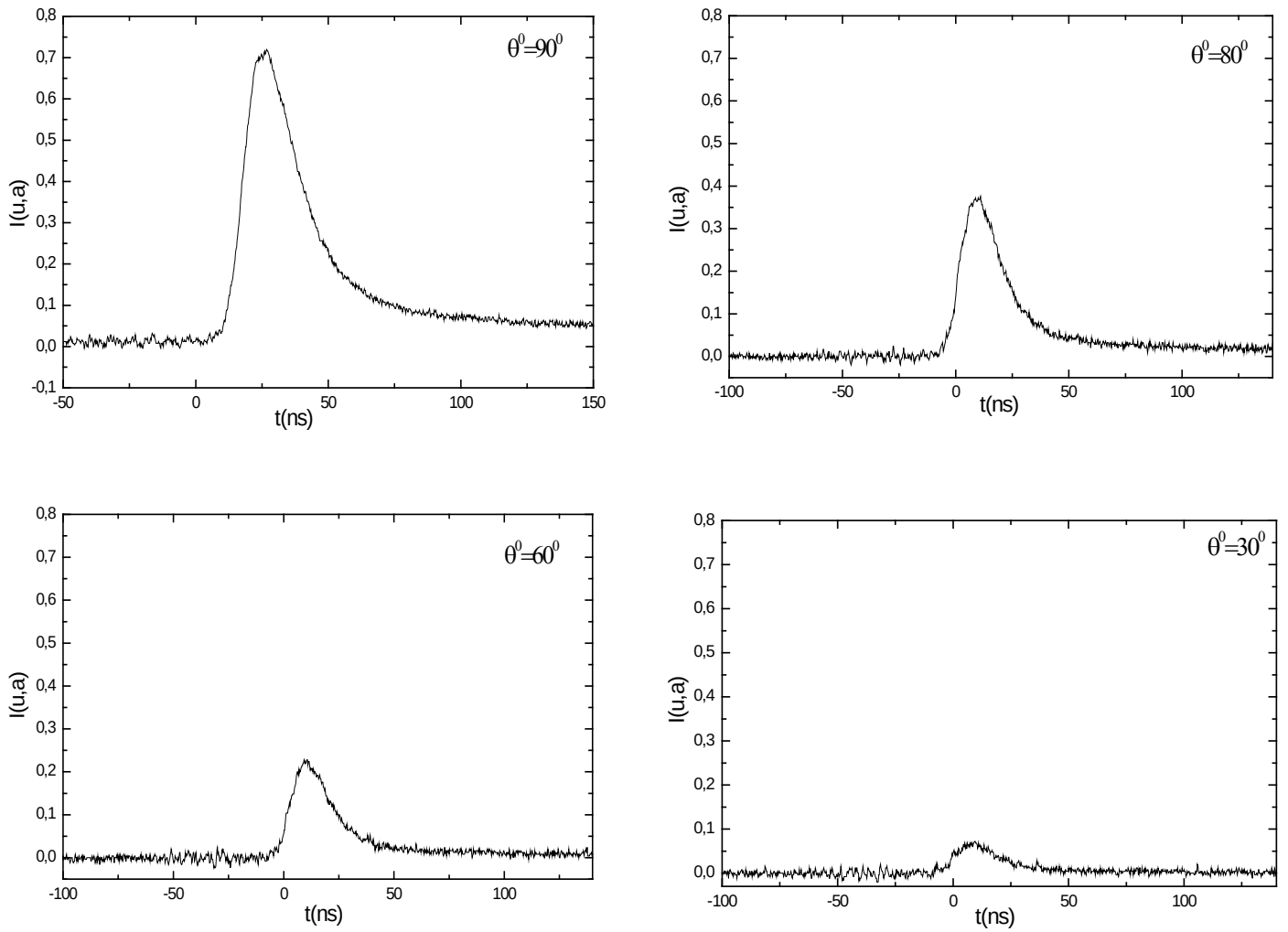


Fig. IV-15 Signaux de l'impulsion transmise par le polariseur pour différentes valeurs de θ

² b

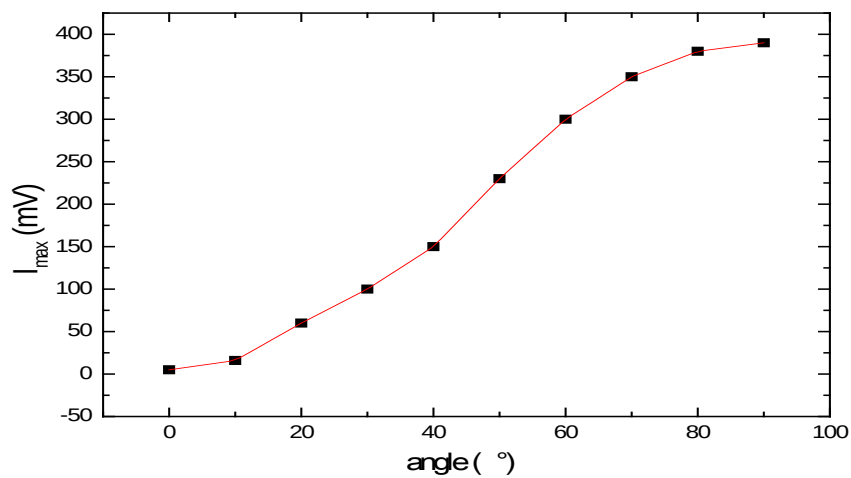


Fig. IV-16: Evolution de l'intensité des impulsions laser en fonction de l'angle θ .

IV. GENERATION DE LA SECONDE HARMONIQUE ET INJECTION DANS LES FIBRES OPTIQUES

Nous abordons dans cette partie les résultats expérimentaux relatifs aux modifications spectrales observées dans des fibres optiques de faible diamètre de cœur et traversées par des impulsions laser de durée dans l'échelle nanoseconde et doublée en fréquence (2ω) du laser.

L'étude comporte dans un premier volet l'analyse des caractéristiques temporelles de l'émission laser Nd-YAG doublée en fréquence et émise à la longueur d'onde de la seconde harmonique $\lambda_{SG} = 0.532 \mu\text{m}$ et générée par un cristal KTP placé à l'extérieur de la cavité laser. Le second volet concerne une analyse spectrale du signal délivré par une fibre optique de $3 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur.

IV.1 Génération de la seconde harmonique

L'impulsion laser de la seconde harmonique et centrée autour de $\lambda_{SG} = 532 \text{ nm}$ est émise par le cristal KTP avec une forme annulaire visualisée sur un écran placé perpendiculairement à l'axe de propagation de la lumière. Il est à signaler que cette forme annulaire persiste quelque soit l'orientation du cristal. Il est tout aussi important de noter que le faisceau fondamental centré autour de $\lambda_f = 1064 \text{ nm}$ accompagne l'émission de la seconde harmonique par le cristal doubleur. La figure IV-17 illustre les formes spectrales des deux impulsions lasers. Cette expérience est réalisée avec une énergie de pompage du milieu actif $E_p = 21,6 \text{ J}$ et les spectres sont enregistrées à l'aide du spectromètre Ocean Optic.

Le traitement du spectre de la figure IV-17 montrant les deux faisceaux permet de mesurer les largeurs spectrales **totales** pour les deux longueurs d'onde (fondamentale et seconde harmonique)

On trouve alors dans les conditions de cette expérience et en tenant compte de la résolution du spectromètre et à l'énergie de pompage $E_p = 21,6 \text{ J}$:

- $\Delta\lambda_f \approx 10 \text{ nm}$
- $\Delta\lambda_{SG} \approx 9 \text{ nm}$

La figure IV-18 montre le spectre de l'impulsion lumineuse de la seconde harmonique seule. Ce cas est réalisé en plaçant le filtre KG5 avant le spectromètre bloquant le faisceau fondamental.

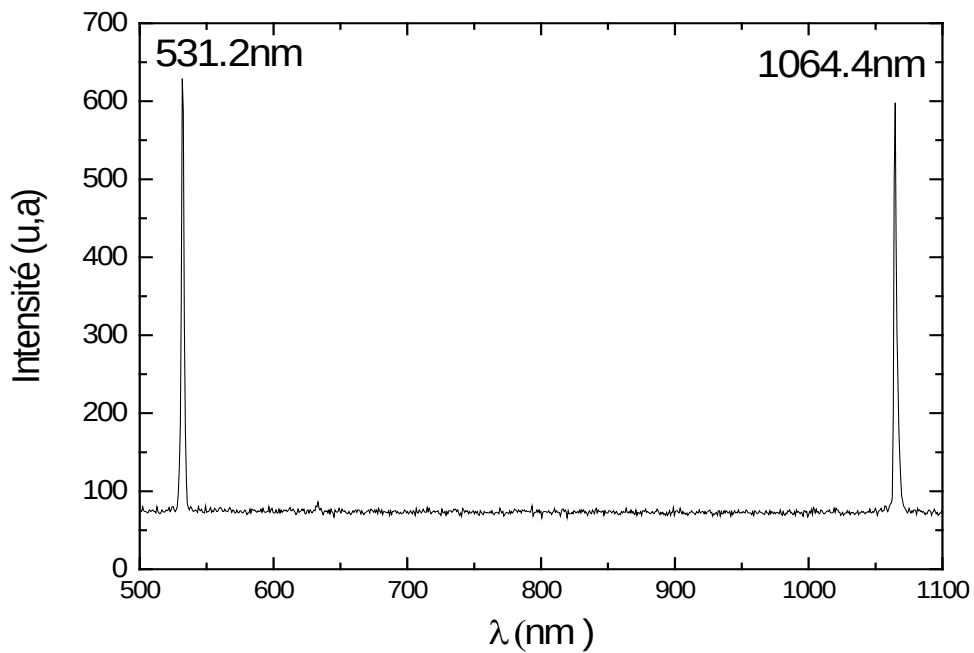


Fig. IV.17 : Spectres du signal laser à la sortie du cristal doubleur.

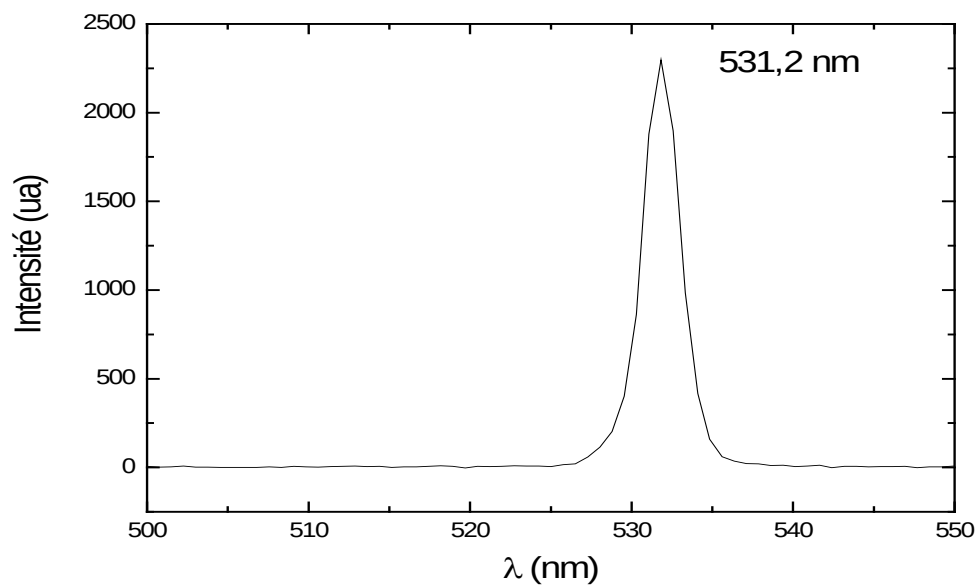


Fig. IV-18 : Spectre du faisceau laser centré sur la seconde harmonique

IV.2 Analyse structurale et temporelle

Une étude temporelle et structurale similaire à celle réalisée sur le faisceau fondamental a été aussi effectuée sur l'émission centrée sur la seconde harmonique. Le signal, issu du cristal KTP

puis sélectionné par le filtre KG5 pour éliminer le signal pompe, est détecté par la photodiode UPD 40 connectée à l'oscilloscope.

A titre de comparaison et d'analyse, la figure IV-19 montre quelques exemples de structure d'impulsions centrées sur la longueur fondamentale $\lambda_f = 1064\text{nm}$ (a et b) et sur celle de la seconde harmonique $\lambda_{SG} = 532\text{ nm}$ (c,d). Les mesures ont été faites sans sélecteur de modes et avec des énergies de pompage du milieu actif de $E_p = 15,5\text{ J}$ et $E_p = 21,6\text{ J}$. Nous constatons alors que les structures des impulsions pour les deux longueurs d'onde sont quasiment conservées et ce, et pour une même valeur de E_p .

Nous reportons aussi sur la courbe de la figure IV.20 l'évolution de la durée τ_{SG} (mesuré à mi hauteur) de l'émission de seconde harmonique en fonction des variations de E_p .

Comme dans le cas du faisceau fondamental émis quand le laser est en régime déclenché, on constate que l'évolution de la durée τ_{SG} du faisceau de la seconde harmonique centré sur λ_{SG} suit une évolution décroissante quand E_p augmente. Les allures de décroissance sont quasiment identiques dans les deux cas.

Notons que l'impulsion la plus courte a été obtenue pour $E_{p\max} = 21,6\text{J}$. La durée de l'impulsion vaut alors $\tau_{SG\min} = 8,8\text{ns}$.

Conformément aux prévisions théoriques (chapitre II), l'analyse de la structure temporelle des impulsions pour différentes valeurs de E_p montre que le signal centré sur la seconde harmonique est plus court que celui centré sur le fondamental. Ce rétrécissement temporel peut être évalué par le facteur μ_q défini par le rapport $\mu_q = \tau_p / \tau_{SG}$. Nous rappelons que la valeur théorique de μ_q est de $\sqrt{2}$ (voir chapitre II).

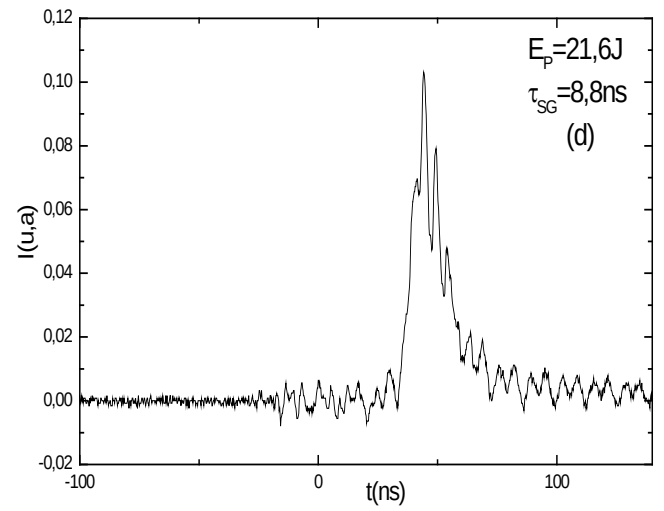
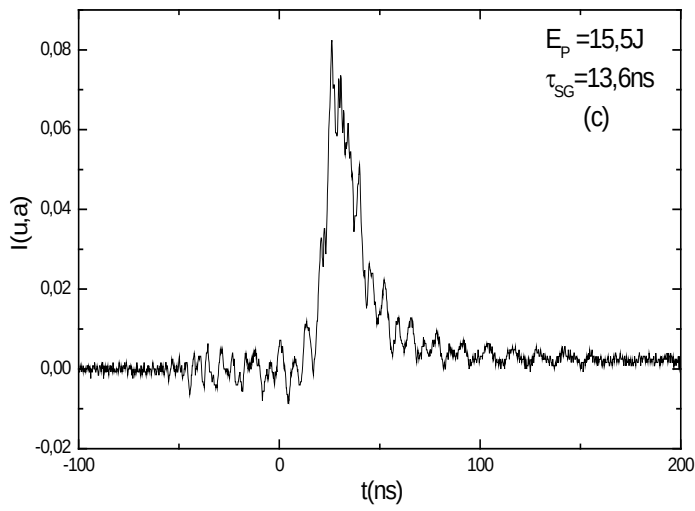
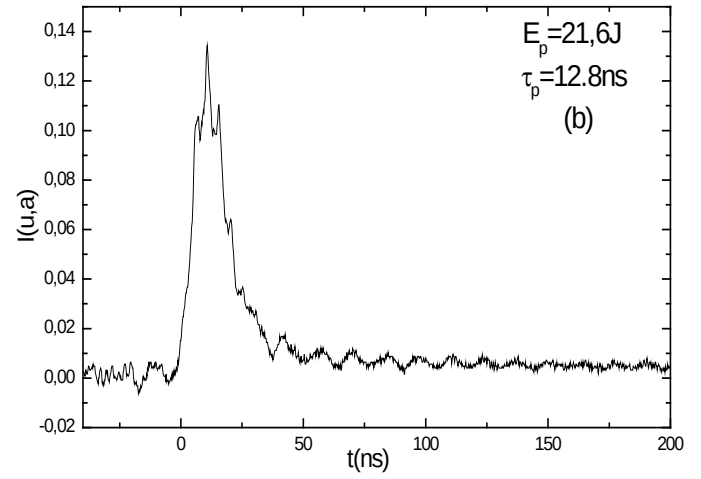
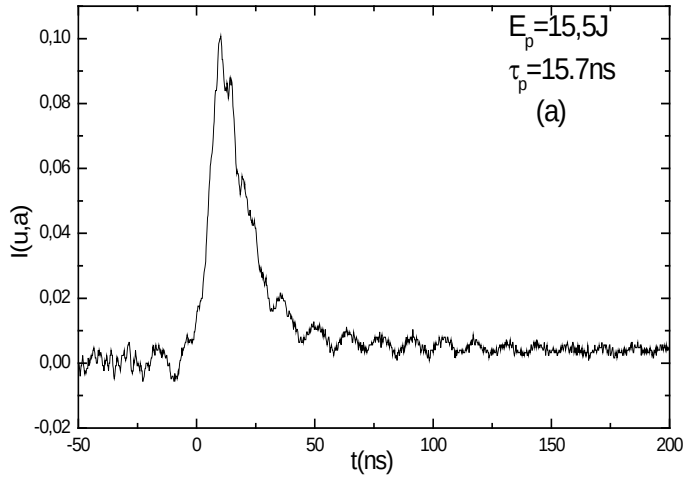


Fig. IV-19 : photos des impulsions centrées sur λ_f (a,b) et sur λ_{SG} (c, d) pour différentes valeurs de E_p

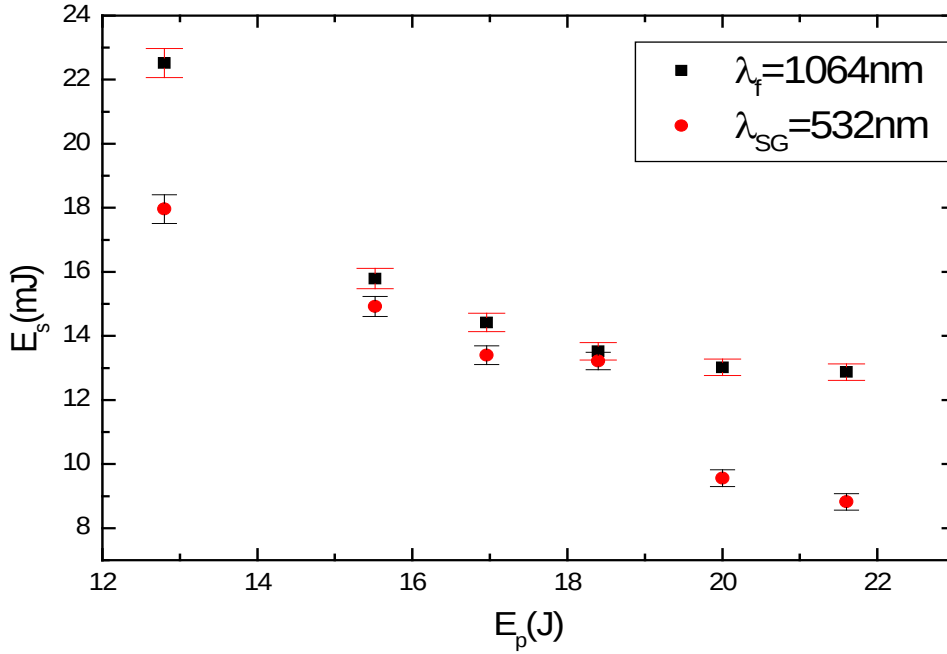


Fig. IV-20 : Courbe de variation de la durée seconde harmonique en fonction du pompage

Nous signalons que cette valeur de $\sqrt{2}$ n'est atteinte dans notre cas que pour l'énergie de pompage $E_p = 21,6$ J (valeur induisant l'impulsion la plus courte). En effet pour cette valeur de E_p , on mesure respectivement $\tau_{SG} = 8,8\text{ns}$ et $\tau_p = 12,8$ ns donnant ainsi un rapport $\mu_q = 1,45$. Pour les autres valeurs de E_p , μ_q varie entre 1 à 1,4. Notons que les valeurs prises pour τ_{SG} et τ_p représentent des valeurs moyennes sur des ensembles d'environ 5 tirs.

IV.3 Injection dans la fibre

Dans la même configuration expérimentale que précédemment ($E_p = 21,6$ J et absence du sélecteur de modes dans la cavité), nous avons injecté l'impulsion laser verte de la seconde harmonique dans une fibre optique monomode. Le diamètre de cette fibre est de $3\text{ }\mu\text{m}$, sa longueur est de $d = 1\text{m}$ et sa longueur de coupure $\lambda_c = 0,64\text{ }\mu\text{m}$. Le dispositif expérimental utilisé pour cette manipulation est illustré sur la figure III-10 du troisième chapitre. Le faisceau laser émergent du cristal doubleur passe d'abord par le filtre KG5 puis pénètre dans la fibre préalablement clivée, à l'aide d'un mécanisme d'injection comprenant un objectif X 40 et un support de fixation à 3 déplacements (XYZ) micrométriques. Nous montrons sur la figure IV-21 les spectres des impulsions respectivement à l'entrée (a) et à la sortie (b) de la fibre. Des

modifications sur la structure spectrale de l'impulsion apparaissent alors aussi bien sur la largeur totale que sur l'épaulement qui est généré à gauche de la longueur d'onde centrale. La figure IV-22 permet de comparer les deux spectres (entrée et sortie de fibre). On constate alors un élargissement de la largeur spectrale totale de l'impulsion en sortie de la fibre ;

Les largeurs mesurées sont comme suit :

$$\Delta\lambda_{\text{entrée}} = 9 \text{ nm.}$$

$$\Delta\lambda_{\text{sortie}} = 11 \text{ nm.}$$

Toutes ces modifications spectrales sont dues à la dispersion chromatique (dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde) et aux effets non linéaires, principalement l'auto modulation de phase (effet Kerr). La non contribution des autres effets non linéaires propres à la propagation d'impulsions laser dans de telles fibres est due à la faible intensité lumineuse disponible par le système expérimental utilisé (fortes absorptions de l'impulsion par le cristal doubleur et par le filtre KG5).

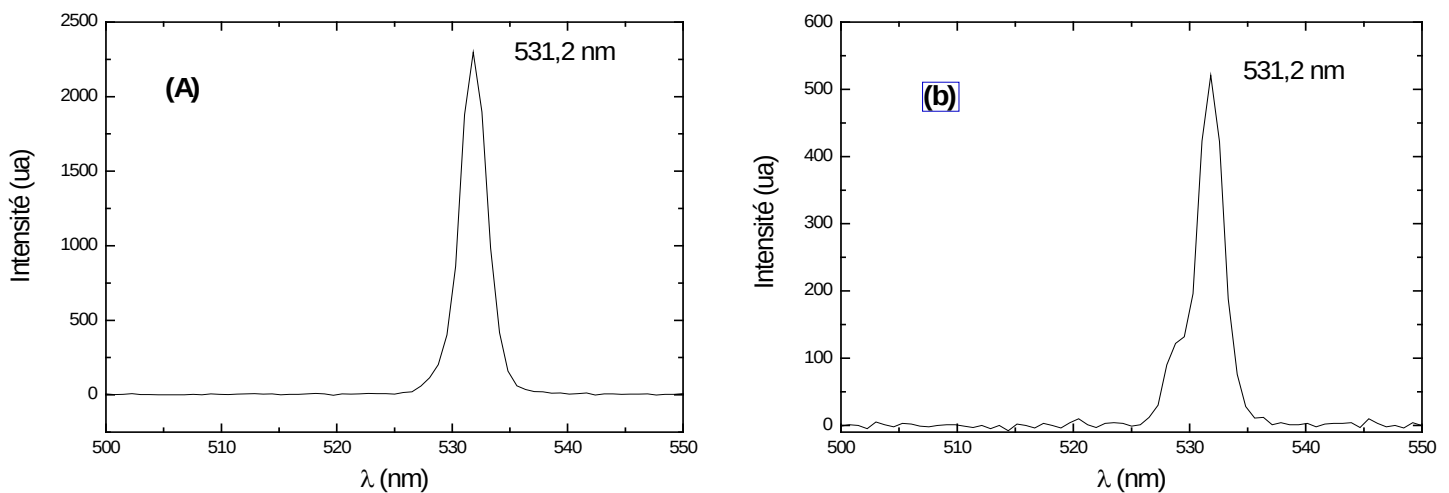


Fig. IV-21 Spectre illustrant la forme de l'impulsion laser avant (a) et (b) après passage dans la fibre

optique

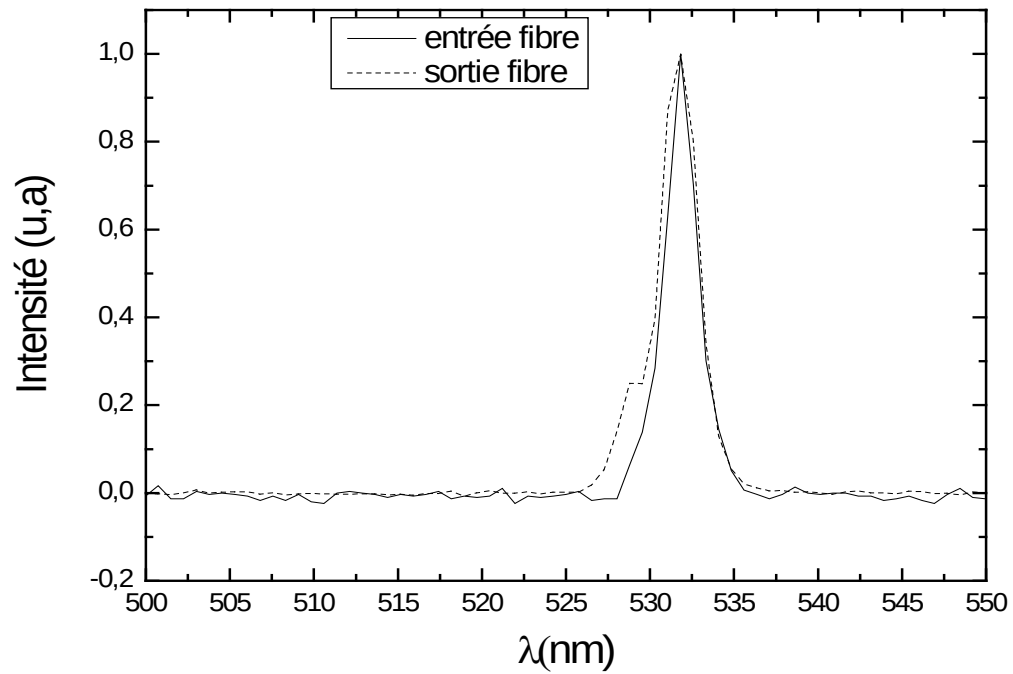


Fig. IV-22 Spectres illustrant la forme de l'impulsion laser seconde harmonique après et avant passage dans la fibre optique

CONCLUSION GENERALE

L'étude théorique et expérimentale du fonctionnement du laser Nd-YAG avec une cellule de Pockels montre que les caractéristiques de l'émission dépendent des paramètres de contrôle liés aussi bien au laser lui-même qu'à la cellule de modulation et de déclenchement. En particulier, nous avons étudié l'influence de la tension V_{po} et du retard de commutation de la cellule de Pockels, de l'énergie de pompage E_p du milieu actif et du mode d'oscillation dans le résonateur optique sur la forme, la durée et l'énergie de sortie des impulsions obtenues.

L'étude de ces paramètres nous à aussi permis de mettre en évidence le processus de **coexistence** des deux régimes de fonctionnement (relaxé et Q-Switch) du laser pour une tension de basculement $V_{po}=1,8$ KV induisant une fermeture partielle de l'interrupteur optique.

L'optimisation des valeurs de V_{po} , τ_{retard} et E_p a conduit à l'obtention d'impulsions ayant des durées $\tau_p = (12.8 \pm 2)$ ns pour le mode non sélectif et $\tau_p = (8.4 \pm 0.4)$ ns pour le mode Gaussien. L'énergie de sortie est alors de $E_s=53$ mJ pour le premier cas et $E_s= 6$ mJ dans le second. Il est à noter que la valeur optimale de V_p assure un basculement de la polarisation du champ électromagnétique de 90° (Q-Switching total).

Une fois la configuration du système expérimental optimisée, nous avons procédé dans une deuxième étape à l'étude de la propagation des impulsions nanoseconde dans un matériau inorganique et non linéaire tel que le KTP. Nous nous sommes intéressés à la génération de la radiation de la seconde harmonique. Les caractéristiques structurales et temporelles de cette impulsion ont été analysées puis comparées à celles de l'impulsion à la longueur d'onde fondamentale. Conformément aux prévisions théoriques, l'analyse de la durée des impulsions à la seconde harmonique est plus courte que celle à la fréquence fondamentale et cela par un facteur de l'ordre de $\sqrt{2}$.

Enfin, dans la dernière partie nous avons injecté l'impulsion laser verte de la seconde harmonique dans une fibre optique monomode de $3\mu m$ de diamètre de cœur et de $0,64\mu m$ de longueur d'onde de coupure. Cette injection nous à permis de constater des modifications sur la structure spectrale de l'impulsion laser. Ces modifications sont liées à la dispersion chromatique et aux effets non linéaires du troisième ordre de l'effet Kerr.

ANNEXE I

LE Q-SWITCH ELECTROPTIQUE

Durant l'impulsion du flash, une tension $V_{\frac{\lambda}{4}}$ est appliquée à la cellule pockels de sorte que la lumière linéairement polarisée passant à travers le polariseur devient circulairement polarisée à sa sortie de la cellule. Après sa réflexion sur le miroir de fond, le faisceau repasse encore à travers la cellule en sens inverse du premier passage, subit un autre retard de $\frac{\lambda}{4}$, devenant cette fois-ci linéairement polarisée mais tournée de 90° par rapport à sa direction d'origine, le double passage à travers la cellule de pockels crée un retard de $\frac{\lambda}{4} + \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}$. Vers la fin de l'impulsion du flash, le voltage appliqué à la cellule est supprimé ou commuté permettant ainsi à l'ensemble polariseur-cellule de laisser passer un faisceau linéairement polarisé, l'oscillation dans la cavité se réalise et après un délai court, une impulsion en Q-Switch est émise de la cavité.

Sur la figure I-1, sont représentées les différentes étapes montrant le cheminement du faisceau laser dans la cavité et son changement de polarisation du à l'action conjointe du cristal, du miroir de fond et du polariseur [19].

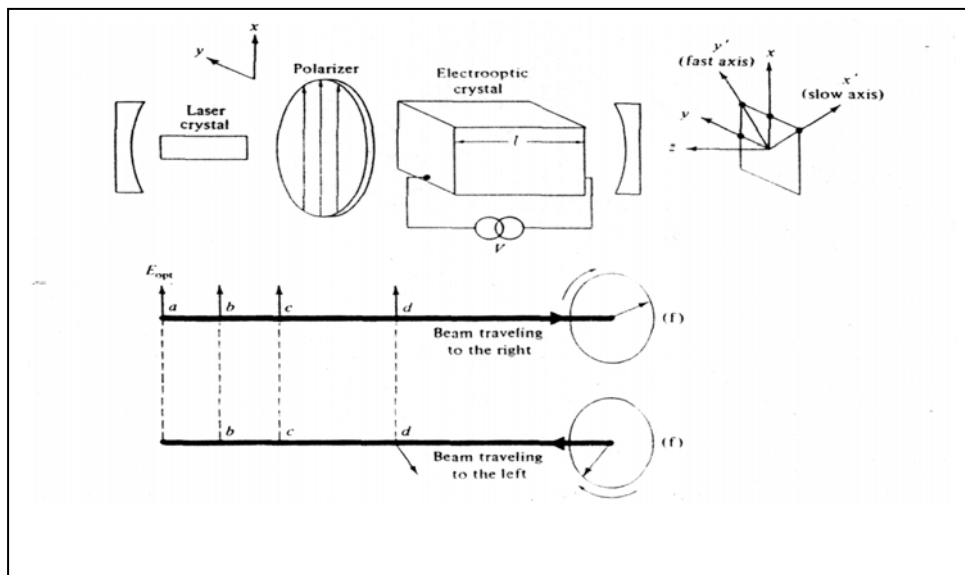


Fig.1 Action du voltage sur la polarisation du faisceau laser dans un cristal électro-optique

La nature de la polarisation du faisceau lumineux peut être déterminée en supposant que le faisceau est constitué d'ondes planes et harmoniques et en ajustant l'origine sur l'axe Oz à **chaque étape et après chaque composant**. On a alors :

Au point d : Les composantes du champ électrique E sont données par :

$$\begin{aligned} \text{On} \quad E'_x &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos wt \\ E'_y &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos wt \end{aligned} \quad (1)$$

E(d) est polarisé linéairement et parallèlement à l'axe de transmission du polariseur

Au point F : Après la traversée du cristal jouant le rôle d'une lame quart d'onde, le faisceau parcourt la distance l du cristal et les deux composantes deviennent en tenant compte du déphasage de $\frac{\pi}{2}$:

$$\begin{aligned} E'_x &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(wt + kl + \frac{\pi}{2}) = -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \sin(wt + kl) \\ E'_y &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(wt + kl) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(wt + kl) \end{aligned} \quad (2)$$

Ces expressions montrent que le faisceau est circulairement polarisé.

Après réflexion sur le miroir de fond : le faisceau est dirigé vers la gauche

Au point F : Les composantes changent de signe et le faisceau reste circulairement polarisé dans le sens opposé au premier:

$$\begin{aligned} E'_x &= -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(wt + kl + \frac{\pi}{2}) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \sin(wt + kl) \\ E'_y &= -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(wt + kl) \end{aligned} \quad (3)$$

Au point d : Après un deuxième passage à travers la cellule de pockels, les composantes subissent un deuxième déphasage de $\frac{\pi}{2}$ de sorte que finalement le faisceau devient linéairement polarisé, mais son vecteur champ **E** a tourné de 90° par rapport à sa polarisation initiale :

$$\begin{aligned} E'_x &= -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(wt + kl + \pi) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(wt + kl) \\ E'_y &= -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(wt + kl) \end{aligned} \quad (4)$$

ANNEXE II

FORMALISME ET EQUATION DE PROPAGATION NON LINEAIRE

Les phénomènes optiques non linéaires peuvent être décrits par l'intermédiaire des équations de Maxwell dans un milieu dépourvu de charge et de courant électriques ::

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r} \cdot \vec{t}) &= 0 & \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r} \cdot \vec{t}) &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r} \cdot \vec{t}) &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}(\vec{r}, \vec{t}) & \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r} \cdot \vec{t}) &= -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}(\vec{r}, \vec{t})\end{aligned}\quad (1)$$

$\vec{E}(\vec{r} \cdot \vec{t})$ est le champ électrique, $\vec{H}(\vec{r} \cdot \vec{t})$ l'excitation magnétique, $\vec{D}(\vec{r} \cdot \vec{t})$ est le vecteur déplacement électrique et $\vec{B}(\vec{r} \cdot \vec{t})$ l'induction magnétique. La réponse du milieu aux excitations $\vec{E}(\vec{r} \cdot \vec{t})$ et $\vec{H}(\vec{r} \cdot \vec{t})$ est donnée par les relations constitutives qui dans le cas d'un milieu diélectrique idéal s'écrivent :

$$\vec{D}(\vec{r} \cdot \vec{t}) = \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, \vec{t}) + \vec{P}(\vec{r}, \vec{t}) \quad \vec{B}(\vec{r} \cdot \vec{t}) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, \vec{t}) \quad (2)$$

Où μ_0 est la perméabilité du vide. Ce jeu de six équations permet d'établir l'équation de propagation du champ électromagnétique

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r} \cdot \vec{t}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, \vec{t})}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}(\vec{r}, \vec{t}) \quad (3)$$

Lorsqu'on applique un champ électrique suffisamment faible à un milieu diélectrique, la polarisation est caractérisée par la susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ du milieu qui est un tenseur d'ordre deux :

$$\vec{P}^l(\vec{r}, \vec{t}) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(\vec{r}, \vec{t}, \tau) : \vec{E}(\vec{r}, \vec{t}) \partial \tau \quad (4)$$

Lorsque le champ exciteur devient plus intense, la polarisation s'écrit en fonction du champ électrique de la manière suivante :

(5)

$$\bar{p}(\vec{r}, \vec{t}) = \bar{p}^L(\vec{r}, \vec{t}) + \bar{p}^{NL}(\vec{r}, \vec{t}) = \bar{P}^L(\vec{r}, \vec{t}) + \sum_{I=2}^{\infty} \bar{P}^{(I)}(\vec{r}, \vec{t})$$

Avec

$$\bar{p}^{(i)}(\vec{r}, \vec{t}) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} d\tau_i \chi^{(i)}(\vec{r}, t, \tau_1, \dots, \tau_i) : \vec{E}(\vec{r}, \tau_1) \dots \vec{E}(\vec{r}, \tau_i) \quad (6)$$

La $\chi^{(i)}$ susceptibilité d'ordre (i) est un tenseur d'ordre (i+1). La forme de (6) nous suggère de nous placer dans l'espace des fréquences. Dans ce cas, la relation liant $\bar{P}(\vec{r} \cdot \vec{t})$ et $\vec{E}(\vec{r} \cdot \vec{t})$ devient plus simple :

$$\bar{p}(\vec{r}, \vec{t}) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\vec{r}, -\omega; \omega) : \vec{E}(\vec{r}, \omega) + \sum_{i=2}^{\infty} \varepsilon_0 \chi^{(i)}(\vec{r}, -\omega; \omega_1, \dots, \omega_i) : \vec{E}(\vec{r}, \omega_1) \dots \vec{E}(\vec{r}, \omega_i) \quad (7)$$

Avec pour chaque valeur de

$$\omega = \sum_{p=1}^p \omega_p \quad (8)$$

Remarquons que, dans cette expression, que les fréquences ω_p peuvent prendre des valeurs positives, négatives ou nulles. Le lien entre $\vec{E}(\vec{r} \cdot \omega)$ et $\vec{E}(\vec{r} \cdot \vec{t})$ est donné par :

$$\vec{E}(\vec{r} \cdot \vec{t}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\vec{r}, \omega) e^{i\omega t} dt \quad \text{Et} \quad \vec{E}(\vec{r} \cdot \vec{t}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega t} d\omega \quad (9)$$

On peut maintenant réécrire l'équation de propagation (3) pour chaque composante de Fourier oscillant à la fréquence ω :

$$\boxed{\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r} \cdot \vec{t}) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}, \omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \omega^2 \mu_0 \bar{P}^{NL}(\vec{r}, \omega)} \quad (10)$$

- Nous supposons le milieu non linéaire homogène, c'est-à-dire que la constante diélectrique ne dépend pas de la variable $\mathbf{r}$.
- Nous considérons également l'hypothèse que toutes les ondes se propagent de manière colinéaire selon une direction notée z.
- Les différentes ondes en interaction non linéaire se propagent dans un seul sens.
- Enfin, nous supposons que les ondes sont planes, polarisées linéairement et oscillant toutes dans un plan orthogonal à la direction de propagation. Le problème devient alors scalaire et l'équation de propagation (10) s'écrit alors :

$$\boxed{\frac{\partial^2 E(z, \omega)}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(z, \omega) E(z, \omega) = -\omega^2 \mu_0 P^{NL}(z, \omega)} \quad (11)$$

Le fait que les ondes se propagent dans un sens unique permet de faire l'approximation de l'enveloppe lentement variable :

$$\left| \frac{\partial^2 A_\omega(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2K_\omega \frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} \right| \quad (13)$$

L'équation de propagation de l'enveloppe du champ électrique s'écrit alors :

$$\frac{\partial A_\omega(z)}{\partial z} = \frac{j\omega\mu_0 c}{2n_\omega} p_\omega^{(n)}(z) e^{j\Delta K z} \quad (14)$$

La forme de l'équation (14) suppose que l'enveloppe ne dépend pas du temps. Dans le cas où l'on s'intéresse à la propagation d'impulsions ultra brèves, cette description est inadaptée et il faut alors revenir à l'expression (10). Dans le cadre de l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable, on doit alors considérer également la dépendance temporelle :

$$\left| \frac{\partial^2 p_\omega^{(n)}(z, t)}{\partial t^2} \right| \ll \left| 2\omega \frac{\partial p_\omega^{(n)}(z, t)}{\partial t} \right| \ll \left| \omega^2 p_\omega^{(n)}(z, t) \right| \quad (15)$$

On montre alors que l'équation de propagation non linéaire de l'impulsion s'écrit :

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \left| \frac{\partial}{\partial t} \right| \right] A_\omega(z, t) = \frac{j\omega}{2n_\omega \varepsilon_0 c} p_\omega^{(n)}(z, t) e^{j\Delta K z} \quad (16)$$

Où $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial K}$ est la vitesse de groupe.

Dans le cas général, la polarisation non linéaire apparaît donc comme un terme de perturbation dans l'équation de propagation de la lumière.

ANNEXE III

MELANGE A TROIS ONDES

On peut écrire la polarisation non linéaire d'ordre deux de la manière suivante :

$$P_i^{(2)}(\omega_n) = \sum_{ik} \sum_{np} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega; \omega_n, \omega_p) E_j(\omega_n) E_k(\omega_p) \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \omega_m &= \omega_n + \omega_p \\ m &= 1, 2, 3 \end{aligned}$$

Les quantités $E_j(\omega_n)$ représentent les composantes cartésiennes du champ $\vec{E}(\omega_n)$. De nombreuses simplifications interviennent dans l'expression de la susceptibilité non linéaire lorsque l'on prend en compte les propriétés des matériaux utilisés :

- Règles de symétrie. Il est intéressant de signaler à ce stade que seuls les matériaux non Centrosymmetriques possèdent une non linéarité d'ordre deux.
- Transparence du milieu, qui donne les relations de Kleinmann traduisant l'aspect non dispersif de la susceptibilité non linéaire.

Dans la suite, nous supposons que le problème est scalaire. Ceci a pour conséquence l'introduction d'une susceptibilité non linéaire effective $\chi^{(2)}$ caractérisant de manière quantitative le couplage non linéaire. A chaque fréquence est associé un terme de la polarisation non linéaire :

$$\text{- terme en } \omega_3 : P^{(2)}(z, \omega_3) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) A_1(z) A_2(z) e^{j(K_1 + K_2)z} + cc \quad (2)$$

$$\text{-terme en } \omega_2 : P^{(2)}(z, \omega_2) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_2; -\omega_1, \omega_2) A_1^*(z) A_3(z) e^{j(K_3 - K_1)z} + cc \quad (3)$$

$$\text{- terme en } \omega_1 : P^{(2)}(z, \omega_1) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 K \chi^{(2)}(-\omega_1; -\omega_2, \omega_3) A_2^*(z) A_3(z) e^{j(K_3 - K_2)z} + cc \quad (4)$$

Ayant maintenant l'expression de la polarisation non linéaire, nous pouvons nous intéresser à la propagation des différentes composantes spectrales de l'enveloppe du champ électrique :

$$\begin{aligned}\frac{dA_1(z)}{dz} &= \frac{j\omega_1}{2cn_1} \chi^{(2)} A_2^*(z) A_3(z) e^{j\Delta Kz} \\ \frac{dA_2(z)}{dz} &= \frac{j\omega_2}{2cn_2} \chi^{(2)} A_1^*(z) A_3(z) e^{j\Delta Kz} \\ \frac{dA_3(z)}{dz} &= \frac{j\omega_1}{2cn_3} \chi^{(2)} A_1^*(z) A_2(z) e^{-j\Delta Kz}\end{aligned}\tag{5}$$

Bibliographie

- [1] L. Trassov "physique des processus dans les générateurs de rayonnement optique cohérent" Edition Mir Moscou (1985)
- [2] S. Chaurasia, C.G. Murali. *Opt et Laser Technology*, 427,434(2008)
- [3] S.V. Voitikov, A.A. Demidovic., *Opt. Comm.*, (2005)
- [4] Direj, Kuizenga, A. Sigman. *Quan. Elec.* Vol 30. N11 (1970)
- [5] Sumei Wang, Qinan Li, Shifeng Du. *Opt. Comm*, 130,133 (2007)
- [6] Chalal Mochaned "Thèse de Magister" USTHB (2004)
- [7] A. Barsella, C.Lepers. *Opt. Comm* 381,389(2004)
- [8] W. Koechner *Rev. Sci. Inst* 41.1699 (1970)
- [9] J.E Murary, W.H. Lowdermik. *PACS.N* 42.60 (1980)
- [10] Dirk .Kuizenga. *QE. Vol* 6 (1970)
- [11] O.Ziane, S. Zaiba, N. Melikchi. *Opt.Comm* 273 (2007)
- [12] J-Y courtois " les lasers et leurs application" institue optique France.
- [13] Yi.Jiang , Ivan Tomo., *Opt.Lett*, Vol29,N10 (2004)
- [14] Paolo Vescovi, E.Merigo. *British Journal*, 628,632 (2007).
- [15] Tran x, Yee Soong, *Opt and Laser in Engi* 1099,1106 (2007)
- [16] Yicong Wu, Jinan Y. Qu, *Opt. Lett*, Vol 30, N22 (2005).
- [17] D.L. Mills " Nonlinear Optics " 2nd Edition Springer (1998)
- [18] Stéphane Pitois " thèse de doctorat" Bourgogne (2000)
- [19] A .Yariv, "Quantum Electronics" . 2nd Edition, H.R. Winston 327 (1975)
- [20] V.S. Letokhov *IEEE .J.QE.* 19,578 (1969)
- [21] O. Ziane " thèse de magister" USTHB(1985)
- [22] W.Kochner "Solid State Laser Engineering" Springer 2nd Edition (1999)
- [23] D.Dangoise, D.Hennequin. "les Laser" 1^{ere} Edition Springer (1998)
- [24] K.Battou, K.Ait Amour. *Opt.Comm* 189, 194 (2000).
- [25] Rachid Boushaki. " thèse de magister" USTHB(2005)

- [26] Nicols Treps “Milieu Anisotrope” Laser et Matière (2004)
- [27] J.P Huignard “l’effet Electrooptique“ Ecole d’été d’optoélectronique France(2000).
- [28] A. Carencu. (composants actifs, école d’été système optique France), 93 (1989).
- [29] Krista Jossten, Gerard Neinhuis. Opt.Comm 65, 69 (1999).
- [30] B.A. Langyel “Introduction a la physique du laser “ 1^{ere} Edition Springer (1968).
- [31] J.Degnan IEEE,QE,Vol 25, N2 (1989).
- [32] F. Sanchez “Optique non linéaire“ Université physique Edition Ellipses (1999).
- [33] Gacemi Aissa “ Thèse de Doctorat “ Alger (2006)
- [34] Paul Henri Pioger “ Thèse de doctorat “ France N38 (2004).
- [35] Fabrice Rainer “Optique non linéaire dans les cristaux photonique “, France (2004).
- [36] Thomas, P.A Phys. Conf ser 159(1989).
- [37] Boulanger, B Fev, J.P Delure. Opt. Phys., 32, 475 (1999).
- [38] R.R .Alfano, S.L Shapiro Phys. Rev, Lett 25,584 (1970).
- [39] Soraya Zaiba. “Thèse de Magister”. USTHB (2005).
- [40] Kuniko Mori . Heidhiko Takara J. Opt. Soc . Vol 18.N 12(2001)
- [41] Agrawal “Parametric Process “ 2^{end} Edition Academic press New York (1995)
- [42] Lazoul Mohamed “Thèse de Magister”. EMP (2008)
- [43] Julien Fantôme “ Thèse de Doctorat “ bourgogne (2004)
- [44] M.Yu. C.J McKinstrice Phys.Rev .Vol 48.N3 (1993)
- [45] Akira. Hasgawa. Opt. Lett. Vol 59. N 7 (1984).
- [46] Govind P. Agrawal. Phys.Rev.Vol 59.N 8 (1987)
- [47] Govind P. Agrawal. Phys.Rev.Vol 48.N 3 (1993)
- [48] Alexander Sauter, AntonioPicozzi. Renc du non linéaire (2005)
- [49] K.Tai, A.hasgawa, A.Tomita. Phys. Rev.Lett. Vol 56.N2. (1986)
- [50] K.Ait-Ameur, H.Ladjouze. J.Phys.D :Appl.Phys.21.1566 (1988)