



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne

pour le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1
Mention : Physique

Ecole doctorale Sciences de la Matière

présentée par

Corinne CHAUZAT

préparée dans l'unité de recherche CNRS UMR 6082 FOTON
Fonctions Optiques pour les Technologies de l'InformatiON
et dans l'entreprise Oxxius

Thèse soutenue à l'ENSSAT à Lannion

le 8 Janvier 2014

devant le jury composé de :

Pascal BESNARD

Professeur Université de Rennes 1/ ENSSAT / *président du jury*

Christian LERMINIAUX

Président de l'Université Technologique de Troyes / *rapporteur*

Pierre BENECH

Professeur à INP de Grenoble /IMEP-LaHC / *rapporteur*

Yann BOUCHER

Maître de conférence à l'ENIB / *examineur*

Daniel RYTZ

Docteur / Ingénieur industriel à FEE (RFA) / *examineur*

Thierry GEORGES

Docteur / Président Directeur Général à Oxxius / *examineur*

Christian DELAMARCHE

Professeur Université de Rennes 1/ ISCR / *examineur*

Jean-Claude SIMON

Professeur émérite Université Rennes 1/ ENSSAT / *directeur de thèse*

Patrice FÉRON

Professeur Université de Rennes 1/ ENSSAT / *co-directeur de thèse*

**Etudes expérimentales
de lasers microchips
à émission continue
mono-fréquence
à 553 nm et à 561 nm,
de puissance
supérieure à 200 mW**

Sommaire

Remerciements.....	9
Introduction	11
1^{ère} partie : Contexte et état de l'art	15
A. Différentes applications du laser à 561 nm et du laser à 553 nm	15
A.1 Microscopie en fluorescence.....	15
A.2 Comptage de particules : cytométrie en fluorescence en flux	16
A.3 Spectroscopie confocale à balayage laser	17
A.4 Spectroscopie Raman	18
A.5 Vélocimétrie Laser Doppler	19
A.6 Refroidissement d'atome de Baryum.....	19
B. Différentes technologies des lasers à 561 nm et à 553 nm	20
B.1 Lasers à gaz	20
B.2 Lasers à colorant.....	21
B.3 Lasers à semi-conducteurs	21
B.4 Oscillateurs Paramétriques Optiques (OPO)	22
B.5 Lasers à solide pompés par diode.....	24
B.6 Tableaux de synthèse	31
C. Bibliographie de la 1 ^{ère} partie	34
2^{ème} partie : Principes généraux des lasers DPSS doublés en fréquence	37
A. Problématique des cavités DPSS Oxxius à 561 nm et à 553 nm.....	37
A.1 Cahier des charges	37
A.2 Contraintes technologiques et environnementales	38
A.3 Choix du Nd:YAG comme cristal amplificateur.....	39
A.4 Description du type de cavité.....	41
A.5 L'élément polarisant	43
A.6 Description de la tête laser SLIM Oxxius.....	45
B. Effets non-linéaires.....	46
B.1 Généralités.....	46
B.2 Cas du doublage de fréquence (SHG) dans un cristal de type mm2.....	49
B.3 Paramètres de choix du cristal non-linéaire.....	53
B.4 Choix du cristal non-linéaire doubleur de fréquence	56
C. Etude théorique de la cavité laser Oxxius	64
C.1 Cavité laser infrarouge plan/plan.....	64
C.2 Cavité laser infrarouge plan/concave	67
C.3 Cavité Nd:YAG/ élément polarisant/ KTP	69
C.4 Cavité Nd:YAG/ lame de phase/ élément polarisant/ KTP.....	72
D. Bibliographie de la 2 ^{ème} partie	81
3^{ème} partie : Choix du procédé d'assemblage et des cristaux	83
A. Procédé d'assemblage : l'adhérence moléculaire.....	83
A.1 Principe.....	83
A.2 Etat de surface	84
A.3 Procédé d'adhérence et méthode.....	84
A.4 Contrôle de la qualité de l'adhérence	85
A.5 Rappel sur les causes de mauvaise adhérence et implications	86
B. Traitements et miroirs diélectriques	87
B.1 Forme des cristaux et contrôle de leur température	87
B.2 Seuil de dommage laser.....	89
B.3 Miroirs diélectriques externes	90
B.4 Traitements diélectriques internes	90
C. Dimensionnement et spécifications des cristaux	91

C.1 L'amplificateur	91
C.2 L'élément polarisant	102
C.3 Le cristal doubleur.....	108
C.4 Le filtre en quartz.....	119
D. Bibliographie de la 3 ^{ème} partie.....	124
4^{ème} partie : Mise en œuvre des cavités à 561 nm et à 553 nm	125
A. Mise en œuvre des cavités microchips à 561 nm	125
A.1 Test des cavités avec prismes collés	125
A.2 Test des cavités avec DPM.....	131
A.3 Test des cavités avec DPM à traitement diélectrique	132
A.4 Test des lasers complets à 561 nm de 200 mW à 500 mW	137
A.5 Conclusion.....	148
B. Mise en œuvre des cavités microchips à 553 nm	149
B.1 Test des cavités microchips à 553 nm.....	149
B.2 Test des lasers complets à 200 mW	153
B.3 Test de fonctionnement longue durée	160
B.4 Conclusion.....	162
C. Recherche des défauts de fiabilité	162
C.1 Recherche des défauts de fiabilité de la cavité microchip	162
C.2 Recherche des défauts de fiabilité du laser SLIM	164
D. Bibliographie de la 4 ^{ème} partie	169
Conclusion et perspectives	171
Abstract.....	175
Annexes.....	1

Table des illustrations

Figure 1 : Lasers disponibles dans la gamme spectrale visible	12
Figure 2 : Courbes d'absorption et émission des fluorophores PE, texasRed et APC.....	16
Figure 3 : Grain de pollen, Comparaison entre microscopie confocale et classique [6].....	17
Figure 4 : Exemple d'un spectre Raman du polypropylène [9].....	18
Figure 5 : Schéma des niveaux du Baryum [13].	19
Figure 6 : Exemple de montures de lasers à semi-conducteurs	22
Figure 7 : Schéma de principe d'un OPO simplement résonnant.....	22
Figure 8 : Schéma d'un OPO doublé en fréquence émettant entre 550 et 770 nm [23]	23
Figure 9 : Photo de l'expérience: à droite la cavité IR, à gauche la cavité visible [23]	23
Figure 10 : Architecture d'un laser OPSL [25]	25
Figure 11 : Schéma de principe du laser à fibre doublé en intra-cavité(a) ou en extra-cavité(b)	26
Figure 12 : Schéma d'un laser à fibre doublé en fréquence par un cristal de PPXX en externe	26
Figure 13 : Schéma d'un laser DPSS 532 nm classique doublé en fréquence [35]	28
Figure 14 : Photographie de l'intérieur d'un laser DPSS visible Compass Coherent.	29
Figure 15 : Représentation schématisée d'un laser DPSS visible Cobolt [36].....	29
Figure 16 : Représentation schématisée et photo d'un laser microchip visible Oxxius à 561 nm	30
Figure 17 : Schéma d'un laser 561 nm à base de Nd:YAG et de PPLN	30
Figure 18 : Schéma du laser 561 nm à base de Nd:KGd(WO ₄) ²	31
Figure 19 : Niveaux d'énergie pour la transition 1123 nm dans du Nd:YAG pompé à 808 nm	40
Figure 20 : Section efficace du Nd:YAG en fonction de la longueur d'onde [1]	41
Figure 21 : Schéma de principe d'une cavité microchip Oxxius.....	41
Figure 22 : Schéma de principe des paramètres ajustables d'une tête laser Oxxius	42
Figure 23 : Principe d'assemblage de l'élément polarisant de première génération	43
Figure 24 : Principe d'assemblage et découpe d'un DPM de 1 ^{ère} génération.....	44
Figure 25 : Principe d'assemblage et de découpe d'un DPM avec traitement diélectrique interne ...	44
Figure 26 : Description d'une tête laser SLIM Oxxius	45
Figure 27 : Photographie d'un laser DPSS 300 mW continu, monofréquence à 561 nm	46
Figure 28 : Principe de la génération de somme de fréquence (SFG).....	48
Figure 29 : Principe de la génération du doublage de fréquence (SHG)	49
Figure 30 : Efficacité de conversion et courbes d'accord de phase.....	53
Figure 31 : Surface des indices	54
Figure 32 : Types d'accord de phase par biréfringence de type I et II.....	55

Figure 33 : Calcul des indices de réfraction en fonction de la λ choisie et de l'angle de coupe.....	58
Figure 34 : Exemple de fenêtres de calcul de doublage de fréquence avec SNLO.....	59
Figure 35 : Orientation des axes des différents composants de la cavité microchip.....	60
Figure 36 : Photographie d'un cristal de KTP endommagé en intra-cavité par l'effet gray track.....	61
Figure 37 : Milieu amplificateur mis en cavité : effet des miroirs et du gain sur l'onde laser	65
Figure 38 : Schéma de la cavité laser plan/plan	66
Figure 39 : Conditions sur le gain et la fréquence.....	67
Figure 40 : Diagramme de stabilité d'une cavité laser [7]	68
Figure 41 : Allure du front d'onde gaussien dans la cavité.....	68
Figure 42 : Schéma de la cavité Nd:YAG/ élément sélectif polarisant/ KTP à 45°	70
Figure 43 : Modes susceptibles d'osciller dans une cavité avec un filtre de Lyot	72
Figure 44 : Schéma de principe de la cavité constituée d'un milieu actif de Nd:YAG,.....	72
Figure 45 : Modes susceptibles d'osciller dans une cavité avec un double filtre de Lyot.....	73
Figure 46 : schéma des interfaces décrivant la cavité microchip étudiée.....	75
Figure 47 : Etude du filtrage : schéma de la cavité microchip déployée	76
Figure 48 : Cartographie et profil 3D d'un cristal de KTP pouvant être contacté par adhérence moléculaire.....	86
Figure 49 : Cristal de Nd:YAG avec miroir Rmax d'entrée de cavité	87
Figure 50 : Cristal de KTP avec miroir Rmax de sortie de cavité	88
Figure 51 : Système de thermalisation du KTP	88
Figure 52 : Schéma de principe de la mise des effets de polarisation dans le Nd:YAG	92
Figure 53 : Spectre d'émission d'un cristal de Nd:YAG dopé à 1,1 mol % entre 1044 et 1084 nm ...	92
Figure 54 : Spectre d'émission d'un cristal de Nd:YAG dopé à 1,1 mol % entre 1100 et 1200 nm ...	93
Figure 55 : Schéma de principe de la mise des effets de polarisation dans le Nd:YAG	94
Figure 56 : Figure de biréfringence induite observée à l'aide d'un faisceau sonde He-Ne.....	95
Figure 57 : Description du disque de Nd:YAG.....	96
Figure 58 : Courbe de transmission du miroir déposé sur le Nd:YAG pour l'émission à 561 nm.....	96
Figure 59 : Courbe de transmission entre 1100 et 1150 nm du miroir du Nd:YAG pour l'émission à 561 nm	97
Figure 60 : Schéma de principe du banc optique de test et d'assemblage des cristaux.....	99
Figure 61 : Courbe de transmission du miroir déposé sur le Nd:YAG pour l'émission à 553 nm.....	101
Figure 62 : Photos comparatives des cavités réalisées avec un DPM et un DP.....	103
Figure 63 : Courbes de transmission entre 400 et 1400 nm pour un angle d'incidence de 56,5° ...	104
Figure 64 : Courbes de transmission entre 530 et 580 nm pour un angle d'incidence de 56,5°	105
Figure 65 : Principe du banc de test des éléments polarisants DPM.....	106
Figure 66 : Exemple de mesure d'un DPM pour 561 nm correctement réalisé.....	107
Figure 67 : Exemple de mesure obtenue pour un DPM mal réalisé.....	107
Figure 68 : Evolution des pertes sur les modes de cavité adjacents et à l'ISL	109
Figure 69 : Schéma de définition d'un cristal de KTP pour SHG à 561 nm	110
Figure 70 : Courbe de transmission du miroir déposé sur le KTP pour SHG à 561 nm.....	110
Figure 71 : Puissance obtenue à 561 nm en fonction de l'angle de coupe du cristal de KTP	112
Figure 72 : Puissance obtenue à 561 nm en fonction de l'angle de coupe du cristal de KTP du lot 4	112
Figure 73 : Courbe de transmission du miroir déposé sur le KTP pour SHG à 553 nm.....	114
Figure 74 : Spectre visible correspondant mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre ANDO visible	115
Figure 75 : Spectre infrarouge correspondant mesuré à l'aide d'un ANDO visible	116
Figure 76 : Variation des pertes créées sur les modes adjacents et sur les modes à l'ISL	120
Figure 77 : Description de la lame de phase en quartz	121
Figure 78 : Variation des pertes créées sur les modes adjacents et sur les modes à l'ISL	122
Figure 79 : Description des parties amplificatrice et doublante des premières cavités à 561 nm... ..	126
Figure 80 : Taches de retour sur la cible de contrôle de fermeture de cavité.....	126
Figure 81 : Photographie d'une cavité laser Oxixus de première génération	126
Figure 82 : Cavité 561 nm en cours de test sur le banc d'assemblage	127
Figure 83 : Puissance stable à 561 nm avec les versions collées pour les 38 échantillons testés ..	128
Figure 84 : Taux de polarisation obtenu à 561 nm avec les versions collées.	129
Figure 85 : Exemple de spectre obtenu avec un analyseur de spectre Q8341 Advantest	130
Figure 86 : Longueur d'onde mesurée avec les versions collées	130
Figure 87 : Exemple de bruit de battement pour un laser bi-mode	131
Figure 88 : Photo de l'assemblage cristallin AMR avec l'élément polarisant DPM	132
Figure 89 : Structure de la cavité microchip AMR avec lame d'onde 18 λ	133
Figure 90 : Puissance stable à 561 nm à la sortie des microchips AMR avec lame d'onde 18 λ	133
Figure 91 : répartition des taux de polarisation à la sortie des microchips avec lame d'onde 18 λ	134
Figure 92 : Trajets des faisceaux à 561 nm dans la cavité microchip.....	135
Figure 93 : Cavité microchip optimisée pour la haute puissance avec lame de phase de 21,5 λ	136
Figure 94 : Répartition des puissances à la sortie des microchips avec lame de phase 21,5 λ	137
Figure 95 : Répartition du taux de polarisation à la sortie des microchips avec lame de phase 21,5 λ	137
Figure 96 : Variation de la longueur d'onde en fonction de la température du cristal de KTP	138
Figure 97 : Signature du laser testé avec St2 = 26 °C pour St3 de 26 à 34 °C	139
Figure 98 : Mini-signatures du laser à 553 nm à St2 = 25,70 °C pour St3 de 32 à 34 °C.....	140

Figure 99 : Spectres mono-fréquence à 500 mW avec les OSA Advantest et Ando.....	141
Figure 100 : Variation de la puissance émise à 561 nm en fonction de la puissance de pompe	141
Figure 101 : Variation de la puissance émise à 561 nm en fonction du temps à tout fixe	142
Figure 102 : Stabilité de puissance pendant 16 heures avec rampe de T_{semelle} de 15 °C à 45 °C.....	145
Figure 103 : Démarrages successifs avec rampe de T_{semelle} de 15° à 45°	145
Figure 104 : Spectre mono-fréquence à 300 mW	146
Figure 105 : Tâche et profils du laser après collimation en sortie de boîtier SLIM	147
Figure 106 : Photo d'un laser microchip émettant à 553 nm.....	149
Figure 107 : Variation de la puissance et de la longueur d'onde en fonction de P_{pompe}	150
Figure 108 : Spectres de sortie mono-fréquences d'un laser 553 nm émettant	151
Figure 109 : Formes du spectre en fonction des températures de consigne.....	152
Figure 110 : Profil typique d'un faisceau à 553 nm.....	153
Figure 111 : Exemple de signature d'un laser microchip 553 nm	155
Figure 112 : Stabilité de puissance d'un laser à 553 nm sous rampes 15° - 45°	155
Figure 113 : Démarrages multiples d'un laser à 553 nm à différentes températures semelle.....	156
Figure 114 : Stabilité de puissance après démarrage dit « à froid » (stabilité +/- 0,46%)	157
Figure 115 : Stabilité de puissance pendant 339 heures sur un radiateur ventilé.....	161
Figure 116 : Stabilité de longueur d'onde et de température KTP pendant 339 heures	161
Figure 117 : Photographie d'un faisceau à 561 nm constellé.....	164
Figure 118 : Tâche de « pollution » observée sur une face d'entrée de lame de renvoi.....	164
Figure 119 : (a) Auréole de solvant déposé: diamètre 90 μm , (b) Poussière : diamètre 25 μm	165
Figure 120 : Variation de la puissance des lasers 300 mW à 561 nm en fonction du temps.....	165
Figure 121 : Variation du courant des diodes de pompe en fonction du temps	166
Figure 122 : Variation de la température du KTP en fonction du temps	166
Figure 123 : Variation de la longueur d'onde des lasers en fonction du temps	167
Figure 124 : Signature du laser avant et après passage en enceinte climatique entre 25 °C et 60 °C	168

Table des tableaux

Table 1 : Lasers à gaz émettant dans la bande spectrale 540-600 nm	21
Table 2 : Tableau comparatif des sources et lasers émettant à 561 nm.....	32
Table 3 : Tableau comparatif des sources et lasers émettant à 553 nm.....	32
Table 4 : spécifications optiques et mécaniques des lasers DPSS Oxixus à 561 nm et à 553 nm ...	38
Table 5 : Cristaux non-linéaires pour génération de seconde harmonique à 561 nm ou à 553 nm.....	63
Table 6 : Indices et épaisseurs des cristaux de la cavité simple filtre de Lyot	70
Table 7 : Indices et épaisseurs des cristaux utilisés dans la cavité à double filtre de Lyot	74
Table 8 : Liste des pics de fluorescence observés avec un disque de Nd:YAG dopé à 1,1 %	93
Table 9 : Tableau des différents cristaux de Nd:YAG testés	98
Table 10 : Vérification des spécifications des miroirs dichroïques par lot de Nd:YAG	100
Table 11 : Spécifications du miroir interne déposé pour DPM à 561 nm.....	104
Table 12 : Résultats de test des différents lots de KTP approvisionnés	111
Table 13 : Tableau de résultats de test des 6 KTP pour le 553 nm	115
Table 14 : Longueurs d'onde mesurées à la sortie d'un KTP orienté pour 553 nm	117
Table 15 : Tableau explicatif des raies visibles observées	118
Table 16 : Tableau des raies fondamentales Raman observées	118
Table 17 : Pertes créées par la lame demi-onde de $21,5 \lambda$ sur les raies naturelles du Nd:YAG.....	120
Table 18 : Pertes créées par la lame d'onde de 23λ sur les raies naturelles du Nd:YAG	122
Table 19 : Tableau des lasers SLIM à 561 nm émettant 300 mW	144
Table 20 : Statistiques des paramètres obtenus avec les lasers SLIM 561 nm 200 mW	147
Table 21 : Statistiques des paramètres obtenus avec les lasers SLIM 561 nm 300 mW	148
Table 22 : Variation de la puissance et de la longueur d'onde en fonction de P_{pompe}	150
Table 23 : Rappel du cahier des charges du laser à 553 nm.....	154
Table 24 : Mesures de paramètres obtenus avec les lasers SLIM 553 nm 200 mW	158
Table 25 : Mesures de paramètres obtenus avec les lasers SLIM 553 nm 200 mW	158
Table 26 : Mesures de paramètres de faisceau obtenus avec les lasers SLIM 553 nm 200 mW	159
Table 27 : Statistiques des paramètres mesurés avec les lasers SLIM 553 nm 200 mW	160
Table 28 : Statistiques de conformité des lasers microchips à 561 nm testés.....	163

A Jean-Pascal, Auristelle et Aymeric

A Maminette

« Dans le cœur de tout cristal, il y a un rayon qui sommeille ».

Michel Friedmann, 1971

Remerciements



Ce travail de thèse présente une partie des travaux que j'ai effectués pendant 5 années en tant que responsable du laboratoire de R&D optique à Oxxius. Je tiens à remercier monsieur Thierry Georges, Président Directeur Général d'Oxxius, tout d'abord pour m'avoir fait confiance, et ensuite, pour m'avoir autorisée à rédiger cette thèse (après mon licenciement économique). Thierry, sans toi cette thèse n'aurait bien évidemment pas été possible. Les lasers 561 nm et 553 nm pompés par diode n'auraient pas vu le jour sans les études théoriques que tu as réalisées.

Je remercie messieurs Jean-Claude Simon et Patrice Féron mes co-directeurs de thèse pour leur accueil au sein du laboratoire CNRS FOTON, pour leurs bons conseils et pour toutes les discussions enrichissantes que j'ai eues avec eux.

Je remercie messieurs les professeurs Christain Lerminiaux et Pierre Benech d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse.

Messieurs les professeurs Pascal Besnard, Yann Boucher, Christian Delamarche et monsieur Daniel Rytz, je vous suis très reconnaissante d'avoir accepté d'être membre du jury.

Mes plus sincères remerciements vont à l'ensemble des membres du laboratoire de R&D d'Oxxius :

- Julien et Nicolas, merci pour votre calme, votre humour, votre persévérance et pour votre aide au niveau de la théorie des lasers. Que d'heures passées à analyser comment telle ou telle cavité UV ou orange réagissait ! Que de minutie dans l'assemblage de cavités qui ne faisaient que ce qu'elles voulaient ! J'admire le travail de modélisation qui a suivi et les produits qui en ont et vont en découler.
- Je te remercie ô toi Armel, grand prêtre des cristaux, pour ton rire matinal et pour tout le travail de Qualité que tu as accompli. Ta grande maîtrise de la diplomatie face au grand maître de la Production m'a été d'un grand secours.
- Aurélia et Gilles, mes compagnons de bureau, qu'aurais-je fais sans votre soutien? Les blagues du Chat et le sourire d'Aurélia m'accueillaient en fanfare tous les matins. Quant aux blagues de Gilles, elles mettaient un peu de « légèreté » dans nos discussions techniques.
- Que dire de mes Tech préférés ? Damien (plongeur émérite), Guillaume (photographe d'art) et Guy (marin pêcheur, roi de la débrouille), je vous remercie pour votre aide technique et pour le travail de fourni que vous avez fournis jour après jour.

- Je remercie Julien, Olivier et Yohann, les rois du soft embarqué et du paramétrage des lasers, pour leur grande patience pendant la phase d'amélioration du procédé de fabrication des cavités. « Faire, refaire et parfaire » était notre devise...
- Je tiens aussi à remercier tous les « petits gars de la Prod » : Céline, Rozenn et Marie-France, Ronan, Philippe, Nicolas et Christian. Je n'aurais pas pu réaliser l'étude statistique sur les lasers 561 nm sans votre collaboration.

Je vous souhaite à tous un avenir radieux.

Je remercie tout particulièrement Sophie et Daniel pour leur gentillesse et leur patience. Ils m'ont fait découvrir les rouages de la fabrication des cristaux non-linéaires et de l'adhérence moléculaire : minutie, patience et savoir-faire. Je n'oublierai jamais cette soirée sur les hauteurs de Idar-Oberstein, en Rhénanie Palatinat : le restaurant « le Cristal », la vallée embrumée et le morceau de Carmen que Daniel nous a interprété au cor des Alpes...

Merci aussi à mes enfants et à tous les amis qui m'ont soutenue pendant toutes ces années.

Un grand bisou affectueux à toi, Maminette, qui aurait bien aimé relire cette thèse. Mais les années nous ont rattrapées... On ne vit qu'une fois me disais-tu ! Alors autant croquer la vie à pleines dents.

Finalement, je tiens à remercier, de tout cœur, mon très cher époux, Jean-Pascal, pour son soutien dans cette aventure. Décider d'obtenir un doctorat au bout de 25 ans de carrière, est-ce bien raisonnable?

Rien n'est raisonnable, tout n'est que passion et détermination...

Introduction



Depuis quelques années, de nouvelles applications touchant à la biotechnologie et à la nanotechnologie ont accru la demande de lasers émettant dans la gamme spectrale 550-570 nm. De plus en plus d'applications dans le domaine de la métrologie requièrent des sources lasers visibles ayant un rayonnement monochromatique de puissance supérieure à 150 mW à 561 nm et à 553 nm.

Historique

Les lasers à gaz ont constitué les premières sources laser commerciales émettant de manière continue dans les domaines du visible. Si l'on s'intéresse plus particulièrement à la bande spectrale située entre 540 nm et 600 nm, on se rend compte que seuls le laser Krypton (568,2 nm) et le laser He-Ne (543 nm, 593 nm) étaient disponibles.

Puis vers les années 1970, sont apparus les lasers à colorants fluorescents. Ces lasers sont très intéressants pour une utilisation dans un laboratoire de recherche car ils sont facilement accordables et peuvent fournir de façon continue toutes les longueurs d'onde de cette gamme spectrale. Ils deviennent cependant très complexes si l'on souhaite que leur raie d'émission soit mono-fréquence. Leurs dimensions sont très importantes et leur maintenance relativement contraignante (remplacement du solvant et du colorant, maintenance du laser de pompe et du système de refroidissement). Ils sont donc difficilement intégrables dans un système de métrologie portatif.

Peu de temps après, les lasers à solide pompé par lampe flash continue ont été introduits. Ils présentaient les mêmes contraintes (fragilité, durée de vie...) que les lasers à gaz. Au milieu des années 1990, le développement des diodes laser à semi-conducteurs puissantes et fiables, émettant à 800 nm ou à 950 nm, a donné un essor à cette technologie et engendré de nouvelles architectures de laser à solide. Le laser solide à base de cristal de Nd:YAG a été le premier à en bénéficier car la longueur d'onde de ces diodes puissantes correspond aux pics d'absorption maximaux du Nd:YAG. Les lampes flash ont ainsi été remplacées avantageusement par des diodes émettant à 808 nm créant le DPSSL (Diode Pumped Solide State Laser). Le doublage en fréquence permet d'obtenir des émissions dans le visible. Ainsi, le laser solide à base de cristal de Nd:YAG émettant à 1064 nm est doublé en fréquence pour obtenir une émission à 532nm. Cette longueur d'onde est largement utilisée dans l'industrie et dans le domaine médical.

Contrairement aux lasers à colorants, les lasers à solides pompés par diode(s) peuvent atteindre de très hauts niveaux de compacité tout en gardant des qualités spatiales de faisceau équivalentes à celle des lasers à gaz. Ils ne nécessitent aucune maintenance, possèdent des durées de vie importantes (durée de vie des diodes de pompe > 10 000 heures) et montrent des rendements électrique/optique sans égal (> 10% pour des lasers visibles). Ils ne peuvent cependant émettre qu'une série de raies imposées par le cristal utilisé et ils ne sont donc pas continûment accordables.

Le remplacement des lasers à colorant au profit de lasers solides doublés en fréquence, dans la gamme spectrale du visible comprise entre 540 et 600 nm, constitue donc un enjeu industriel considérable tant les applications sont nombreuses et le parc à approvisionner important.

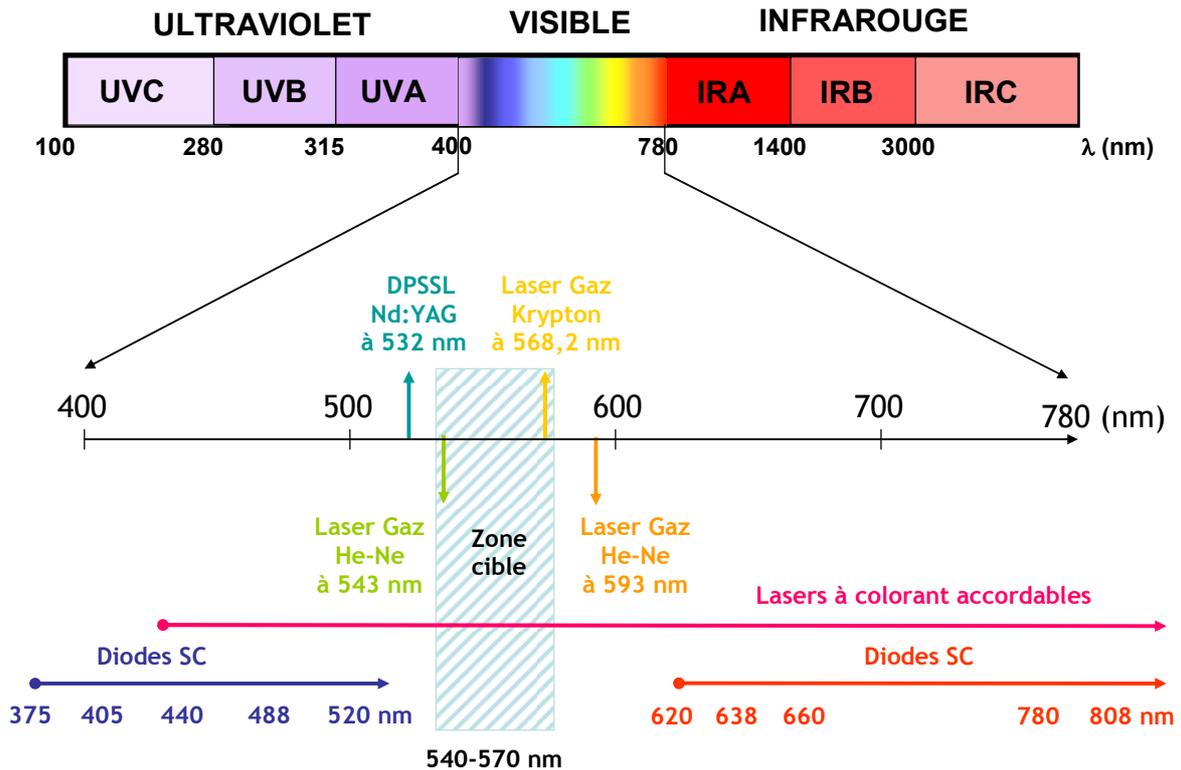


Figure 1 : Lasers disponibles dans la gamme spectrale visible

Contexte et objectif de la thèse

L'objectif de cette thèse est l'étude approfondie d'une solution permettant de réaliser des lasers solides ultra-compacts émettant une raie d'émission pure à 561 nm ou à 553 nm. Cette thèse présente une architecture nouvelle de cavité laser monolithique, contenant un double filtre de Lyot, qui permet l'oscillation d'une raie mono-fréquence d'une puissance continue supérieure à 200 mW à ces deux longueurs d'onde.

Cette étude a été initialement motivée par le remplacement des lasers à gaz et à colorant se situant dans la gamme 550-570 nm. Elle a abouti à une architecture, brevetée par la société Oxixus, de laser solide de type microchip pompé par diode. Ces lasers microchips sont, entre autres, composés d'une cavité laser à base de cristal de Nd:YAG émettant à 1123 nm (ou à 1106 nm) et d'un cristal non-linéaire permettant de générer, en intra-cavité, une onde de seconde harmonique visible à 561 nm (ou à 553 nm). Ils sont assemblés par adhérence moléculaire et ne contiennent aucune partie mobile. Leurs caractéristiques du profil de faisceau et le caractère mono-fréquence de leur spectre d'émission font que ces lasers microchips sont parfaitement dédiés à des applications liées à la métrologie, la nanotechnologie, les biotechnologies et la recherche médicale. Suite à cette étude, ces lasers ont été industrialisés et font partie du portfolio des lasers compacts Oxixus.

Ces lasers microchips émettent en continu plus de 200 mW et sont stabilisés en puissance à +/- 1 % pour une gamme de température ambiante allant de +5 à +45 °C. La raie d'émission est d'une haute pureté spectrale (largeur de raie < 1MHz) avec un profil spatial de faisceau gaussien TEM₀₀ polarisé à mieux que 100:1 et avec une qualité

de faisceau M^2 ¹ inférieure à 1,1. Ce qui est essentiel dans beaucoup d'applications de métrologie où le signal utile doit être sans bruit et avoir un spectre pur. On peut citer par exemple la spectroscopie Raman, la cytométrie en flux et la vélocimétrie 3D.

Les puissances que nous avons obtenues à 561 nm et à 553 nm sont actuellement inégalées en termes de rendement puissance de pompe/visible. Le laser DPSS à 553 nm est, à ma connaissance, le seul laser DPSS disponible à cette longueur d'onde, toute puissance et qualité de faisceau confondue. Dans les archives documentaires, je n'ai trouvé aucune publication faisant état de la génération d'une raie laser à 1106 nm, de puissance continue, par pompage d'un cristal de Nd:YAG. Je n'ai pas non plus lu d'article faisant référence à un doublage de cette raie pour obtenir du 553 nm dans une cavité linéaire simple de type DPSS.

Présentation du manuscrit

Pour réaliser un laser visible émettant à 553 nm ou à 561 nm, une des solutions est d'utiliser les transitions de l'ion Néodyme (Nd^{3+}) dans une matrice d'Yttrium Aluminium Garnet (YAG), respectivement à 1106 nm ou à 1123 nm, couplées à une conversion non linéaire de fréquence (génération de seconde harmonique). Cependant, ces raies sont très faibles (environ 20 fois moins efficaces que celle à 1064 nm). Afin d'obtenir l'effet laser sur ces transitions, il est nécessaire d'étudier une architecture de cavité particulière et d'empêcher l'oscillation du Nd:YAG autour de 1064 nm. Si le spectre d'émission doit être d'une grande pureté, il va nous falloir intégrer dans la cavité laser un élément très sélectif en longueur d'onde. C'est la très grande sélectivité de ce filtre qui va nous permettre de montrer, pour la première fois, qu'il est possible de faire osciller la raie à 1106 nm dans un laser solide à base Nd:YAG pompé par diode.

Dans la première partie, nous présenterons les principales applications nécessitant un laser sans bruit et/ou mono-fréquence émettant en continu à 561 nm ou à 553 nm. Après un bref état de l'art des sources lasers susceptibles d'émettre dans la gamme visible 550-570 nm, nous établirons des tableaux comparatifs montrant les avantages et les inconvénients de chaque technologie pour les deux longueurs d'onde étudiées.

Nous expliciterons dans la seconde partie les principes généraux d'un laser solide pompé longitudinalement par diode et doublé en fréquence. Dans un premier temps, nous indiquerons quelles ont été les contraintes technologiques qui nous ont été imposées tant au niveau des dimensions que des caractéristiques de la diode de pompe utilisée. Après un bref rappel sur les effets non-linéaires et sur le cas particulier du doublage de fréquence dans un cristal, nous présenterons une approche théorique sommaire de notre cavité laser microchip composée, à minima, d'un cristal de Nd:YAG, d'un cristal non-linéaire et de deux miroirs. Nous expliquerons ensuite ce qui a motivé son architecture et le choix des cristaux et composants utilisés. Finalement, nous indiquerons quelles ont été les paramètres de cavité retenus pour réaliser une émission laser aux deux longueurs d'onde 561 nm et 553 nm.

Dans la troisième partie, nous décrirons chaque cristal composant la cavité laser, la façon dont nous les avons dimensionnés, leurs spécifications d'approvisionnement et les tests

¹ Pour quantifier l'écart entre le profil spatial du faisceau laser obtenu et celui d'un faisceau gaussien parfait (mode TEM₀₀), on introduit le paramètre M^2 , qui donne le rapport entre la divergence du faisceau réel et celle d'un faisceau gaussien ayant la même taille au waist (largeur minimale d'un faisceau gaussien à son origine). Il est défini par :

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda} w_0 \theta \quad \text{où } w_0 \text{ est le rayon au waist et } \theta \text{ le demi angle de divergence du faisceau. Il vaut 1 pour un faisceau gaussien idéal, et il est supérieur à 1 dans tous}$$

les autres cas. Ce paramètre est une manière de quantifier la brillance d'une source. C'est une donnée essentielle pour beaucoup d'applications, car elle permet d'évaluer (à ouverture numérique fixée) sur quelle surface on peut focaliser le faisceau.

de qualifications effectués sur chacun d'eux. Puis, nous présenterons les différents essais d'assemblage de cavités laser et les résultats obtenus.

Ces cavités lasers microchips ont ensuite été intégrées dans une tête laser comportant la diode de pompe et permettant la régulation fine de la température des cristaux. Les résultats expérimentaux correspondants seront rapportés dans la quatrième partie de ce document. Après une présentation des différents sous-ensembles de cette tête laser et des essais de qualification réalisés après intégration, nous montrerons ainsi qu'il est possible d'émettre 500 mW en continu à 561 nm avec une puissance de pompe de 2,8 W, conduisant à un rendement pompe/visible proche de 20 % ; ce qui est excellent pour un laser doublé en fréquence à cette longueur d'onde.

Puis nous présenterons les premiers résultats obtenus avec ces cavités lasers microchips émettant à 553 nm. Nous montrerons qu'il est possible de faire osciller la raie à 1106 nm du Nd:YAG, bien qu'elle soit 23 fois moins efficace que celle à 1064 nm, et que son doublage est très performant. Enfin, nous expliquerons comment nous avons mis en évidence un effet Raman important dans ces cavités et quelles sont les perspectives engendrées par une telle propriété.

Pour finir, dans la dernière partie de ce document, nous montrerons les essais de qualification réalisés en vue de l'industrialisation de ces lasers. Nous établirons des statistiques de fiabilité à courts et à longs termes et nous en énoncerons les facteurs limitatifs.

1^{ère} partie : Contexte et état de l'art



Jusqu'en 2004, les longueurs d'onde de la gamme 550-570 nm n'étaient accessibles que grâce aux lasers à colorant. Devant la demande croissante du marché dans le domaine de la bio-analyse, chaque constructeur essaye de développer « Le Laser » qui sera fiable, puissant, sans bruit (et/ou mono-fréquence) et intégrable dans un système instrumental de petite taille. Les technologies pour y parvenir sont assez variées.

Dans ce chapitre, les principales applications connues des lasers à 561 nm et à 553 nm seront exposées tout en mettant en avant les caractéristiques principales des lasers utilisés. Seront ensuite recensés les types de sources lasers pouvant émettre dans cette gamme de longueur d'onde. Pour conclure, des tableaux de synthèse permettront de comparer les différents types de sources lasers disponibles pour chaque longueur d'onde étudiée.

A. Différentes applications du laser à 561 nm et du laser à 553 nm

Les lasers à 561 nm sont essentiellement utilisés pour des applications liées à la biotechnologie et à la nanotechnologie. Les lasers compacts à 553 nm sont demandés depuis quelques années par la communauté scientifique. Ils vont faire progresser le savoir car ils peuvent être utilisés dans des applications liées à la recherche expérimentale. Ces longueurs d'onde visibles peuvent faire fluorescer des organismes vivants ou bien des marqueurs qui leur sont associés. Elles commencent ainsi à être utilisées dans le domaine des sciences du vivant et de la recherche médicale.

En fait, il existe une multitude d'autres applications en devenir, ne demandant qu'à être étudiées et développées. On peut citer par exemple l'holographie d'analyse [1], l'holographie d'art en couleur, l'inspection de semi-conducteur, la mesure d'épaisseur sans contact, la métrologie, etc.

Nous présenterons dans ce chapitre les applications que nous pensons voir aboutir le plus rapidement.

A.1 Microscopie en fluorescence

La microscopie en fluorescence est une technique comportant un microscope optique où, en plus de l'observation classique par réflexion ou absorption de la lumière visible naturelle ou artificielle, on tire profit des phénomènes de fluorescence et de phosphorescence. On peut ainsi observer divers objets, substances (organiques ou inorganiques) ou échantillons d'organismes morts ou vivants. Elle fait désormais partie des méthodes classiques de recherche en biologie et continue à se développer grâce à l'imagerie moléculaire.

En fluorescence, on distingue deux types d'objets :

- les premiers émettent de la lumière fluorescente par eux-mêmes ; on parle de « fluorescence primaire » ou d'auto-fluorescence (chlorophylle, huile...),

- ce qui n'ont pas cette caractéristique doivent être combinés à une substance fluorescente pour émettre de la fluorescence ; on parle alors de « fluorescence secondaire ». On appelle ces substances des fluorochromes ou fluorophores [2]. Dans certains cas, afin de s'affranchir d'une fluorescence auto-induite dans le vert, il est intéressant de marquer l'échantillon à étudier avec une fluorophore absorbant dans le vert et émettant dans le rouge. Ceci permet d'augmenter la sensibilité de la mesure [3].

Le graphique figure 2 montre les courbes de réponses de fluorophores travaillant dans la bande 500-700 nm, en fonction de la longueur d'onde d'excitation. Les fluorophores présentés sont : le PE (R-phycoerythrin) ; le TexasRed et l'APC (Allophycocyanin). Les courbes d'excitation sont représentées en pointillé ; les courbes de fluorescence sont en ligne pleine.

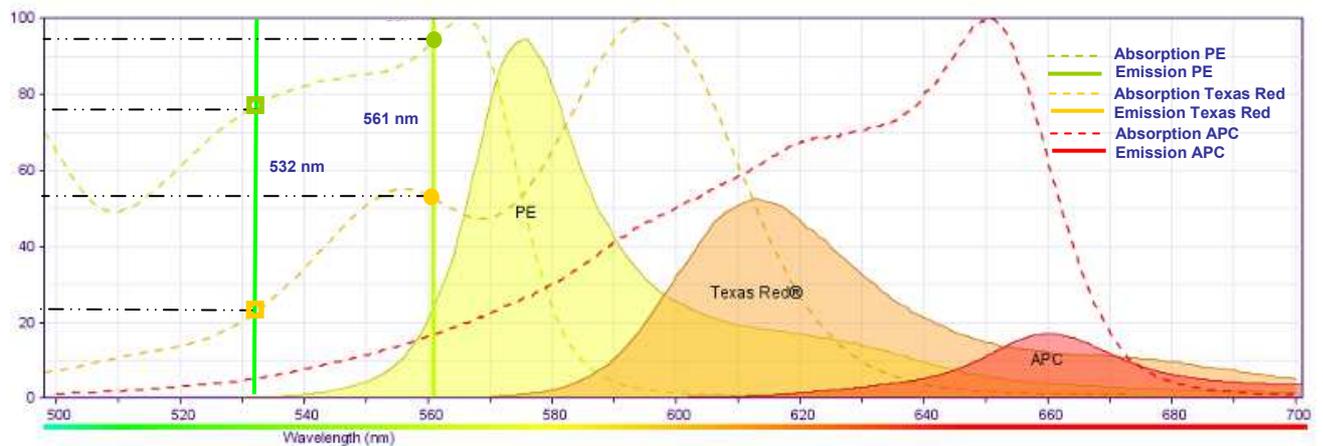


Figure 2 : Courbes d'absorption et émission des fluorophores PE, texasRed et APC dans la gamme 500-700 nm [3]

Sur ce graphique, on peut voir qu'une excitation à 561 nm (●) est quasiment au maximum de sensibilité pour les fluorophores de type PE et représente un gain de 20 % par rapport à un laser 532 nm (■). Pour le fluorophore Texas Red, il y a un gain de 32 % à 561 nm par rapport à un laser d'excitation à 532 nm.

A.2 Comptage de particules : cytométrie en fluorescence en flux

La cytométrie en flux est un outil largement employé pour le comptage et/ou le tri de cellules dans des applications médicales cliniques, ainsi que dans la recherche pour les essais de croissance d'organismes génétiquement modifiés. Cette technique est utilisée, par exemple, pour le séquençage d'ADN, la détection d'anticorps, le dépistage du VIH et l'hématologie. Elle utilise la fluorescence excitée par le laser. Les cellules vivantes à trier sont marquées avec un fluorochrome. La tendance en cytométrie est d'utiliser plusieurs longueurs d'onde laser simultanément de façon à exciter un plus grand nombre de marqueurs fluorescents. Les longueurs d'onde laser couramment utilisées sont 488 nm, 514 nm ou 532 nm et 633 nm. Les lasers à 488 nm et à 633 nm des diodes à semi-conducteurs. La raie à 532 nm est fournie par des lasers DPSS à base de cristal de Nd:YAG.

Idéalement, de façon à augmenter le nombre de marqueurs utilisables par un système et améliorer la précision de l'appareil, il faudrait avoir une longueur d'onde tous les 10 nm. Les longueurs d'onde 553 nm et 561 nm sont très intéressantes car elles se trouvent entre 532 nm et 633 nm et permettent donc d'augmenter la précision de mesure dans cette gamme.

Pour toutes ces applications de fluorescence, le laser utilisé n'a pas besoin d'être mono-fréquence. Il faut cependant qu'il soit sans bruit afin de ne pas perturber la mesure (bruit $< 0.3\% \text{ RMS}^2$) et qu'il ait une bonne stabilité de puissance ($\pm 2\%$ sur 8 h). Le profil de faisceau TEM 00 doit être elliptique afin de recouvrir au mieux le flux de liquide dans le capillaire.

L'utilité de la longueur d'onde 561 nm a été démontrée par William Telford dès 2004 (recherche en cancérologie) [4]. Il a montré, avec un laser à 561 nm, une augmentation de la sensibilité 6 à 7 fois supérieure à celle obtenue avec un laser à 488 nm sur des marqueurs, comme les Phycoérythrine R et B, et le DSRed. De plus la longueur d'onde 561 nm étant plus éloignée de la fluorescence naturelle des cellules, la détection s'en trouve améliorée (absence de recouvrement entre le signal de pompe et le signal de fluorescence naturelle parasite).

Des essais ont aussi été réalisés par ce même chercheur avec le laser à 553 nm [5]. La société DB Bioscience a financé le développement d'un laser OPSL™ Cohérent (Optically Pumped Semiconductor Laser) émettant à 552 nm ± 3 nm. Ce laser est déjà intégré dans une dizaine de cytomètres installés chez des clients. Les résultats sont tellement prometteurs que ces deux nouvelles longueurs d'onde sont en train de devenir des standards dans les cytomètres en fluorescence.

A.3 Spectroscopie confocale à balayage laser

Les images en microscopie à fluorescence classique ont une perte de résolution de l'image due à l'excitation des fluorochromes se situant hors du plan focal. L'objectif de la microscopie confocale à balayage laser (CLSM= Confocal Laser Scanning Microscopy) est d'éliminer la lumière provenant des plans défocalisés qui parasitent le plan focal. Cette méthode qui permet de visualiser des « tranches » très fines, facilite les observations dynamiques et à haute résolution de cellules, particulièrement de cellules vivantes.

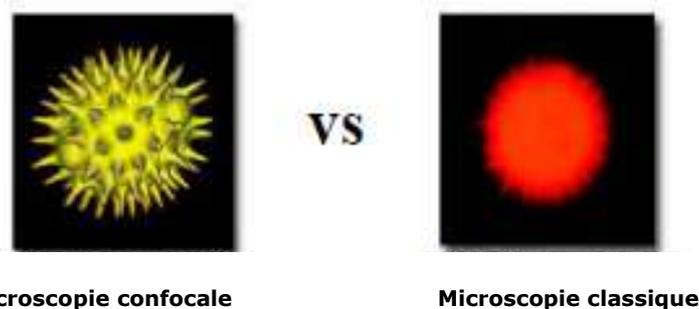


Figure 3 : Grain de pollen, Comparaison entre microscopie confocale et classique [6]

L'excitation des fluorophores se faisait généralement avec des lasers Argon (488 nm), Krypton (568 nm) et Hélium-Néon (633 nm). Depuis quelques années, les lasers DPSS émettant à 532 nm et 561 nm sont aussi employés car ils sont particulièrement bien adaptés (qualité du faisceau, faible bruit d'émission).

² On appelle bruit efficace ou RMS (Root Mean Square) la quantité [40] :

$$\sigma_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S(i)^2}$$

où N est le nombre de mesures indépendantes réalisées d'une même grandeur et $S(i)$ les valeurs mesurées avec $i = 1 \dots N$. Le bruit efficace peut être équivalent à l'écart type à condition que la moyenne soit nulle et que N soit grand. Les oscilloscopes numériques utilisés effectuent des mesures de tension RMS V_{RMS} et tension crête-crête. Pour la mesure de bruit lié à des photons, on utilise la mesure de tension RMS car pour une photodiode donnée, le bruit de photon s'écrit :

$$V_{b,phot}(I_{ph}) = \frac{1}{gain} \sqrt{V_{RMS,out}(I_{ph})^2 - V_{RMS,out}(0)^2} \text{ où } V_{RMS,out}(0) \text{ est le bruit mesuré lorsque la photodiode n'est pas éclairée.}$$

Les instruments les plus récents nécessitent des lasers de plus forte puissance [6] pour augmenter la vitesse de capture d'une image. Les lasers à 561 nm émettant plus de 150 mW sont dans ce cas très recherchés.

A.4 Spectroscopie Raman

La spectroscopie Raman est une technique d'analyse non destructive, basée sur la détection des photons diffusés inélastiquement suite à l'interaction de l'échantillon avec un faisceau de lumière monochromatique. La différence de fréquence entre photon exciteur et photon diffusé renseigne sur la nature chimique de la molécule à l'origine de la diffusion [7].

Une des utilisations principales de la spectroscopie Raman est la caractérisation de la composition chimique d'un matériau. Dans le cas des solides, les énergies de vibration sont caractéristiques, non seulement du matériau, mais aussi de la structure cristalline. L'ensemble des raies observées, appelé spectre Raman, est donc caractéristique du matériau et plus précisément de sa structure électronique [8]. C'est pourquoi cette technique est utilisée dans des domaines aussi variés que la chimie, la gemmologie, la criminalistique, l'œnologie, l'industrie agro-alimentaire et la recherche médicale.

Pour exemple, la société Renishaw propose des systèmes complets qui exploitent l'effet Raman pour identifier et caractériser la composition chimie et la structure de matériaux sans contact et d'une manière non destructive [8]. Pour une vibration observée, le spectre Raman ressemble à la figure 4 ci-dessous :

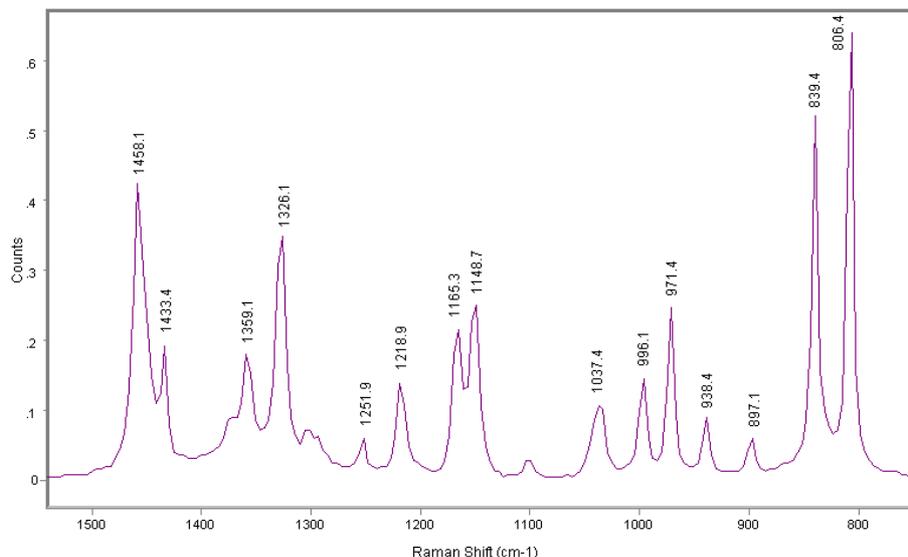


Figure 4 : Exemple d'un spectre Raman du polypropylène [9]

Le laser utilisé doit fournir une radiation d'une très grande pureté spectrale (rapport signal sur bruit du mode adjacent supérieur à 70 dB) et être très stable dans le temps. C'est donc pour cela que les lasers DPSS mono-fréquences sont largement utilisés. La gamme spectrale des sources lasers employées est très large et varie, de l'ultraviolet au proche infra rouge, selon la nature de l'échantillon à analyser et le but de l'analyse.

Les lasers à 561 nm et les lasers à 553 nm mono-fréquences sont intéressants pour la spectroscopie Raman car ils permettent de travailler dans le composé à tester à des profondeurs de pénétration intermédiaires. Ils sont de plus en plus utilisés dans les spectromètres Raman et sont en train de remplacer progressivement le laser à 532 nm.

A.5 Vélométrie Laser Doppler

La Vélométrie Laser Doppler (LDV en anglais) est une technique éprouvée, sans contact, mesurant avec précision la vitesse des fluides. Cette technique optique est fondée sur la mesure du décalage en fréquence (effet Doppler) de la lumière d'un laser éclairant des particules très fines entraînées par un fluide (tel que l'air ou l'eau). Elle est utilisée dans différents domaines industriels comme par exemple l'aéronautique pour mesurer des vitesses d'écoulement sur les carlingues ou bien en pétrochimie pour qualifier des systèmes d'injection.

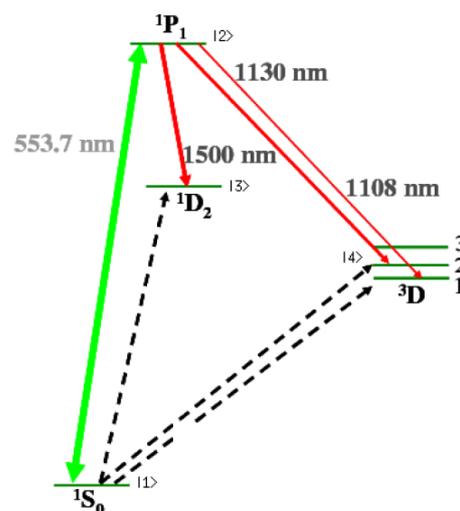
Cette technique peut être améliorée en utilisant simultanément plusieurs sources lasers de différentes longueurs d'onde. La mesure ne se fait plus dans ce cas dans un plan mais dans un volume [10].

La Vélométrie Laser Doppler est une nouvelle application du laser à 561 nm ou à 553 nm. Ces deux lasers sont associés à un laser à 532 nm et un laser à 514 nm pour réaliser des caractérisations en 3D de spray de particules réfléchissantes [11]. La société Dantec Dynamics propose déjà des systèmes de mesure 3D complets intégrant des lasers 561 nm Oxixus 200 mW. Elle est en train de tester des sources émettant à 553 nm [12] afin d'optimiser ses produits.

Ces applications nécessitent des lasers ayant une très grande longueur de cohérence donc mono-fréquence et un taux de polarisation de la lumière supérieur à 20 dB. Le mode spatial doit être de type TEM₀₀ et la qualité de faisceau M² doit être inférieure à 1,2. Le laser doit si possible être pourvu d'une fibre afin de pouvoir facilement déporter le faisceau. Des puissances continues supérieures à 150 mW sont de plus en plus demandées.

A.6 Refroidissement d'atome de Baryum

Cette application est propre au laser à 553 nm. En effet, la longueur d'onde 553,6 nm est couramment utilisée pour déterminer des traces de Baryum par spectrométrie laser ionique induite car elle correspond à une des transitions du Baryum [13]. Elle est aussi utilisée pour exciter et ioniser des lasers à vapeur de Baryum.



**Figure 5 : Schéma des niveaux du Baryum [13].
Seules les transitions concernées pour le refroidissement par laser sont montrées.
Les lignes en pointillé représentent les transitions Raman**

Une autre application particulière du laser à 553 nm peut être le refroidissement d'atome de Baryum. Dans ce cas, si l'on illumine un échantillon de Baryum avec un laser à cette longueur d'onde, il est possible de ralentir la vitesse de ces atomes. Si la longueur d'onde du laser a exactement la bonne fréquence pour être absorbée par l'atome, les photons incidents transfèrent leur énergie à l'atome bombardé mais aussi leur moment cinétique. Le vecteur d'onde créé est dirigé vers la source laser et a pour résultante une diminution de la vitesse des atomes bombardés. Quand leur vitesse est quasiment nulle, on peut les « attraper » dans un piège optique magnétique (MOT) pour les étudier précisément [14].

Plusieurs laboratoires de recherche travaillent sur ce sujet. On peut citer, par exemple, l'équipe de l'institut de physique des plasmas de l'université de Hanovre, en Allemagne [15], et celle du Service de Physique des Atomes et des Surfaces du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay [16]. Ces essais sont le plus souvent réalisés à l'aide d'un laser à colorant impulsif accordé à la longueur d'onde voulue. Malheureusement ces lasers sont très coûteux en temps (réglage, maintenance) et en argent (prix du laser de pompe et des consommables, énergie).

Le laser compact DPSS à 553 nm développé n'a pas encore été utilisé dans cette application. Il pourrait cependant permettre de faciliter ces essais car il est opérationnel en moins de 5 minutes et ne demande aucune servitude. Il est mono-fréquence et il est très stable dans le temps aussi bien en termes de longueur d'onde que de puissance continue émise. Il faudrait, par contre, développer un algorithme supplémentaire réglant la température des cristaux afin de pouvoir ajuster finement la longueur d'onde émise à 553,6 nm.

B. Différentes technologies des lasers à 561 nm et à 553 nm

On peut classer les lasers par la nature du matériau actif utilisé: gaz, solide ou liquide. La technique du pompage et la configuration du laser sont en effet étroitement liées au type de matériau actif utilisé: le pompage par décharge électrique est presque toujours utilisé pour les gaz alors que les solides sont pompés par voie optique ou par voie électrique directe (cas des diodes à semi-conducteurs) [17].

B.1 Lasers à gaz

Le principe d'un laser à gaz est connu depuis 1961. Un gaz est enfermé dans une enceinte en verre. Il est soumis à une décharge électrique qui produit une inversion de population au niveau des atomes constituant le gaz. Le rayonnement laser est établi entre deux miroirs disposés à chaque extrémité de l'enceinte.

Un milieu actif gazeux présente les avantages suivants par rapport à un matériau solide :

- le milieu reste homogène, même aux fortes puissances de rayonnement car l'effet de lentille thermique créé par le gradient d'indice dans le gaz chaud est négligeable,
- les collisions des atomes ou molécules du gaz avec les parois du tube contribuent à l'évacuation de l'énergie thermique,

Les lasers à gaz présentent aussi des inconvénients. Ce sont des systèmes encombrants et fragiles. De plus, des tensions de plusieurs milliers de volts sont nécessaires à la création de la décharge.

Les lasers à gaz les plus connus sont les lasers à base d'Hélium-Néon, d'Hélium-Cadmium, de Krypton, d'Argon, d'Oxyde de Carbone, de vapeur de Cuivre. Ils émettent pour la plupart des raies dans le domaine du visible.

Les raies qui se rapprochent de la gamme spectrale recherchée sont les suivantes :

Laser à gaz	Type	Longueur d'onde
He-Ne	Gaz	543 nm
Krypton	Gaz ionisé	568,2 nm
Cu	Vapeur de métal	578 nm
He-Ne	Gaz	594 nm

Table 1 : Lasers à gaz émettant dans la bande spectrale 540-600 nm

Il n'existe donc pas de lasers à gaz émettant à 553 nm ni à 561 nm.

B.2 Lasers à colorant

Jusque dans les années 2000, les longueurs d'onde comprises entre 550 et 570 nm étaient essentiellement obtenues par des lasers liquides à colorants de type Rhodamine ou Coumarine.

Le milieu actif de ce type de laser est un colorant organique fluorescent en solution dans un liquide. En fonction du mode de pompage, le rayonnement émis peut aussi bien être continu que discontinu. Le colorant est excité par un pompage optique, soit par une lampe flash, soit par un autre laser. Les lasers à Excimer, à Nd:YAG doublé, Argon et Krypton sont couramment utilisés comme laser de pompage.

L'intérêt majeur de ces lasers à colorant est qu'ils sont continûment accordables. Les fréquences émises peuvent être réglées à l'aide d'un prisme ou d'un filtre de Lyot à lames. Il existe un grand nombre de colorants possibles qui étendent la gamme des longueurs d'onde de l'ultra violet à l'infrarouge. Tout le spectre visible peut être balayé en changeant de colorant organique (voir annexe A.1). A cause du faible taux de conversion, les puissances laser visibles continues obtenues dépassent rarement le Watt. Il est possible d'obtenir un rayonnement mono-fréquence continu mais le système de stabilisation de la raie laser utilisé est très complexe [18].

Ces sources laser sont principalement utilisées dans le domaine de la recherche car leurs dimensions sont importantes. Le colorant et les solvants de dilution sont toxiques et doivent être remplacés de façon régulière.

B.3 Lasers à semi-conducteurs

De nos jours, les procédés de fabrication des lasers émettant dans le visible entre 630 nm et 750 nm (AlGaAs), dans l'infrarouge à 808 nm (GaAs) et entre 900 nm et 1600 nm (InP/GaInAsP) sont connus et largement utilisés.

Depuis une vingtaine d'année, de nombreux laboratoires ont travaillé à l'élaboration de lasers « bleus » entre 400 et 450 nm. Des progrès formidables ont permis d'obtenir des lasers industriels à base de GaN émettant entre 375 nm et 493 nm [19]. Ceux-ci sont utilisés par exemple dans les lecteurs de DVD Blue-Ray. La société Nichia a aussi annoncé les premiers lasers à semi-conducteurs, à base de GaN, émettant entre 510 et 540 nm [20].

Les lasers à semi-conducteurs ont plusieurs avantages : ils sont très petits (voir figure 6), très fiables, fabriqués en gros volume et donc peu chers. Ils permettent d'obtenir des puissances continues allant jusqu'à une vingtaine de watt pour une seule

puce. Leur spectre en fréquence est généralement multimodal et leur profil spatial TEM_{00} elliptique. Ils sont largement utilisés comme laser d'excitation dans des structures plus complexes comme par exemple d'autres lasers à solide.

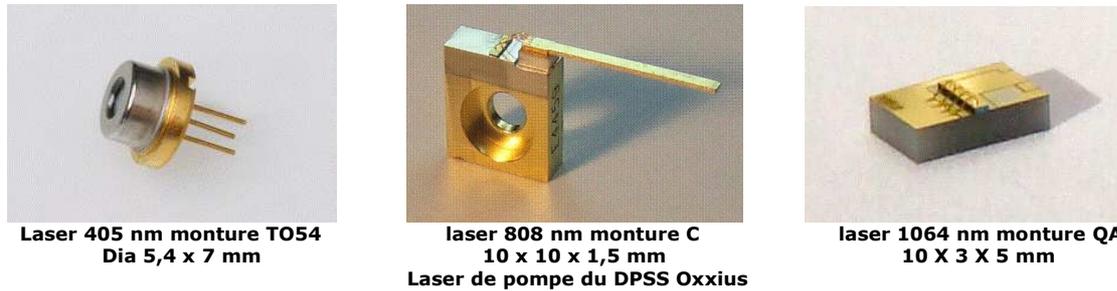


Figure 6 : Exemple de montures de lasers à semi-conducteurs

Mais il n'existe toujours pas, de nos jours, de laser semi-conducteur qui émette directement dans la gamme 550-570 nm. Ceci est dû au fait que les matériaux utilisés jusqu'alors dans le domaine des semi-conducteurs n'ont pas de bandes de transitions efficaces dans cette bande de longueur d'onde.

B.4 Oscillateurs Paramétriques Optiques (OPO)

L'idée des OPO (Oscillateur Paramétrique Optique) repose sur le principe théorique formulé il y a une quarantaine d'années par Nicolaas Bloembergen [21], Prix Nobel de physique en 1981. Alors que les premiers lasers sont mis au point, certains matériaux dits « non-linéaires » attirent son attention. Il espère, par leur intermédiaire, pouvoir créer de nouvelles fréquences lumineuses à partir de celle issue d'un laser en interaction non-linéaire avec le matériau.

Un oscillateur paramétrique optique est une source de lumière cohérente et monochromatique. La lumière émise par OPO peut s'étendre de l'ultra-violet au lointain infrarouge, de façon continue ou selon des impulsions de durées variables. Les OPO sont principalement utilisés pour produire des longueurs d'onde là où les lasers font défaut, où lorsqu'une très grande accordabilité est nécessaire.

Un OPO visible est constitué essentiellement d'un résonateur optique pompé par un laser commercial et d'un cristal ou matériau non-linéaire que l'on fait tourner sur un axe ou bien que l'on ajuste en température afin de choisir la longueur d'onde de sortie (figure 7). Le cristal non-linéaire peut être par exemple du Niobate de Lithium Périodiquement Polarisé (PPLN) pour obtenir une source lumineuse continue ou du Phosphate de Potassium Titanyl, $KTiOPO_4$ (KTP) pour une source impulsionnelle.

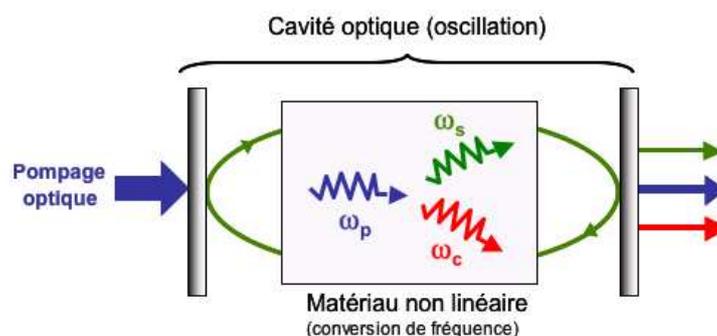


Figure 7 : Schéma de principe d'un OPO simplement résonnant

De nombreux travaux ont été effectués depuis les années 60, afin d'étudier, développer et miniaturiser les OPO. Ces sources non-linéaires ont bénéficié de l'apparition de nouveaux cristaux de synthèse fonctionnant par quasi-accord de phase du développement de lasers de pompe tout solide ayant de bonnes qualités spectrales et spatiales, et de l'amélioration des traitements des optiques, en termes de tenue au flux notamment [22]. Des travaux sont aussi en cours afin de miniaturiser ces composants afin de s'affranchir des problèmes liés aux réglages et à la stabilisation des cavités étendues de grandes dimensions [23].

Générer la longueur d'onde à 553 nm ou 561 nm peut être relativement complexe si l'on souhaite une forte puissance de sortie continue. L'exemple ci-dessous montre la cascade de deux cavités. Cette architecture a été présentée en 2001 par Ulrich Ströbner de l'université de Konstanz [24]. La première cavité est constituée par un PPKTP (Periodically Poled KTP) pompé par un laser commercial à 532 nm. Elle fournit un signal doublé ajustable entre 1100 nm et 2800 nm. Celui-ci va pomper une seconde cavité contenant un cristal de PPLN. La raie émise à la sortie de la seconde cavité est mono-fréquence et peut être accordée de 550 nm à 770 nm. La puissance à la sortie du premier étage varie entre 30 mW et 500 mW en fonction de la longueur d'onde émise. La puissance visible obtenue ne dépasse pas, quant à elle, 60 mW dans la gamme 550-570 nm.

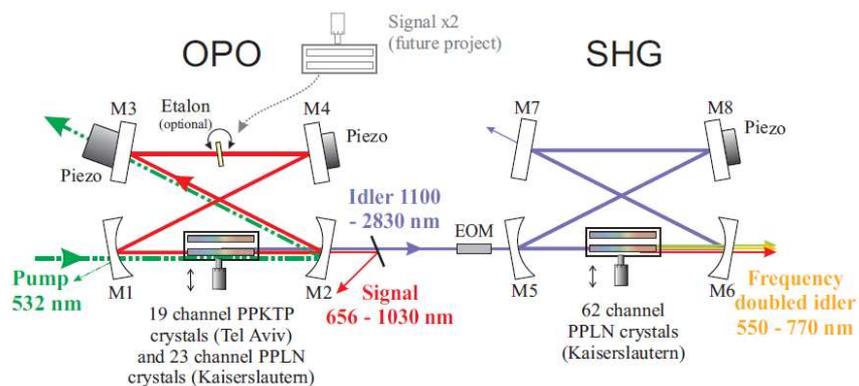


Figure 8 : Schéma d'un OPO doublé en fréquence émettant entre 550 et 770 nm [24]

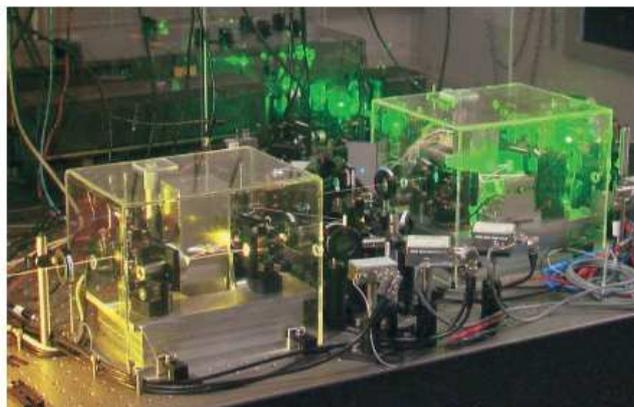


Figure 9 : Photo de l'expérience: à droite la cavité IR, à gauche la cavité visible [24]

Le principal intérêt des OPOs est qu'ils sont mono-fréquences et continuellement accordables sur une grande plage de longueurs d'onde. En dépit de leur grande qualité et avantages évidents, ils ne répondent pas totalement au cahier des charges industriel mais nous saurons nous en inspirer.

B.5 Lasers à solide pompés par diode

Outre les lasers à semi-conducteurs dont l'importance a mérité un paragraphe spécifique, il existe d'autres types de lasers à solide qui utilisent tous comme système de pompage au moins un autre laser.

Le solide qui constitue le milieu actif peut être de différente nature :

- Un ou des cristaux linéaires ou non-linéaires
- Un composant semi-conducteur
- Un verre dopé et un cristal non-linéaire pour la génération de l'onde visible.

Les lasers solides utilisent des matrices souvent dopées avec des ions de terre-rare. L'intérêt des terres-rares est d'avoir des couches électroniques proches du noyau incomplètes alors que d'autres couches plus éloignées du noyau sont complètes. Ces couches profondes sont donc protégées de l'extérieur ce qui explique que les caractéristiques de ces ions soient quasiment les mêmes quelle que soit la matrice utilisée. Les ions actifs les plus souvent utilisés sont le Néodyme et l'Erbium.

Les lasers solides les plus connus sont les lasers :

- Néodyme YAG (Nd:YAG) émettant à 1064 nm. Utilisés dans l'industrie ou en médecine, ils sont très souvent doublés en fréquence pour émettre dans le visible à 532 nm (ex : stylo laser pointeur vert ou laser « torche » ou bien des applications de mesures et contrôles industriels),
- Rubis ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) à 694 nm utilisés par exemple en médecine,
- Titane Saphir (Ti:Sa) accordables de 600 nm à 1050 nm, pompés par un laser à 532 nm, très souvent utilisés dans des applications de recherche.

B.5.1 Optically Pumped Semiconductor Lasers (OPSL™)

Les lasers OPSL™ (Optically Pumped Semiconductor Laser) combinent les avantages des diodes semi-conductrices avec ceux des cristaux pompés par diode. L'idée d'origine provient de l'architecture de type NECSEL (Novalux Extended Cavity Surface Emitting Laser™) proposés par A. Mooradian en 1997 [25].

Ils utilisent une cavité amplificatrice à émission par la surface, 1/2 VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) qui est pompée optiquement par un autre laser semi-conducteur. Elle comprend une diode laser à semi-conducteur émettant à 808 nm identique à celles utilisée pour le pompage des lasers solides, une optique de focalisation, une puce semi-conductrice qui agit comme un milieu à gain élevé, un réflecteur, un cristal doubleur non-linéaire en intra-cavité et un coupleur de sortie [26]. L'élément essentiel est la puce semi-conductrice, qui est mise en croissance sur un substrat de GaAs. La partie inférieure comprend plusieurs couches de croissance par épitaxie de hauts et bas indices formant un réflecteur de Bragg distribué qui sert de miroir arrière de cavité.

Les trois principaux avantages de cette technologie sont la flexibilité en longueur d'onde liée à l'utilisation de puits quantiques (longueur d'onde définie par le dimensionnement du puits), la possibilité d'émettre avec un profil spatial gaussien TEM_{00} du fait de la cavité externe, et l'augmentation en puissance facilitée grâce aux avantages de la structure équivalente à un disque mince (faible épaisseur permettant un meilleur refroidissement, mais aussi l'utilisation de diodes de pompe de forte puissance pouvant avoir une mauvaise qualité spatiale de faisceau).

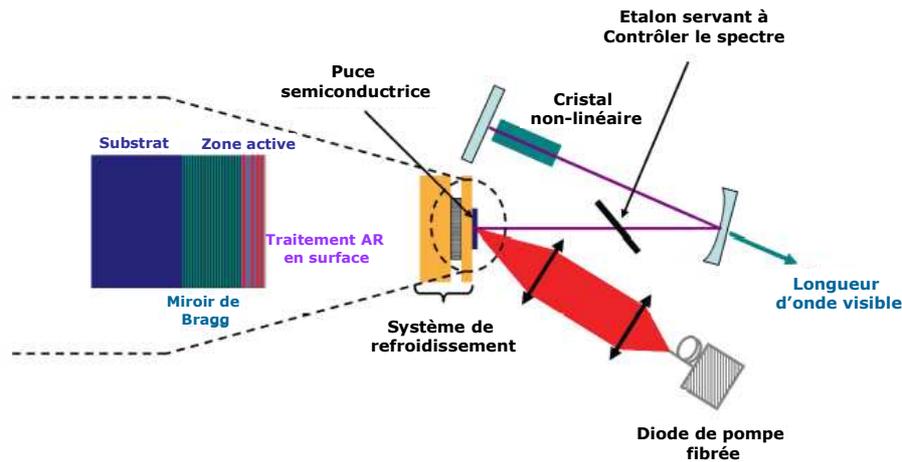


Figure 10 : Architecture d'un laser OPSL [26]

Ce type de cavité a été industrialisé par la société Coherent. Celle-ci commercialise depuis quatre ans une nouvelle série de lasers jaunes à 561 nm. Le Sapphire™ 561 est un laser à semi-conducteur pompé optiquement (OPSL™) qui offre un choix de puissances comprises entre 50 mW et 150 mW, avec un faisceau de grande qualité (TEM_{00} , $M^2 < 1,1$) et d'excellentes caractéristiques en matière de bruit ($< 0,25\%$ rms de 20 Hz à 2 MHz). De plus, la technologie OPSL™ bénéficie d'un rendement électrique-optique et d'une dissipation thermique quatre fois plus faibles que ceux des produits basés sur la technologie Nd:YAG historique. Les dimensions de ce produit sont relativement petites : $125 \times 70 \times 34 \text{ mm}^3$ pour la tête laser et $118 \times 76 \times 30 \text{ mm}^3$ pour le contrôleur.

Un laser à 553 nm est aussi maintenant proposé dans cette même gamme de produits mais sa puissance de sortie n'excède pas 200 mW. Le laser est dit « sans bruit » mais il n'est pas garanti que son spectre soit mono-fréquence.

Il existe aussi une gamme de laser OPSL (série Genesis MX) pouvant émettre à 561 nm jusqu'à 500 mW en continu mais leurs dimensions sont un peu plus importantes ($152 \times 44 \times 65 \text{ mm}^3$ pour la tête laser seule). Ces lasers émettent un faisceau TEM_{00} de puissance continue mais le fonctionnement mono-fréquence n'est pas garanti car leur largeur de raie maximale est de 30 GHz.

Avec une telle architecture, il est possible de réaliser une gamme étendue de longueurs d'onde en changeant le semi-conducteur VCSEL et le cristal non-linéaire. Par contre, les coûts de développement et de fabrication des semi-conducteurs sont tellement élevés que seules des sociétés comme Cohérent sont capables de proposer de tels lasers. La mise à disposition d'une nouvelle longueur d'onde ne se fera donc que si le volume de laser demandé est très important. Il est évident que ce n'est pas cette technologie qui sera choisie pour produire une cinquantaine de lasers par an.

B.5.2 Lasers à fibre

Dans ces lasers, le cœur d'une fibre optique est utilisé comme milieu actif. Le principe a été proposé dès 1964 [27]. Des systèmes de faible puissance n'ont été réalisés que vers 1980. Quant à la forte puissance, elle a pris de l'ampleur au début des années 2000 grâce aux progrès technologiques dans le domaine des diodes lasers.

Si on utilise un verre dopé à l'Ytterbium, le spectre d'émission se situe entre 1030 et 1120 nm avec un maximum à 1070 nm.

Les lentilles thermiques créées dans ce type de structure sont très faibles car le pompage est étalé sur une longueur importante et la chaleur peut être évacuée sur les côtés. Si le pompage est réalisé à l'aide de diodes laser à semi-conducteurs, ces lasers à fibre offrent de plus d'excellentes qualités de faisceau : le coefficient de qualité M^2 reste inférieur à 1,1 pour des puissances allant jusqu'à 100 W aux longueurs d'onde cherchées.

Le principe d'un laser à fibre infrarouge doublé en fréquence est montré sur le schéma ci-après :

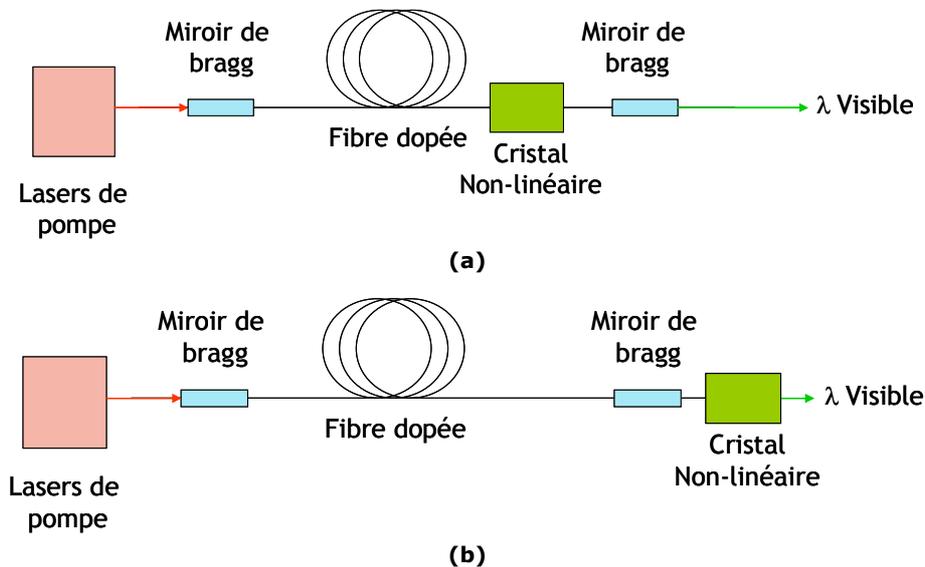


Figure 11 : Schéma de principe du laser à fibre doublé en intra-cavité(a) ou en extra-cavité(b)

Une diode ou des diodes de pompage vont exciter le milieu actif de la fibre. Des miroirs de Bragg permettent de sélectionner la ou les longueurs d'onde infrarouges qui vont pouvoir résonner dans cette cavité. Pour réaliser un laser à fibre visible, il faut en plus y ajouter, en intra ou en extra-cavité, un élément non-linéaire doubleur de fréquence.

Des lasers visibles à fibre commencent à être disponibles pour des applications industrielles. Par exemple, la société Quantel travaille à l'élaboration de lasers à fibre de forte puissance. Ils sont constitués d'une cavité laser à fibre à maintien de polarisation de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) suivie d'un cristal doubleur hautement efficace en simple passage de type PPXX [28]. Ces lasers sont dédiés à des applications chirurgicales et ne sont pas mono-fréquences.

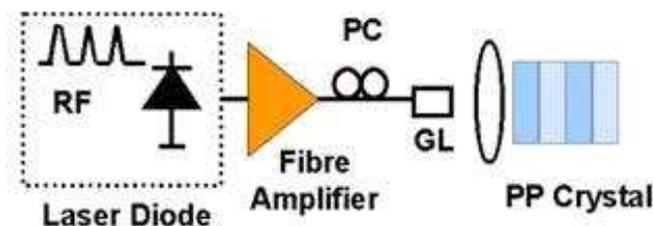


Figure 12 : Schéma d'un laser à fibre doublé en fréquence par un cristal de PPXX en externe en simple passage [28]

La société Zecotek, quant à elle, propose un laser à fibre dopée à l'Ytterbium en matrice YAG doublé en fréquence en intra-cavité [29]. La longueur d'onde la plus haute disponible est 560 nm avec une possibilité de réglage, en option, de +/- 5 nm. La tête

optique mesure 152 x 69 x 242 mm³ pour un poids de 3 kg et le boîtier électronique associé 230 x 135 x 350 mm³ pour un poids de 5 kg. Ce laser est très robuste mais sa puissance de sortie à 561 nm dépasse à peine les 200 mW. Il n'est pas mono-fréquence car la longueur de sa cavité est très grande (plusieurs mètres de fibre). Cependant, il peut être utilisé dans un grand nombre d'applications car sa largeur de raie totale reste assez fine (environ 20 GHz), son profil de mode spatial TEM₀₀ a une qualité de faisceau M² inférieure à 1,2 et son émission laser est parfaitement polarisée avec un taux de polarisation supérieur à 200:1.

Une autre version de ce modèle existe à la longueur d'onde de 550 +/- 2 nm. La puissance de sortie est, dans ce cas, de 150 mW au maximum. Ce laser n'est pas non plus d'une grande pureté spectrale. Celui-ci a été testé par W.G. Telford du Center for Cancer Research (Maryland USA) dans des applications de cytométrie en flux. Dans l'article qui a découlé de ces essais, ce laser est annoncé comme le remplaçant idéal des sources à 532 nm et 561 nm car il est un bon compromis pour l'ensemble des fluorophores utilisés entre 480 et 600 nm [30].

B.5.3 Diode Pumped Solid State Laser (DPSSL)

Historique

En 1964, un nouveau cristal d'yttrium d'aluminium, ou YAIG, devenu plus tard YAG, montre des performances impressionnantes [31]. En 1965, Geusic et son équipe conçoivent le premier laser Nd:YAG déclenché pompé en continu [32]. En utilisant des cristaux de LiNbO₃ ou Ba₂NaNb₅O₁₅, les premiers lasers verts à 532 nm à base de génération de seconde harmonique sont réalisés dans la foulée par Smith [33]. Tous ces lasers visibles DPSS étaient constitués de plusieurs éléments distants formant une cavité dite « étendue ». La longueur de ces cavités était de plusieurs centimètres voire dizaine de centimètres. Il faudra attendre les années 80 pour voir apparaître les premiers lasers miniatures de type microchip pompé par diode [34]. Quant au premier doublage de fréquence en intra-cavité de type microchip, il fut montré par G. Mizell en 1996 [35].

Si l'on s'intéresse plus particulièrement aux lasers émettant à 561 nm, les premiers essais connus sont attribués à la société Melles Griot. Mais les premiers lasers continus à 561 nm ont fait réellement leur apparition sur le marché en 2004 (Melles Griot, Coherent) et émettaient au maximum une vingtaine de milliwatts.

Les lasers DPSS sont généralement de petite taille et peuvent être intégrés dans des systèmes de métrologie comme par exemple des microscopes confocaux ou des cytomètres. Ils émettent un faisceau de profil TEM₀₀ avec une qualité de faisceau M² généralement inférieure à 1,2. Tous ne sont pas mono-fréquences et très peu d'entre eux permettent d'obtenir un faisceau continu à 561 nm ou à 553 nm de plus de 200 mW. Leur robustesse à long terme et leur stabilité de puissance dépendent très fortement de la technologie d'assemblage utilisée.

Composition

Les lasers visibles DPSS sont formés par une cavité à base de solide pompée par une diode semi-conductrice. Ils sont constitués d'un premier cristal (par exemple du Nd:YAG) pompé par une diode semi-conductrice à 808 nm, puis d'un cristal non-linéaire doubleur de fréquence. Ce cristal non linéaire peut être positionné en intra-cavité ou bien en extra-cavité.

Le laser DPSS visible le plus connu est le laser Nd:YAG émettant à 1064 nm et doublé en fréquence à 532 nm.

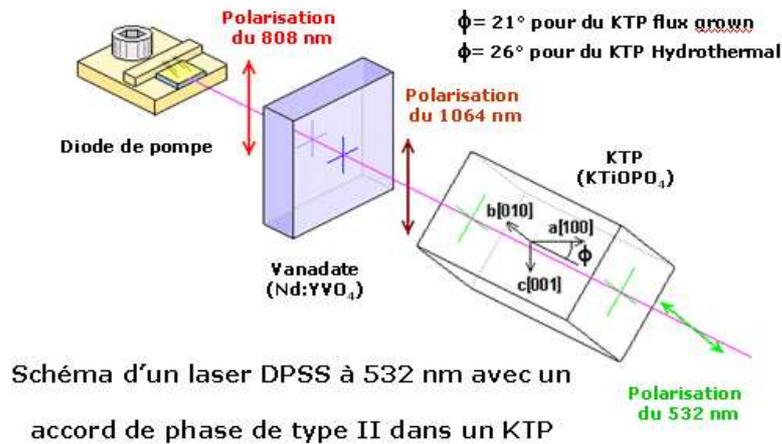


Figure 13 : Schéma d'un laser DPSS 532 nm classique doublé en fréquence [36]

La figure 13 montre l'architecture typique d'un laser DPSS visible compact émettant à 532 nm. Le faisceau d'une diode laser à semi-conducteur émettant à 808 nm pompe optiquement un cristal de vanadate dopé au néodyme (Nd:YVO₄). Le faisceau infrarouge à 1064 nm créé dans la cavité est doublé en fréquence par un cristal non-linéaire de KTP (KTiOPO₄) dont les axes cristallographiques ont été orientés de façon à maximiser la conversion. Nous nous sommes inspirés de ce type d'architecture de base pour développer nos propres lasers DPSS microchips à 561 nm et à 553 nm.

En fait, chaque constructeur de laser DPSS à 561 nm a son type de cavité spécifique. Toutes utilisent comme cristal amplificateur un cristal dopé au néodyme pompé par diode. Une raie très faible du spectre de fluorescence du cristal amplificateur est sélectionnée avec des miroirs à très haute réflexion afin de réaliser un premier laser émettant à 1123 nm. Cette onde fondamentale est ensuite doublée lors de son passage dans un cristal non-linéaire.

Architectures

On peut classer les lasers DPSS visibles selon le type d'architecture de leur cavité résonnante :

• Cavité étendue

Le cristal non-linéaire peut être de différents types (par exemple du KTP ou du LBO ou du PPXX). Il peut être placé en extra ou en intra-cavité.

Les différentes parties de la cavité laser sont séparées les unes des autres par de l'air. Chaque pièce est montée dans une monture mécanique de réglage. Leurs architectures peuvent être linéaires, en Z, en anneaux. Ces cavités ont une longueur pouvant dépasser les 50 mm.

Elles ont été les premières à apparaître sur le marché des lasers compacts (ex: laser Compass 561 de Coherent - figure 14).

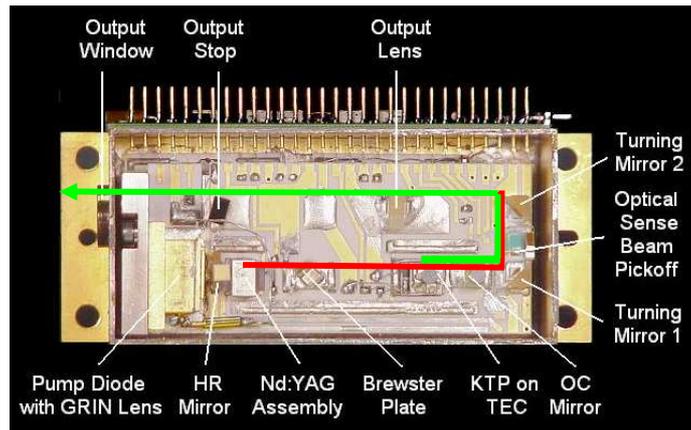


Figure 14 : Photographie de l'intérieur d'un laser DPSS visible Compass Coherent. La ligne rouge représente le trajet de l'infrarouge fondamental ; la verte celui du laser visible.

Comme ces cavités sont assez longues, il est assez difficile de garantir par construction un fonctionnement stable et mono-fréquence à long terme.

• Micro-cavité

La micro-cavité est une cavité linéaire assez courte où le cristal doubleur, de type KTP, LBO, PPLN ou PPKTP, se trouve en intra-cavité.

Il y a des lames d'air entre chaque élément de la cavité laser (ex: figure 15, laser JIVE de Cobolt ou la série 85 YCA de Melles Griot).

Ces cavités sont plus stables que les cavités étendues mais demandent une grande maîtrise des aspects thermomécaniques si l'on veut garantir un fonctionnement mono-fréquence et sans saut de modes à long terme.

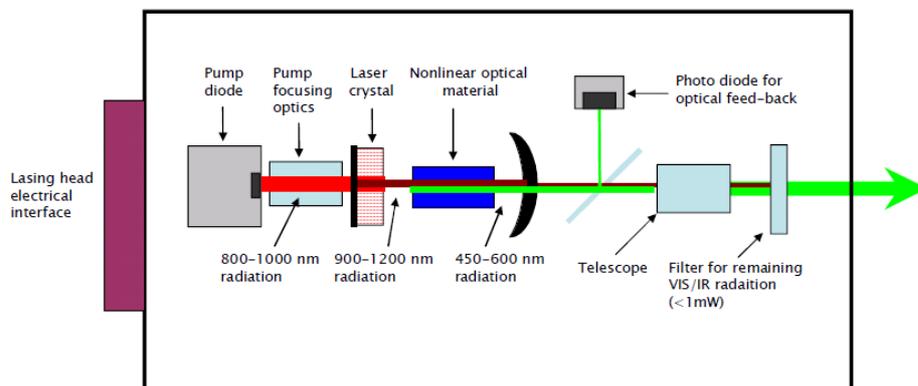


Figure 15 : Représentation schématique d'un laser DPSS visible Cobolt [37]

• Cavité microchip

Les cavités microchips sont de type linéaire. Elles sont communément appelées MCA (Monolytique Cavity Assembly). Le cristal doubleur (KTP, LBO, RTP ou KTA) se trouve en intra-cavité.

Tous les cristaux sont contactés les uns sur les autres. Il n'y a pas de lame d'air entre les éléments constituant la cavité. Ils sont assemblés, sans colle, par adhérence moléculaire ou tout autre procédé.

Les miroirs de cavité sont déposés directement sur les cristaux.

Ces cavités sont robustes et ne nécessitent aucun alignement. Par contre, elles ne sont ajustables qu'en modifiant la température des cristaux ou bien la puissance du faisceau de pompage.

Tous les lasers visibles compacts développés par Oxixus sont de ce type.

Le spectre d'émission peut être garanti mono-fréquence si elle est courte (inférieure à 16 mm) et si elle comporte un filtre spectral. Sa largeur de raie peut être inférieure à 10 kHz. Contrairement aux deux types de cavités décrites précédemment, la longueur de la cavité est directement liée à la longueur intrinsèque de chaque cristal et à l'allongement de ceux-ci en fonction de la température. Les variations de fréquence induites par les variations de longueur de la cavité sont donc prévisibles et contrôlables.

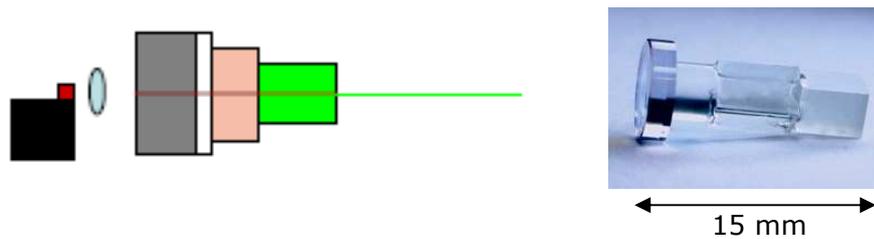


Figure 16 : Représentation schématique et photo d'un laser microchip visible Oxixus à 561 nm

Autres types de cavités

Plusieurs autres architectures de cavités DPSS sont possibles. Les essais en cours dans les laboratoires académiques portent sur le test de différents cristaux amplificateurs ou doubleurs.

On peut citer pour exemple les travaux réalisés par X. Guo de l'Université de Technologie de Pékin [38]. Dans ces essais, la cavité à 1123 nm est une cavité déployée plano concave à base de Nd:YAG et le cristal doubleur est un cristal de PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) positionné en extra-cavité. Une puissance à 561 nm de 138 mW a été montrée avec une puissance de pompe de 1,5 W. Le rendement pompe/visible est de 9,2 %. Ceci est un très bon résultat et montre bien l'intérêt des cristaux doubleurs de ce type.

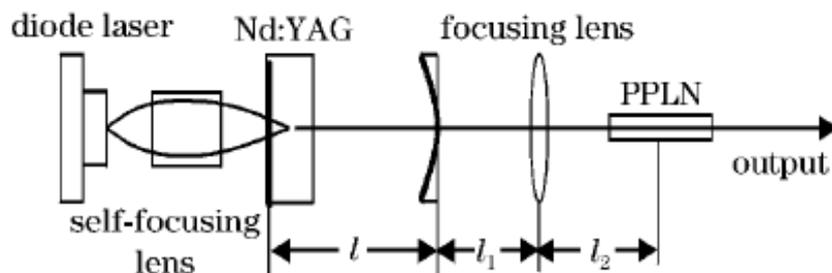
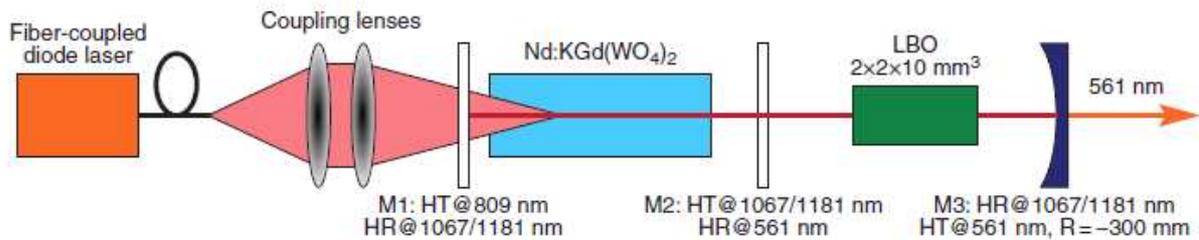


Figure 17 : Schéma d'un laser 561 nm à base de Nd:YAG et de PPLN en doublage en extra-cavité [38]

Des équipes cherchent à réaliser des lasers à 561 nm avec d'autres cristaux amplificateurs que le Nd:YAG. Par exemple, Mr J. Xia de l'Université des Sciences et des Technologies de Changchun en Chine [39] a présenté les résultats obtenus avec un

cristal de $\text{Nd:KGd}(\text{WO}_4)_2$. Dans cette cavité, sont créées une onde fondamentale à 1067 nm et une onde Raman auto-induite à 1181 nm. L'onde à 561 nm est ensuite générée par somme de fréquences entre ces deux ondes dans le cristal non-linéaire de LBO. Une puissance de sortie de 500 mW à 561 nm a été montrée en continu avec 15 W de pompe à 808 nm. Le rendement de conversion pompe/visible est de 3,3 %. Cependant, la qualité de faisceau M^2 n'est pas très bonne car elle est de l'ordre de 1,5 pour l'axe X et 2,3 pour l'axe Y.



**Figure 18 : Schéma du laser 561 nm à base de $\text{Nd:KGd}(\text{WO}_4)_2$.
Exemple de doublage de Raman auto-induit [39]**

B.6 Tableaux de synthèse

Comme nous l'avons vu précédemment les applications des lasers à 561 nm et à 553 nm sont nombreuses. Il existe différentes technologies qui permettent de réaliser ces deux longueurs d'onde mais toutes ne permettent pas d'obtenir un faisceau gaussien parfaitement monochromatique d'une puissance continue supérieure à 200 mW.

Les tableaux ci-après présentent les différents types de lasers ou oscillateurs pouvant émettre un faisceau laser stable de puissance continue soit à 553 nm soit à 561 nm. Tous ces lasers sont utilisables en métrologie, mais une colonne des tableaux distingue ceux qui ont un rayonnement mono-fréquences de ceux qui ne l'ont pas.

Un laser présente toujours du bruit relié à la fluctuation d'une grandeur physique de la lumière. Les types de bruits rencontrés sont nombreux et dépendent du mode de fonctionnement du laser.

Pour des lasers mono-fréquence, les différents types de bruits fréquemment rencontrés sont [40] :

- le bruit d'intensité (ou bruit d'amplitude): variation dynamique de l'amplitude de la puissance de faisceau laser.
- le bruit de phase optique (causant une largeur de bande finie et limitant la cohérence spectrale),
- le bruit de fréquence centrale,
- le bruit de fluctuations du pointé du faisceau.

Dans les tableaux suivants, la colonne « sans bruit » indique les types de lasers qui ne présentent pas ou très peu de bruit d'intensité. Ce bruit d'intensité peut être causé par le bruit du laser semi-conducteur de pompage. Il peut être aussi induit par le battement de modes longitudinaux ou transverses. Lorsque plusieurs modes sont présents dans un laser, cela peut résulter en un battement d'amplitude de l'intensité laser, dû à une répartition fluctuante de la puissance dans chacun des modes (mode partition noise). Dans les cas des lasers DPSS, ce bruit, appelé Green Noise, est lié à la dynamique non-linéaire qui exacerbe la compétition de modes dans la cavité. Il a été observé pour la première fois dans les lasers DPSS émettant à 532 nm par Baer [41]. Pour un laser faiblement multimode, ce bruit peut devenir très apparent tandis que pour les lasers

fortement multimodes, il peut diminuer car les effets se moyennent sur l'ensemble des modes de la cavité.

On estime ici que le laser est sans bruit quand le bruit d'amplitude est inférieur à 0,2% RMS dans la gamme de fréquence 10Hz-20 MHz.

B.6.1 Laser à 561 nm

Légende : ☹ = caractéristique non remplie ; ☺ = caractéristique remplie ; ☺ = caractéristique remplie mais non garantie

Type	Sans bruit	Mono-fréquence	Puissance max	Remarques et exemples
Laser à colorant	☹	☹	Dépend du laser de pompage	accordable mais volumineux et avec beaucoup de servitudes
OPO	☺	☺	Dépend du laser de pompage	accordable mais assez volumineux et onéreux
OPSL	☺ ☺	☹ ☹	150 mW 500 mW	lasers Sapphire Coherent dimensions proches des lasers DPSS
Laser DPSS	☺ ☺ ☹	☺ ☺ ☹	150 mW 300 mW 2000 mW	laser JIVE Cobolt laser SLIM Oxxius (500 mW en labo) laser CNI MGL-W-561 par exemple
Laser à fibre	☹ ☹	☹ ☹	200 mW >1000 mW	laser 561 nm Zecotek en laboratoire laser Quantel avec MOPA + SHG ; MPB communication

Table 2 : Tableau comparatif des sources et lasers émettant à 561 nm

Les lasers DPSS et OPSL à 561 nm se trouvent en compétition sur le même segment. Ils peuvent être tous deux mono-fréquences, avoir un profil de faisceau TEM₀₀, une qualité de faisceau avec un M² < 1,2 et fournir un faisceau continu d'une puissance supérieure à 150 mW.

Pour l'instant, seul le laser breveté Oxxius à 561 nm propose une puissance continue de 300 mW parfaitement mono-fréquence et stable dans le temps. Le brevet « dispositif laser continu pompé par diode comprenant deux filtres » a été déposé par Oxxius en Mars 2007 et a pour référence EP 2 018 688 B1.

B.6.2 Laser à 553 nm

Type	Sans bruit	Mono-fréquence	Puissance max	Remarques
Laser à colorant	☹	☹	Dépend du laser de pompage	accordable mais volumineux et avec beaucoup de servitudes
OPO	☺	☺	Dépend du laser de pompage	accordable mais assez volumineux et onéreux
OPSL	☺	☹	200 mW	laser Sapphire Coherent
Laser DPSS	☺	☺	200 mW	SLIM Oxxius (500 mW obtenus en laboratoire)
Laser à fibre	☹ ☹	☹ ☹	200 mW >1000 mW	laser Zecotek en laboratoire si laser MOPA + SGH

Table 3 : Tableau comparatif des sources et lasers émettant à 553 nm

Le laser DPSS Oxxius a été le premier laser disponible émettant un rayonnement monochromatique stable à 553 nm et ayant une puissance de sortie continue de 200 mW. A ma connaissance un seul autre laser a été développé par la suite à cette longueur d'onde : le laser OPSL de Coherent, mais le caractère mono-fréquence de son spectre n'est pas garanti.

Le travail que j'ai réalisé au sein d'Oxxius a été de montrer la faisabilité de lasers DPSS visibles à 561 nm et à 553 nm. Ces lasers DPSS de type microchip émettent au moins 200 mW en mode continu et ont un rayonnement monochromatique très stable dans le temps. Ils ont été industrialisés et sont disponibles commercialement. Ils sont, jusqu'à aujourd'hui, les lasers les plus petits du marché pour ces longueurs d'onde et cette puissance. Leur compacité fait qu'ils sont facilement intégrables ouvrant ainsi la porte à la mise au point d'outils d'analyse portatifs de petites tailles et abordables.

Outre le fait que ces deux lasers ont été développés à des fins industrielles, la démonstration de faisabilité d'un doublage à 553 nm nous a apporté des données indispensables sur le fonctionnement de telles cavités. Je présenterai par la suite les résultats obtenus en termes de définition des angles de coupe des cristaux non-linéaires les constituant. Je montrerai aussi comment en réduisant les pertes en intra-cavité, nous avons été capables de faire osciller des raies Raman dans ces cavités.

C. Bibliographie de la 1^{ère} partie

- [1] I. Yasunori, Y. Shimosato, X. Peng, T. Tatsuki, **Four-Wavelength Color Digital Holography**, Journal of Display Technology, Vol. 8, issue N°10, p 570, 2012.
- [2] C. McIntyre, G. Reinin, D. Sasaki and K. Weller, **Advantages of the 561-nm (Yellow-Green) Laser on the BD FACSAria III**, BD BIOSCIENCES, note d'application, 2010.
- [3] W.G. Telford, T.M. Hawley, R. Hawley, B. Packard, A. Komoriya, F. Haas, C. Hubert, **DPSS yellow-green 561-nm lasers for improved fluorochrome detection by flow cytometry**, CYTOMETRY A; N°68(1), p 36, 2005.
- [4] W.G. Telford, C. Linton and V. Karpov, **Yellow Lasers for Flow Cytometry: an Update**, conférence ISAC, 2006.
- [5] W.G. Telford, S.A. Babin, S.V. Khorev, and S.H. Rowe, **Green fiber lasers: An alternative to traditional DPSS green lasers for flow cytometry**, CYTOMETRY A, N°75(12), p 1031, 2009.
- [6] S. Leuillet et D. Vaudry, **Cours de DEA de Microscopie Confocale**, Master Recherche Université de Rouen-Caen-Le Havre, 2005, <http://www.univ-rouen.fr/pfrric/ifrmp/janvier2002/coursdea.htm>.
- [7] I.R. Lewis, H.G. Edwards, **Handbook of Raman Spectroscopy**, published by Marcel Dekker, Inc, ISBN: 0-8247-0557-2, 2001.
- [8] Biophy Research, **Spectroscopie Raman**, note explicative, <http://www.biophyresearch.com>.
- [9] N. Santana, C. Nieva, A. Sierra, M. Marro, S. Rao, D. Petrov, **Raman microspectroscopy is a tool to identify the metastatic ability of breast tumors**, BioPhotonics, International Workshop, 2011.
- [10] L. Pastur, **Vélocimétrie laser**, cours de master II Dynamique des Fluides et Energétique, Université Paris XI, 2010-2011.
- [11] S. Protin, **Interaction entre un tourbillon et une couche limite-Application au contrôle d'écoulement**, thèse de doctorat, spécialité : Dynamique des fluides et transferts, Ecole centrale de Nantes, 2010.
- [12] Dantec Dynamics, **Volumetric velocimetry solutions, enter in the 4th dimension**, www.dantecdynamics.com.
- [13] F.E. Hovis, J.A. Gelbwachs, **Determination of Barium at trace levels by laser-induced ionic fluorescence spectrometry**, ANAL.CHEM.56 (8), p 1392, 1984.
- [14] J.E. van den Berg, **Laser cooling of Barium atoms: a numerical computation**, Bachelor thesis, 2007.
- [15] M.C.E. Huber & L. Jahreiss, **Excitation and ionization of laser-pumped Ba vapour**, J. PHYS.COLLOQUES, Volume 46, N°C1, p 215, 1985.
- [16] J.M. Mestdagh, C. Alcaraz, J. Berlande, **Reaction dynamics of electronically excited barium atoms with free molecules and molecular clusters**, Laser Chem, Vol. 10, p 389, 1990.
- [17] M.J. Weber. **"Solid State Lasers", Handbook of Lasers**, CRC Press LLC, 2001.
- [18] C. Lermينياux, **Etude des transitions d'absorption saturée et de cohérence Raman. Détermination expérimentale du noyau de collision Ne (3S³P₀) – Ne**, thèse de doctorat de physique théorique de l'Université Pierre et Marie Curie, 1983.
- [19] S. Nakamura, **The blue laser diode: the complete story**, Berlin, Springer, p 368, 2000.
- [20] H. Ohta, S.P. DenBaars, S. Nakamura, **Future of group-III nitride semiconductor green laser diodes**, JOSA B, Vol. 27, Issue 11, p B45, 2010.
- [21] N. Bloembergen, **Nonlinear optics**, W.A. Benjamin, 1964.
- [22] C. Drag, **Sources optiques cohérentes pour la spectroscopie, développements de la microscopie de photo-détachement**, MEMOIRE HDR, spécialité: Physique, Université Paris Sud XI, 2010.

- [23] C. Diederichs, J. Tignon, G. Dasbach, C. Ciuti, Ph. Roussignol, C. Delalande, A. Lemaître, J. Bloch, **Parametric oscillation in vertical triple microcavities**, *Nature* 440, p 904, 2006.
- [24] U. Ströbner, **Development of Optical Synthesizers**, thèse de doctorat de l'Université de Konstanz, 2001.
- [25] A. Mooradian, **High power laser devices**, patent US006243407B1, 1997.
- [26] M. Schulze and A. Lepert, Coherent Inc., **Flow Cytometry: OPSL Technology Meets Critical Needs**, *Optik & Photonik*, N° 4, 2009.
- [27] C.J. Koestler, E. Snitzer, **Amplification in a Fiber Laser**, *Applied Optics*, vol.3, N°10, p 1182, 1964.
- [28] Zecotek, **White paper Zecotek Visible Laser Platform "Enabling the future of laser technology"**, <http://www.zecotek.com/media/VFL-White-Paper-May-2011.pdf>
- [29] D. Pureur, **lasers à fibre pulsés et continus**, conférence CMDO, CEA, Novembre 2010.
- [30] W.G. Telford, S.A. Babin, S.V. Khorev, and S.H. Rowe, **Green fiber lasers: An alternative to traditional DPSS green lasers for flow cytometry**, *CYTOMETRY A*, 75(12), p 1031, 2009.
- [31].E. Geusic, H. M. Marcos, and L.G. Van Uitert, **Laser oscillations in Nd-doped Yttrium Aluminium, Yttrium Gallium and Gadolinium garnets**, *Applied Physics Letters*, 4, p 182, 1964.
- [32] J.E. Geusic, M.L. Hensel, and R.G. Smith, **A repetitively Q-switched, continuously pumped YAG:Nd laser**, *Applied Physics Letters*, N°6, p 175, 1965.
- [33] R.G. Smith, K. Nassau, and M.F. Galvin, **Efficient continuous optical second-harmonic generation**, *Applied Physics Letters*, N°7, p 256, 1965.
- [34] R.L. Byer, **Diode laser-pumped solid-state lasers**, *Science* N°239, p 742, 1988.
- [35] J.M. Eichenholz, M. Richardson, G. Mizell, **Diode Pumped, Frequency Doubled LiSAF Microlaser**, *Advanced Solid State Lasers (ASSL)*, article VL8, 1998.
- [36] A.V. Nurmikko, T.R. Gosnell, **Compact Blue-green Lasers**, Cambridge University Press, 2003 .
- [37] E. Illy, H. Karlsson, K. Joelsson, G. Elcrona, J. Hellström, Colbolt AB , **Manufacturing of ultra-robust solid state laser using high temperature curing processes**, *German in Photonik*, p5, 2010.
- [38] X. Guo, M. Chen, G. Li, B. Zhang, J. Yang, Z. Zhang and Y. Wang, **Diode-pumped 1123 nm Nd:YAG laser**, *Chinese Optics Letters*, vol. 2, N°7, 2004.
- [39] J. Xia, Y.F. Lü, X.H. Zhang, W.B. Cheng, Z. Xiong, J. Lu, L.J. Xu, G.C. Sun, Z.M. Zhao, and Y. Tan, **All-solid-state CW Nd:KGd(WO₄)₂ self-Raman laser at 561 nm by intracavity sum-frequency mixing of fundamental and first-Stokes wavelengths**, *Laser Physic Letters* 8, N°1, p 21, 2011.
- [40] M-C. Nadeau, **Oscillateurs picosecondes de forte puissance moyenne à faible bruit**, thèse de doctorat de Sciences Physiques et de l'Ingénieur de l'Université Bordeaux 1, spécialité Laser, Matière et Nanosciences, 2010.
- [41] T. Baer, **Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity doubled Nd:YAG lasers**, *JOSA. B*, vol. 3, issue 9, p 1175, 1986.

2^{ème} partie : Principes généraux des lasers DPSS doublés en fréquence



A. Problématique des cavités DPSS Oxxius à 561 nm et à 553 nm

Dans ce chapitre, nous ferons état, tout d'abord, des contraintes qui ont motivé le choix de l'architecture des cavités des lasers DPSS 561 et 553 nm étudiées. Cette architecture doit être de type laser microchip à base de cristal de Nd:YAG doublé en fréquence en intra-cavité, pompé par une diode laser à semi-conducteur émettant à 808 nm. Le doublage de fréquence est réalisé par un cristal ayant des propriétés non-linéaires.

Nous décrivons ensuite certains principes théoriques sur les effets non linéaires en expliquant en premier lieu le phénomène de doublage de fréquence dans les cristaux orthorhombiques de classe mm². Puis, nous expliquerons le comportement de ce type de cavité. C'est un système complexe car beaucoup d'effets sont à prendre en compte à des échelles différentes :

- effets non-linéaires,
- influence de la polarisation optique des faisceaux,
- effet de couplage entre les modes de la cavité,
- filtrage en intra-cavité,
- défauts de parallélisme des cristaux,
- effets thermiques dans les cristaux,
- effets mécaniques dans les cristaux.

Plutôt que de recourir à un modèle exhaustif global excessivement complexe, nous avons préféré nous appuyer sur plusieurs modèles simplifiés afin de dimensionner la cavité et d'interpréter les phénomènes observés. Nous introduirons donc dans ce document un modèle qui permettra d'améliorer la lisibilité en présentant l'influence des effets les uns après les autres. Il est cependant difficile, encore aujourd'hui, de dire quels phénomènes sont prépondérants.

Les spécifications optiques et mécaniques de ces nouveaux lasers étant clairement énoncées, certains paramètres physiques de ces cavités microchips ont été imposés par la plateforme mécanique de la ligne de produit laser SLIM DPSS Oxxius déjà développée pour les lasers émettant à 473 nm et à 532 nm.

La problématique est donc la suivante : comment réaliser une cavité laser, de longueur ne dépassant pas 16 mm, émettant en continu plus de 200 mW et ayant un spectre mono-fréquence à 561 nm ou à 553 nm avec seulement 2,8 W de pompe à 808 nm?

A.1 Cahier des charges

Le cahier des charges des lasers DPSS à 553 nm et à 561 nm a été établi après un travail de réflexion conjoint entre Oxxius et ses clients. Les spécifications optiques et les dimensions mécaniques demandées sont les suivantes :

Longueur d'onde +/- 1 nm	SLIM 553			SLIM 561	
Puissance	50, 100, 200 mW			25, 50, 100, 200, 300 mW	
Spécifications Optiques	Min	Nominal	Max	Unité	Commentaires
Largeur de raie			1	MHz	
Longueur de cohérence	50			m	
Stabilité de longueur d'onde		1		pm	Sur 8 heures et +/- 3 °C
Stabilité de puissance			+/- 1	%	Pic-pic, sur 8 heures et +/- 3 °C
Bruit optique			0,2	%	RMS, gamme 10 Hz – 20 Mhz
Qualité de faisceau		1,1	1,2	M ²	Monomode TEM 00
Circularité	0,85	0,9			
Diamètre du faisceau	0,45	0,6	0,75	mm	1/e ² , En sortie
Divergence		1,2		mrad	1/e ² , Plein angle
Taux de polarisation	100:1				Linéaire, verticale référencée par rapport à la semelle du boîtier
Spécifications de la tête optique	Min	Nominal	Max	Unité	Commentaires
Température d'utilisation	15		45	°C	Mesurée à la base
Durée de démarrage			10	mn	
Dissipation thermique		1	20	W	
Poids		350		g	
Dimensions		88 x 44 x 29		mm ³	L x l x H

Table 4 : spécifications optiques et mécaniques des lasers DPSS Oxxius à 561 nm et à 553 nm

A.2 Contraintes technologiques et environnementales

Le boîtier hermétique, appelé boîtier SLIM, contenant la cavité laser à 561 nm ou à 553 nm est identique en tous points à celui développé pour les lasers DPSS Oxxius à 473 nm et à 532 nm. Il mesure 8,8 cm de long pour 4,4 cm de large et 2,9 cm de haut. Les dimensions intérieures de ce boîtier SLIM et les sous-ensembles optiques contenus ont imposé les dimensions des cavités étudiées. Le diamètre maximal de celles-ci est de 6 mm pour une longueur de 16 mm.

La cavité est pompée par un sous-ensemble de pompage (voir annexe A.3.1) constitué d'un laser à semi-conducteur émettant à 808 nm, d'un élément thermorégulateur de type Peltier et d'une lentille de mise en forme de faisceau. Des études précédentes menées sur des lasers DPSS à 532 nm ont montré que ce sous-ensemble à 808 nm était bien

adapté au pompage d'une lame de cristal de Nd:YAG de 1,5 à 2,5 mm d'épaisseur. Nous l'avons donc gardé tel quel pour cette étude. La distance entre la sortie de cette lentille de mise en forme et l'entrée de la cavité est cependant légèrement réglable car il est possible de faire glisser le sous-ensemble de pompage, le long de l'axe optique, sur environ 500 μm afin d'optimiser le rendement de pompage. La puissance optique de la diode est limitée à 2,8 W par le driver électronique des lasers SLIM.

La cavité laser est intégrée dans un boîtier contenant une carte électronique de contrôle du courant délivré à la diode et de contrôle des températures d'asservissement des différents cristaux. L'électronique de commande et le logiciel de pilotage associé sont semblables à ceux du laser SLIM 532 nm Oxxius.

La cavité laser et les fonctions optiques associées doivent être stables quelles que soient les conditions environnementales entre +15 °C et +45 °C. La puissance de sortie ne doit pas varier de plus de 1 % à long terme et pendant les cycles de température. Pour cela, un algorithme a été développé afin d'ajuster les paramètres de réglage de la cavité et de sa diode laser de pompe.

Ces cavités doivent permettre l'émission d'un faisceau laser monochromatique de puissance et fréquence stables dans le temps quelle que soit la température extérieure de fonctionnement. La longueur d'onde ne doit pas varier de plus de 2 pm. Il ne doit donc pas y avoir de saut de mode dans la cavité quand la température extérieure change.

Il nous a fallu trouver aussi une méthode d'assemblage des cristaux qui permette de réaliser des cavités stables et non-évolutives dans le temps. Comme les densités d'énergie dans la cavité sont très élevées, l'emploi de colle entre chaque interface cristallin est prohibé. Afin d'assurer un fonctionnement à long terme de ces cavités, il va falloir maîtriser un procédé d'assemblage sans colle : l'adhérence moléculaire. Pour assurer une grande reproductibilité de fabrication d'une cavité à l'autre, chaque élément de la cavité sera fabriqué suivant une spécification mécanique précise (type de matériau, orientation cristalline, polissage, dimensions...).

Nous avons conçu les cavités étudiées en tenant compte de tous ces critères.

A.3 Choix du Nd:YAG comme cristal amplificateur

Le cristal amplificateur Nd:YAG, à base de matrice de Grenat d'Yttrium Aluminium ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) dopée au Néodyme, s'est imposé de lui-même pour plusieurs raisons :

- c'est l'un des seuls cristaux dopés terre-rare qui ait des transitions dans la bande 1100-1130 nm,
- il est possible de le pomper à l'aide d'une diode semi-conductrice à 808 nm,
- c'est un cristal bien connu, utilisé depuis des décennies, donc peu cher, et dont les procédés de fabrication sont relativement bien maîtrisés,
- ces propriétés mécaniques font qu'il est assez aisé d'y faire déposer des miroirs diélectriques ayant un taux de réflexion très élevé (supérieur à 99,9 %).

Les spécifications générales du cristal de Nd:YAG sont données pour rappel en annexe A.2.1.

Dans le Nd:YAG, l'émission autour de 1060-1123 nm provient de la transition ${}^4\text{F}_{3/2} - {}^4\text{I}_{11/2}$. Ces transitions sont de type quatre niveaux (annexe A.2.1) [1]. Le niveau ${}^4\text{I}_{9/2}$ est le niveau fondamental, seul niveau peuplé au repos. Par absorption des photons de pompe à 808 nm, les ions peuvent peupler le niveau ${}^4\text{F}_{5/2}$. La durée de vie de ce niveau étant très faible, les ions se désexcitent quasiment instantanément, de façon non radiative,

vers le niveau métastable ${}^4F_{3/2}$. En se désexcitant de ce niveau vers le niveau ${}^4I_{11/2}$, les ions produisent une émission autour de 1064 nm. Le niveau ${}^4I_{11/2}$, tout comme le niveau ${}^4F_{5/2}$, a une durée de vie extrêmement brève. Une deuxième désexcitation non radiative a alors lieu immédiatement vers le niveau fondamental. On considère généralement que seulement deux des quatre niveaux sont peuplés : le niveau fondamental et le niveau émetteur.

Le gain linéique d'une transition, g_{4niv} (en m^{-1}), s'exprime donc par :

$$g_{4niv} = \sigma_e \cdot N_2 - \sigma_a \cdot N_3 \quad (A.3.1)$$

où σ_e est la section efficace effective d'émission à la longueur d'onde laser et σ_a la section efficace effective d'absorption à cette même longueur d'onde. N_2 et N_3 représentent la densité de population des niveaux respectivement haut et bas de la transition laser.

Dans le cas d'un système à quatre niveaux idéal, le niveau bas de la transition laser n'est pas peuplé ($N_3 = 0$). L'expression du gain, g_{4niv} , devient alors :

$$g_{4niv} = \sigma_e^{4niv} \cdot N_2 \quad (A.3.2)$$

Dès les premiers photons de pompe absorbés, le milieu devient amplificateur ($g_{4niv} > 0$). Cette transition est donc particulièrement efficace.

Les transitions utilisables pour la réalisation des lasers à 1123 nm et à 1106 nm sont des transitions de sous-niveaux d'énergie des bandes ${}^4F_{3/2}$ vers ${}^4I_{11/2}$ comme le montre la figure 19. Elles partent toutes les deux du niveau le plus haut de la bande ${}^4F_{3/2}$. La transition à 1123 nm est donc en compétition avec celle à 1064 nm qui de plus est à très fort gain.

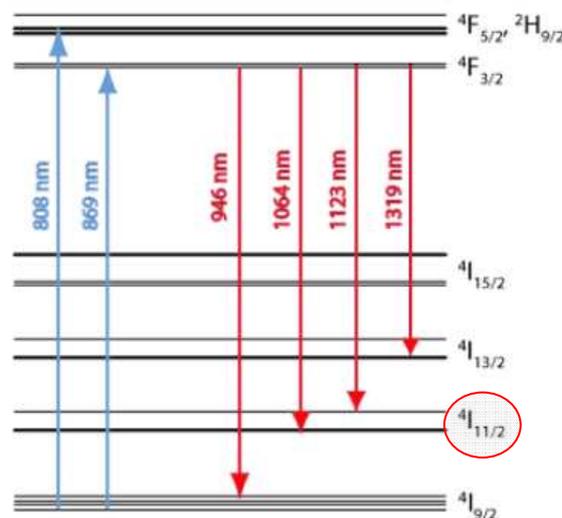


Figure 19 : Niveaux d'énergie pour la transition 1123 nm dans du Nd:YAG pompé à 808 nm

Comme le montre la figure 20, la section efficace d'émission pour la raie à 1123 nm est de seulement $3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, ce qui est approximativement 10 fois plus petit que celle à 1064 nm [2]. Par conséquent, une opération efficace à 1123 nm requiert la suppression de l'oscillation parasite à 1064 nm, une forte intensité de pompage à 808 nm et un résonateur optimisé ayant des pertes les plus faibles possibles.

La transition à 1106 nm présente une section efficace proche de celle à 1123 nm. Ces deux groupes de raies fonctionnent suivant le principe d'un système à 4 niveaux. Pour favoriser la transition à 1106 nm, il va falloir supprimer, en introduisant des pertes sélectives, toutes les raies parasites dans la bande autour de 1064 nm et à 1112 nm, 1116 nm et 1123 nm. Il sera bon aussi de vérifier que la raie à 1318 nm ne puisse pas osciller.

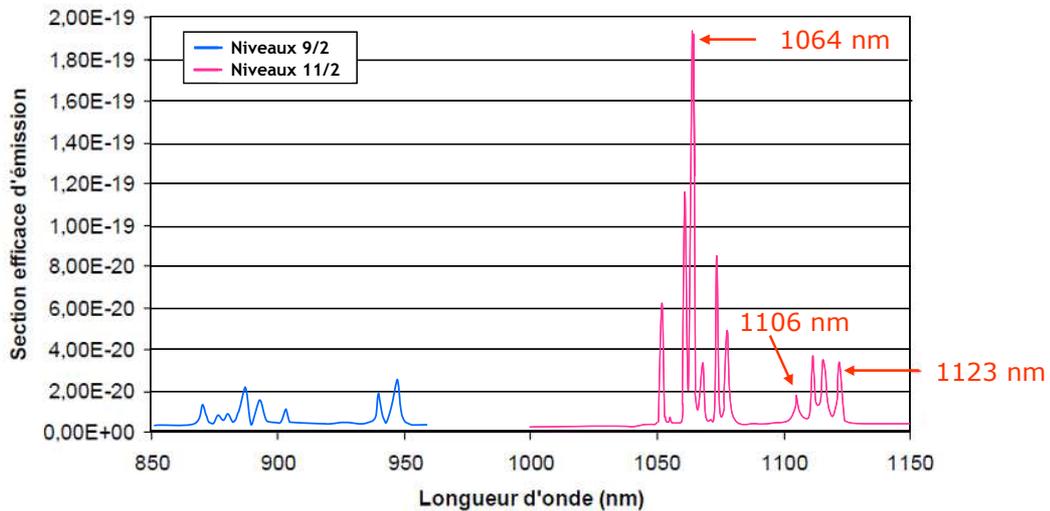


Figure 20 : Section efficace du Nd:YAG en fonction de la longueur d'onde [2]

A.4 Description du type de cavité

Les architectures optiques des cavités laser à 561 nm et à 553 nm sont de type microchip. Elles sont composées d'un miroir d'entrée porté par un cristal amplificateur Nd:YAG, d'un filtre en quartz, d'un élément polarisant en silice et d'un cristal doubleur, le miroir de sortie étant directement déposé sur ce dernier.

Ces lasers microchips à 561 nm et à 553 nm sont conçus pour émettre respectivement à 1123 nm et à 1106 nm puis pour être doublés en fréquence, en intra-cavité, à l'aide d'un cristal non-linéaire. L'onde fondamentale infrarouge (1123 nm ou 1106 nm), issue du Nd:YAG, oscille dans la cavité. Puis elle est doublée par le cristal non-linéaire intra-cavité. L'onde résultante est, dans notre cas, appelée onde visible.

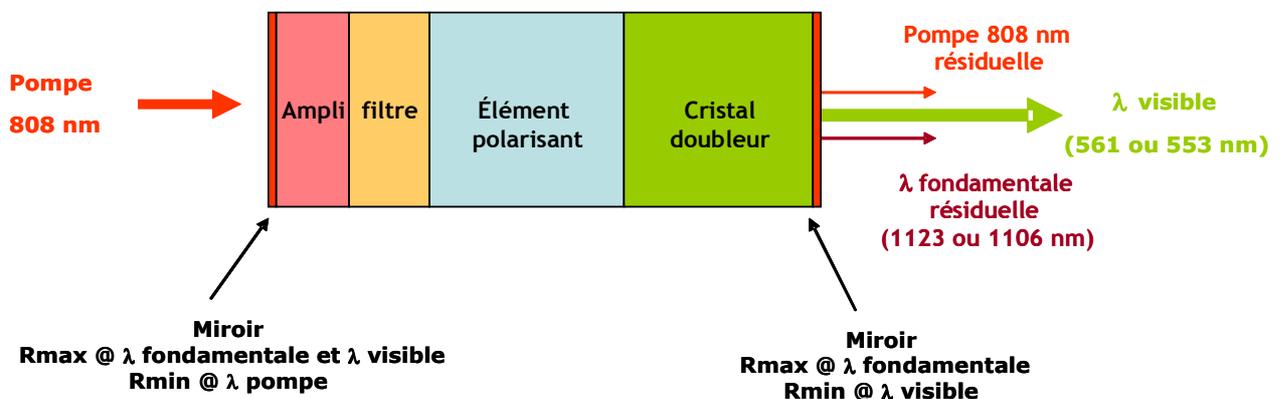


Figure 21 : Schéma de principe d'une cavité microchip Oxixus

A la sortie de cette cavité laser, 3 ondes de fréquences différentes coexistent :

- un faisceau résiduel à la longueur d'onde fondamentale (1123 nm ou 1106 nm) de puissance faible (le miroir de sortie de la cavité a un taux de réflexion supérieur à 99,9%),
- un faisceau de pompe résiduel à 808 nm qui n'a pas été absorbé par le milieu amplificateur (généralement très divergent),
- un faisceau visible de seconde harmonique.

Rappelons que tous les cristaux de cette cavité seront contactés entre eux par adhérence moléculaire. Cette cavité, dite de type « plan/plan », est auto-alignée par construction. Le réglage de l'orientation des cristaux les uns par rapport aux autres sera définitif après contactage.

La cavité de type microchip étant entièrement contactée, il n'y a pas de lentilles ou de miroirs de focalisation en intra-cavité. Par contre une lentille thermique se crée dans le Nd:YAG sous l'influence du faisceau de pompe à 808 nm. On se rapproche dans ce cas d'une cavité laser de type « plan/concave ». Une lentille secondaire pourrait également se construire dans le cristal non-linéaire lors du passage du faisceau de l'onde fondamentale mais nous la considérons comme négligeable.

La cavité, le cristal de Nd:YAG et le cristal non-linéaire ont tout d'abord été dimensionnés par calcul, puis optimisés suite aux essais réalisés. Les miroirs, le filtre, l'élément polarisant et l'orientation des cristaux sont spécifiés de façon à privilégier l'oscillation d'une seule longueur d'onde monochromatique fondamentale. L'axe cristallographique du cristal doubleur doit être orienté précisément (à mieux que $0,1^\circ$) de façon à présenter un gain non-linéaire maximum à une température de fonctionnement proche de 32°C (température choisie arbitrairement afin d'optimiser la stabilité de l'asservissement en température des cristaux). Le cristal de Nd:YAG et le filtre en quartz sont régulés en température entre 22°C et 30°C avec une précision de $0,1^\circ\text{C}$.

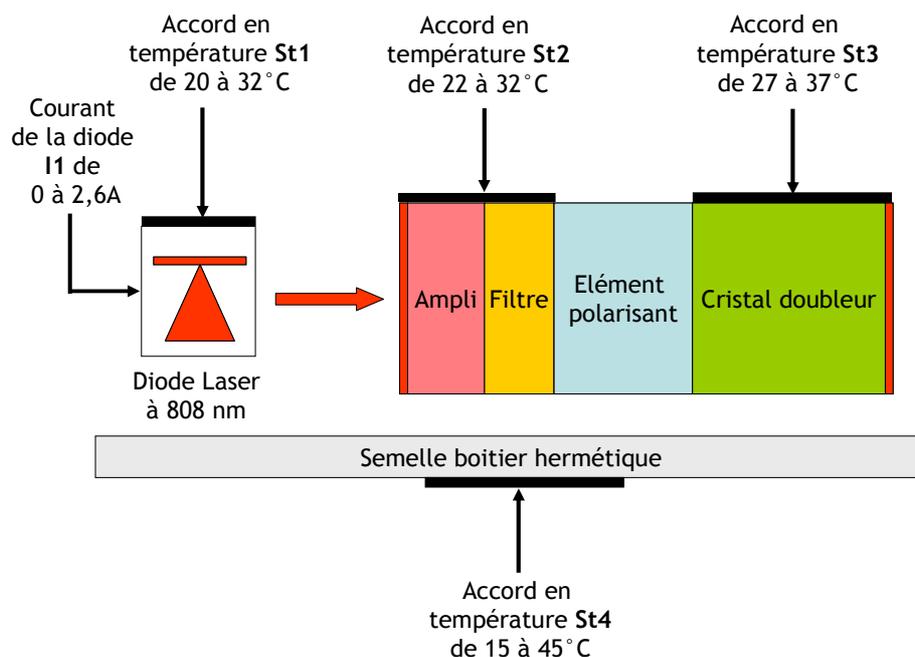


Figure 22 : Schéma de principe des paramètres ajustables d'une tête laser Oxsius

La figure 22 présente les différents paramètres contrôlés par le logiciel d'asservissement intégré à la source. La diode laser de pompage est ajustée en température de 20 à 32 °C par la consigne de température St1 et en courant par la consigne I1. La température du cristal amplificateur et de la lame de quartz est donnée par la consigne St2 qui est réglable de 22 à 32 °C par pas de 0,2 °C. Celle du cristal doubleur est asservie finement, entre 27 et 37 °C, avec une précision de 0,1 °C, à l'aide de la consigne St3. Quand à la température de consigne St4, elle permet de maintenir une température semelle du boîtier hermétique au-dessus de 15 °C sur une plage de 30 °C.

Les points de fonctionnement mono-fréquence de la cavité laser microchip sont donc déterminés pour une température semelle St4 donnée, par l'ensemble [I1, St1, St2, St3].

A.5 L'élément polarisant

Ce composant est un composant clef des architectures de laser Oxxius. Il y a eu trois générations de cet élément sélectif polarisant :

- la première génération était formée de deux prismes (DP), en silice, coupés à angle de Brewster et séparés par une lame d'air,
- la seconde, nommée DPM (Double Prisme Monolithique) était sans lame d'air. Les prismes étaient contactés par adhérence moléculaire sur une lame d'indice différent (SiO_2 , YAG, SiO_2),
- finalement la troisième génération, appelé DPM à traitement, comporte deux prismes en SiO_2 contactés avec un traitement diélectrique interne.

A.5.1 Prismes en silice assemblés

La première génération d'éléments polarisants (DP) était constituée par deux prismes en silice pure SiO_2 (figure 23). L'angle entre la base et le sommet est un angle de Brewster à $62,3^\circ \pm 0,1^\circ$, ce qui introduit un taux de transmission de 100 % pour une onde polarisée parallèle (p) et un taux de transmission de 76,4 % pour une onde orthogonale (s). La fonction était réalisée en positionnant parfaitement deux prismes face à face à l'aide de systèmes mécaniques de micro-positionnement multi-axes de précision. La lame d'air entre les prismes était d'environ 100 μm . L'ensemble était ensuite maintenu par des brides de ciment en silice posées sur l'extérieur de composant.

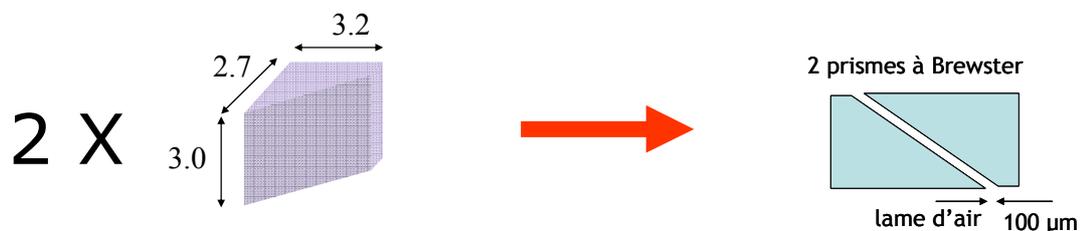


Figure 23 : Principe d'assemblage de l'élément polarisant de première génération

A.5.2 Double Prisme Monolithique en silice avec lame de YAG

La seconde génération d'élément polarisant a été ensuite monolithique. Nous l'avons appelée « DPM ». cet élément polarisant était composé d'une lame étalon de YAG (indice 1,8) de 200 μ m d'épaisseur contactée par adhérence moléculaire entre deux lames de SiO₂ étalons (indice 1,54) parfaitement parallèles (figure 24).

L'ensemble était ensuite orienté et scié de façon à ce que la lame de YAG se trouve à l'angle de Brewster. Finalement, l'ensemble était repoli finement en double face afin de rendre les deux faces parfaitement parallèles, avec une erreur de parallélisme inférieur à 20". Le taux de transmission résultant de l'onde parallèle (p) était de 100%. C'est le saut d'indice provoqué par la lame de YAG qui créait des pertes (9,7 %) sur l'onde polarisée orthogonalement (s) et permettait ainsi de favoriser l'oscillation de l'onde fondamentale en intra-cavité selon la polarisation p .

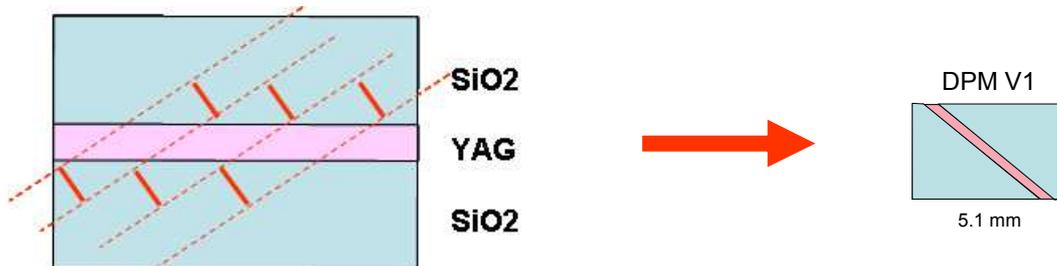


Figure 24 : Principe d'assemblage et découpe d'un DPM de 1^{ère} génération

A.5.3 Double Prisme Monolithique avec traitement interne

Le DPM à traitement est un composant qui a été breveté (DE 102009047471) [3]. Il est composé de deux lames étalons de silice pure SiO₂ séparées par un traitement diélectrique déposé sur une des deux lames étalons (figure 25). Ce traitement permet une transmission de 100 % sur une onde incidente polarisée parallèle (p) et 87,5 % sur une onde polarisée orthogonale (s) (voir figure 60 partie 3 section B.2). Il crée des pertes de 12,5% pour l'onde fondamentale polarisée (s) et favorise ainsi l'oscillation de l'onde fondamentale selon la polarisation (p). Ce traitement a aussi la particularité de pouvoir être contactable c'est-à-dire qu'il a les propriétés nécessaires pour réaliser un assemblage par adhérence moléculaire.

Le sandwich formé est orienté afin que le traitement diélectrique et les interfaces soient à l'angle de Brewster puis scié en tranche. Chaque tranche est ensuite recoupée et polie en double face afin d'assurer un parallélisme mieux que 10".

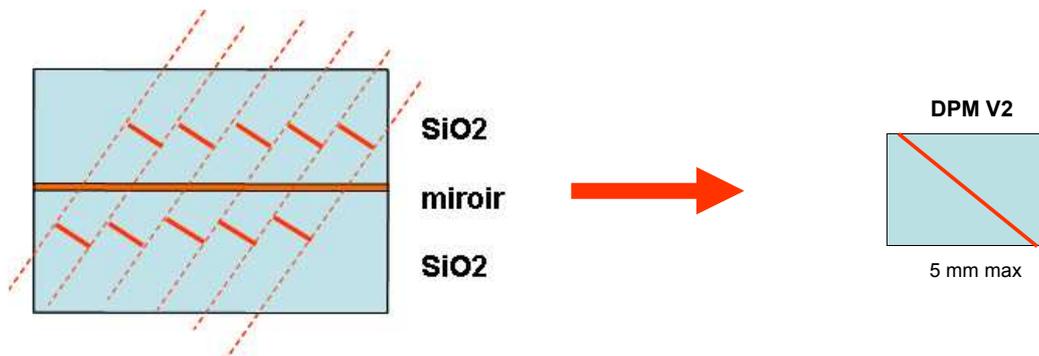


Figure 25 : Principe d'assemblage et de découpe d'un DPM avec traitement diélectrique interne

A.6 Description de la tête laser SLIM Oxxius

Les cavités laser microchips étudiées doivent pouvoir être intégrées dans le boîtier hermétique de la tête laser SLIM Oxxius (88 x 44 x 29 mm³).

La figure 26 montre une coupe de ce boîtier et des différents sous-ensembles opto-mécaniques constituant la tête laser.

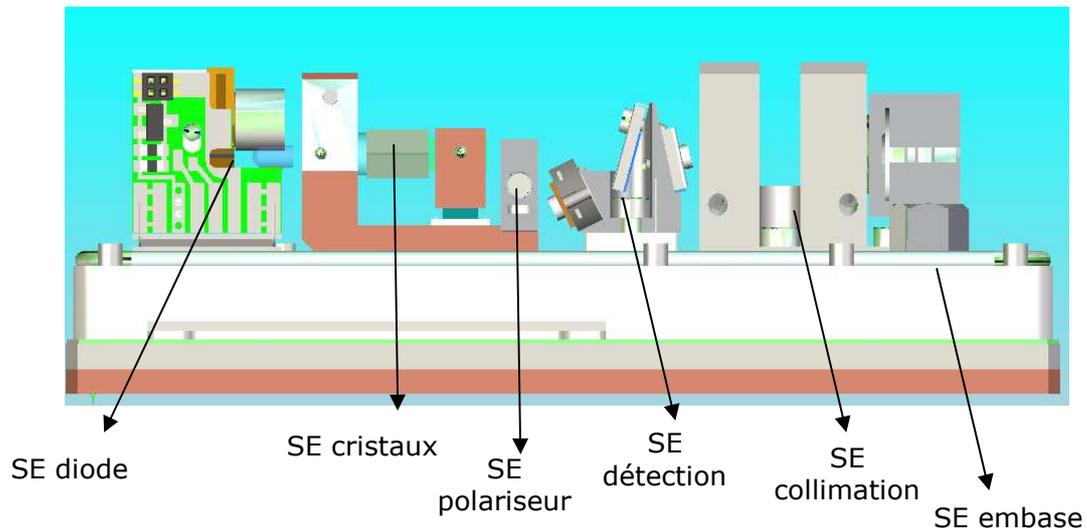


Figure 26 : Description d'une tête laser SLIM Oxxius

Ce boîtier hermétique est constitué des sous-ensembles suivants:

- **sous-ensemble de pompage** (SE diode), comportant la diode à semi-conducteur, sa lentille de mise en forme et son système de régulation en température (St1),
- **sous-ensemble cristallin** (SE cristaux), comportant la cavité laser microchip et les éléments de régulation de température des cristaux (St2 et St3),
- **sous-ensemble optionnel de polarisation** (SE polariseur), permettant de rectifier le taux et l'axe de polarisation du faisceau visible,
- **sous-ensemble de filtrage de l'infrarouge résiduel et de détection** (SE détection), supprimant les faisceaux lumineux infrarouges résiduels et prélevant une partie du faisceau visible afin de réaliser l'asservissement en puissance,
- **sous-ensemble de mise en forme de faisceau** (SE collimation), réalisant la collimation du faisceau laser visible à l'infini,
- **sous-ensembles mécaniques hermétiques** (SE embase + SE capot).

Tous ces différents sous-ensembles sont décrits en annexe A.3.

La photographie, figure 27, montre une tête laser SLIM émettant à 561 nm dans un barreau de verre dépoli sur une extrémité.



44x80x29 mm³

Figure 27 : Photographie d'un laser DPSS 300 mW continu, mono-fréquence à 561 nm

B. Effets non-linéaires

Nous allons utiliser les propriétés non-linéaires d'un cristal biréfringent afin de créer un laser ayant une longueur d'onde visible (561 nm ou 553 nm) à partir d'un laser infrarouge à base de Nd:YAG émettant respectivement à 1123 nm ou à 1106 nm. Pour cela, je vais présenter quelques généralités sur les effets non-linéaires et expliquer plus précisément la génération de seconde harmonique par doublage de fréquence dans un cristal non-linéaire de type mm2.

B.1 Généralités

D'un point de vue microscopique [4], le moment dipolaire local μ d'un diélectrique soumis à un champ local e peut s'écrire comme la somme d'un terme permanent μ_0 et d'un terme induit μ_{induit} :

$$\mu = \mu_0 + \mu_{induit} \quad (B.1.1)$$

Le développement limité suivant les puissances de ce champ local e est :

$$\mu = \mu_0 + \alpha \cdot e + \beta \cdot e \cdot e + \gamma \cdot e \cdot e \cdot e + \dots \quad (B.1.2)$$

où :

- μ_0 est le moment dipolaire permanent de la molécule.
- α est un tenseur de rang 2 décrivant les effets linéaires ; il exprime la polarisabilité linéaire.
- β est l'hyperpolarisabilité quadratique (tenseur de rang 3) ; il exprime les effets non linéaires d'ordre 2.
- γ est l'hyperpolarisabilité cubique (tenseur de rang 4) ; il exprime les effets non linéaires d'ordre 3.

Dans le cas des faibles intensités du champ incident, α est prépondérant et les autres termes du développement peuvent être négligés. La réponse au champ incident est alors :

$$\mu_{induit} = \alpha \cdot e \quad (B.1.3)$$

Cette réponse est proportionnelle à l'excitation dans le cadre de l'optique linéaire. Par contre, pour de très fortes intensités, les autres termes du développement dans l'équation (B.1.2) ne peuvent plus être négligés dans le cas de l'optique non linéaire.

A l'échelle macroscopique [4], la polarisation \vec{P} représente la densité de moment dipolaire du milieu. Les principes qui régissent la polarisation de la matière permettent d'écrire les équations suivantes sur le moment dipolaire à l'état libre (sans contrainte de champs extérieurs) :

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \vec{P}_{\text{induit}} \quad (\text{B.1.4})$$

Où \vec{P}_0 est la polarisation permanente et où la polarisation induite vaut :

$$\vec{P}_{\text{induit}} = \varepsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E} \quad (\text{B.1.5})$$

Ici, χ représente la susceptibilité diélectrique et ε_0 la permittivité du vide.

En considérant les ions immobiles aux fréquences optiques, seuls les électrons contribuent à la susceptibilité. Cependant l'équation B.1.5 n'est valable que pour les champs de faibles intensités et décrit ce qui est du domaine de l'optique linéaire.

Quand l'intensité du champ est proche de l'intensité de celle de la force atomique (10^7 - 10^{10} Vm^{-1}), comme c'est le cas pour la lumière laser, le champ électrique est suffisamment fort pour affecter la matière jusqu'à changer ses paramètres optiques. La polarisation induite contient alors dans son expression un terme linéaire auquel on ajoute les termes non linéaires tels que :

$$\vec{P}_{\text{induit}} = \varepsilon_0 \cdot \sum_n \chi^{(n)} \cdot \vec{E}^n \quad (\text{B.1.6})$$

$$\vec{P}_{\text{induit}} = \varepsilon_0 \cdot (\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} \cdot \vec{E} * \vec{E} + \chi^{(3)} \cdot \vec{E} * \vec{E} * \vec{E} + \dots) \quad (\text{B.1.7})$$

$\chi^{(1)}$ est le terme linéaire valant χ dans l'équation B.1.5.

$\chi^{(n)}$ représente les susceptibilités diélectriques d'ordre n . C'est un tenseur de rang $n+1$ qui permet de tenir compte de l'anisotropie du milieu. Soulignons qu'en toute rigueur, les susceptibilités dépendent de toutes les fréquences mises en jeu dans le matériau.

Comme dans la plupart des cristaux non linéaires, la part non linéaire de χ dépend de la direction de la polarisation et de celle du champ électrique, $\chi^{(p)}$ est alors un tenseur noté $\chi_{ijk}^{(p)}$.

Les formulations très générales des équations B.1.4 et B.1.6 permettent de rendre compte de la polarisation née de l'interaction, au sein du diélectrique, d'ondes de diverses fréquences ou même de champs continus.

La polarisation créée par une onde lumineuse traversant un matériau peut donc s'écrire sous la forme :

$$\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots \quad (\text{B.1.8})$$

Où $\vec{P}^{(i)}$ est la polarisation d'ordre i en puissance du champ électrique.

Plus précisément, on peut montrer que pour i ondes de fréquences $\omega_1, \dots, \omega_i$ dont on note les amplitudes $\vec{E}(\omega_i)$, la polarisation suivante est créée :

$$\vec{P}^{(i)}(\omega_1 + \omega_2 + \dots + \omega_i) = \epsilon_0 \chi^{(i)}(\omega_1, \dots, \omega_i) \cdot \vec{E}(\omega_1) \dots \vec{E}(\omega_i) \quad (\text{B.1.9})$$

où $\chi^{(i)}(\omega_1, \dots, \omega_i)$ est le tenseur de susceptibilité électrique d'ordre i qui dépend du matériau utilisé. Cette dernière expression montre que l'onde créée a une fréquence différente des ondes initialement présentes.

Chaque type de matériau présente des susceptibilités électriques différentes. Ils donnent donc des effets non linéaires de différents ordres.

Au second ordre, la polarisation s'écrit donc:

$$\vec{P}^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1, \omega_2) \cdot \vec{E}(\omega_1) \vec{E}(\omega_2) \quad (\text{B.1.10})$$

On peut notamment citer les effets suivants :

- L'effet Pockels (ou électro-optique) lorsque $\omega_l = 0$.
- La rectification optique est le phénomène réciproque de l'effet Pockels. Lorsqu'un cristal non linéaire de $\chi^{(2)}$ est éclairé par un faisceau lumineux, un champ de polarisation électrique statique est engendré par rectification optique selon le processus :

$$\vec{P}^{(2)}(\Omega) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega + \Omega, -\omega, \Omega) \cdot \vec{E}(\omega + \Omega) \vec{E}^*(\omega) \quad (\text{B.1.11})$$

- La génération de somme (SFG) ou de différence de fréquence (DFG) $\omega_1 \pm \omega_2$ où la génération de seconde harmonique (SHG) (ou doublage de fréquence) est un cas particulier quand $\omega_1 = \omega_2 = \omega$. Dans le cas de la SHG, l'onde résultante ω_3 est égale à 2ω .

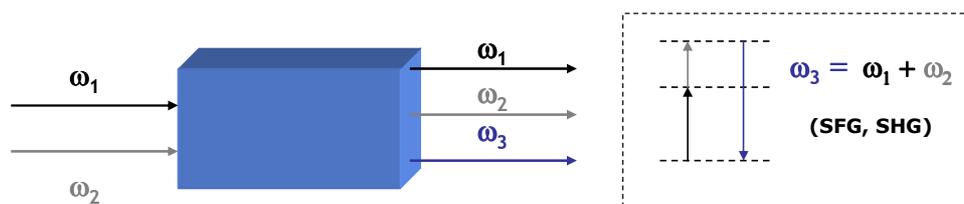


Figure 28 : Principe de la génération de somme de fréquences (SFG)

Au troisième ordre, la polarisation s'écrit :

$$\vec{P}^{(3)}(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) = \epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) \cdot \vec{E}(\omega_1) \vec{E}(\omega_2) \vec{E}(\omega_3) \quad (\text{B.1.12})$$

On peut citer par exemple les effets suivants :

- Le mélange paramétrique à quatre ondes, dont un cas particulier est la génération de troisième harmonique (laser UV),
- Les diffusions inélastiques Raman et Brillouin.

B.2 Cas du doublage de fréquence (SHG) dans un cristal de type mm2

Nous abordons ici quelques points théoriques concernant le doublage de fréquence (SHG) en régime continu.

Les premières générations de seconde harmonique optique ont été obtenues à l'aide de laser à rubis et publiées, en 1961, par Franken dans le quartz [5] puis par Giordmaine dans le KDP (KH₂PO₄) [6]. Ces phénomènes n'apparaissent que pour de fortes intensités et n'ont pu être mis en évidence qu'avec des lasers puissants [7].

On montrera dans ce paragraphe qu'il existe une relation simple et pratique entre la puissance incidente à la longueur d'onde fondamentale (λ_ω associée à la pulsation ω) et la puissance obtenue à la fréquence double ($\lambda_{2\omega}$ associée à la pulsation 2ω).

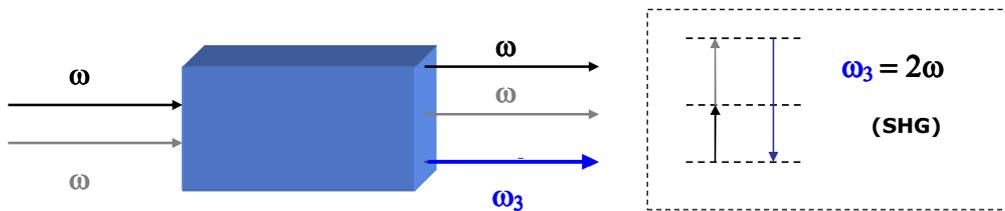


Figure 29 : Principe de la génération du doublage de fréquence (SHG)

La génération de seconde harmonique, décrite par la susceptibilité d'ordre deux $\chi_{ijk}^{(2)}$, est due au transfert d'une partie de l'énergie de l'onde incidente de pulsation ω se propageant dans le milieu vers une onde de pulsation 2ω de fréquence double se propageant dans le même milieu.

L'interaction non linéaire se produit dans un matériau de longueur L_{NL} dont les indices, vus par les ondes fondamentale et doublée, seront respectivement notés n_ω et $n_{2\omega}$.

Nous allons considérer ici le cas d'ondes planes monochromatiques. Cette approximation se justifie si l'on travaille autour du waist du faisceau laser de rayon w_{NL} (surface équiphase plane) et si, de plus, la longueur d'interaction est bien plus faible que le paramètre confocal b du faisceau laser :

$$b = 2\pi \cdot n_\omega \cdot w_{NL}^2 / \lambda_\omega \quad (\text{B.2.1})$$

Enfin, nous considérons que le milieu non linéaire est non-absorbant, que le phénomène de double réfraction (walk-off) est négligeable et que les rendements de conversion sont faibles (pas de déplétion de l'onde pompe à la longueur d'onde fondamentale λ_ω). Cette dernière approximation se justifie par le fait que nous travaillons en régime continu et que les intensités mises en jeu restent bien moins grandes qu'en régime impulsionnel pour lequel des rendements de conversion supérieurs à 30% sont facilement obtenus.

Les processus non-linéaires d'ordre deux ont lieu dans les cristaux non centrosymétriques. Les champs se trouvent couplés par la susceptibilité du deuxième ordre. Celle-ci est un tenseur de rang 3 que l'on note $\chi_{ijk}^{(2)} = 2 \cdot d_{ijk}$ dont les composantes sont indépendantes de la fréquence dans la zone de transparence du milieu. La composante i de la polarisation ($i = x, y$ ou z) s'écrit :

$$P_i^{(2)} = 2N\varepsilon_0 \sum_{j,k} d_{ijk} E_j E_k \quad (\text{B.2.2})$$

où N désigne le facteur de dégénérescence. Il prend la valeur de $1/2$ pour la génération de seconde harmonique et la rectification optique, et 1 pour les autres processus. Or, intervertir E_j et E_k ne change rien quant aux propriétés physiques de $P_i^{(2)}$. Cela signifie que $d_{ijk} = d_{ikj}$ (symétrie de Boyd-Kleinman) [8]. On allègera d'avantage les coefficients d_{ijk} en adoptant les conventions suivantes : $xx=1$, $yy = 2$, $zz = 3$, $yz = zy = 4$, $xz = zx = 5$ et $xy = yx = 6$. L'équation (B.2.2) devient :

$$P_i^{(2)} = 2N\varepsilon_0 \sum_{m=1}^6 d_{im} (EE)_m \quad (\text{B.2.3})$$

tel que : $(EE)_m = E_m^2$ pour $m = 1,2,3$; $(EE)_4 = E_y E_z$, $(EE)_5 = 2E_z E_x$, $(EE)_6 = 2E_x E_y$, avec pour $m = 1,2,3$ respectivement pour x, y, z et $m = 4,5,6$ respectivement pour les couples yz ou zy , xz ou zx , xy ou yx . Sous une écriture matricielle l'équation (B.2.3) devient :

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = 2N\varepsilon_0 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{chp1} E_x^{chp2} \\ E_y^{chp1} E_y^{chp2} \\ E_z^{chp1} E_z^{chp2} \\ E_y^{chp1} E_z^{chp2} + E_z^{chp1} E_y^{chp2} \\ E_x^{chp1} E_z^{chp2} + E_z^{chp1} E_x^{chp2} \\ E_x^{chp1} E_y^{chp2} + E_y^{chp1} E_x^{chp2} \end{pmatrix} \quad (\text{B.2.4})$$

où $E_{x,y,z}^{chp1,chp2}$ sont les composantes x, y et z du champ $chp1$ et du champ $chp2$ interagissant dans le cristal.

Notons que selon les propriétés de symétrie du cristal, certains coefficients d_{im} sont égaux et d'autres sont nuls.

De nombreuses simplifications interviennent dans l'expression de la susceptibilité non linéaire lorsque l'on prend en compte les propriétés des matériaux utilisés [9]:

La matrice des tenseurs d devient pour un matériau de type mm2 :

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{B.2.5})$$

Où d_{15} , d_{24} , d_{31} , d_{32} et d_{33} sont des coefficients qui dépendent de la longueur d'onde [10].

d_{eff} est le coefficient non-linéaire effectif d'ordre 2 du matériau, combinaison linéaire de d_{ijk} , dépendant de la symétrie du matériau et de la direction de propagation. Dans un cristal de type mm2, il est simplement lié à la susceptibilité diélectrique non linéaire d'ordre 2 $\chi_{eff}^{(2)}$ par la relation :

$$\chi_{eff}^{(2)} = 2.d_{eff} \quad (\text{B.2.6})$$

L'unité usuelle du d_{eff} est le pm.V⁻¹.

Le calcul de d_{eff} est complexe pour un cristal biaxe positif. Pour cela, nous utiliserons un logiciel de calcul développé à cet effet : SNLO, Select Non-Linear Optics software (voir chapitre B.4.1).

Pour un cristal biaxe de type mm2, les axes diélectriques sont les mêmes que les axes cristallographiques. Les équations d'onde se simplifient et donnent les deux équations suivantes [11] :

$$\frac{dE_{\omega}}{dx} = \frac{i\omega}{n_{\omega}c} d_{eff} E_{2\omega} E_{\omega}^* \exp(i\Delta kx) \quad (\text{B.2.7})$$

$$\frac{dE_{2\omega}}{dx} = \frac{i\omega}{n_{2\omega}c} d_{eff} E_{\omega} E_{\omega}^* \exp(-i\Delta kx) \quad (\text{B.2.8})$$

Où Δk est le désaccord de phase ($\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$), le matériau étant supposé à très faibles pertes. Δk rend compte du fait que les ondes à λ_{ω} et $\lambda_{2\omega}$ ne se propagent pas à la même vitesse,

$$\text{où} \quad k_{\omega} = \frac{n_{\omega}\omega}{c} \quad \text{et} \quad k_{2\omega} = \frac{n_{2\omega}2\omega}{c} \quad (\text{B.2.9})$$

Si la puissance de l'onde fondamentale reste constante au cours du temps, la première équation peut être intégrée sur la longueur du cristal L_{NL} . Il s'en suit alors une relation entre l'intensité de l'onde fondamentale à l'entrée du cristal et l'intensité de l'onde générée à la fréquence double après une longueur d'interaction L_{NL} [12] :

$$I_{2\omega}(L_{NL}) = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2 L_{NL}^2}{n_{2\omega} n_{\omega}^2 \epsilon_0 c \lambda_{\omega}^2} \sin^2 \left[\frac{\Delta k L_{NL}}{2} \right] I_{\omega}^2(0) \quad (\text{B.2.10})$$

où $\sin c(x) = \frac{\sin(x)}{x}$, I_ω est l'intensité de l'onde fondamentale et c est la célérité de la lumière dans le vide. Les intensités I_ω et $I_{2\omega}$ sont exprimées en W.m^{-2} .

Note : Cette équation n'est pas idéale car elle ne prend en compte ni les aspects du faisceau (divergence, profil...) ni le phénomène de double réfraction dans le cristal non-linéaire. Elle permet cependant de montrer l'influence des différents paramètres.

On peut ainsi en déduire que si le déphasage Δk augmente, l'intensité de l'onde harmonique diminue. Inversement, lorsque deux ondes sont en accord de phase ($\Delta k = 0$), l'intensité de l'onde harmonique augmente rapidement.

On peut définir le rendement de conversion η comme le rapport entre l'intensité de l'onde de fréquence 2ω et celle de fréquence incidente ω :

$$\eta = \frac{I_{2\omega}(L_{NL})}{I_\omega(0)} \quad (\text{B.2.11})$$

Comme on peut le voir dans l'équation ci-dessus, le rendement de conversion dépend de la longueur du cristal non-linéaire, de la longueur d'onde, du paramètre d_{eff} , des indices du matériau et du désaccord de phase Δk .

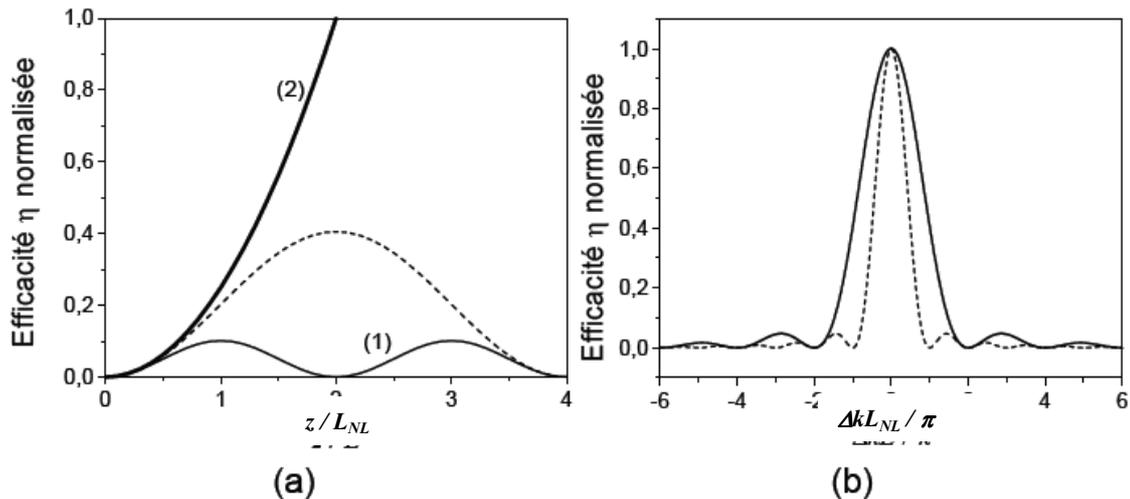
Nous allons ensuite transformer cette relation et faire apparaître les puissances des ondes fondamentales et doublées, en considérant un profil d'intensité uniforme. Pour simplifier l'expression, nous nous plaçons à l'accord de phase parfait (soit $\Delta k = 0$), on obtient alors :

$$P_{2\omega}(L_{NL}) = \frac{8\pi^2 \cdot d_{eff}^2 \cdot L_{NL}^2}{n_{2\omega} \cdot n_\omega^2 \cdot \epsilon_0 \cdot c \cdot \lambda_\omega^2} \cdot \frac{P_\omega^2(0)}{\pi \cdot w_{NL}^2} \quad (\text{B.2.12})$$

avec $\omega = 2\pi\nu = 2\pi/\lambda$ et $\mu_0\epsilon_0 = 1/c^2$

Cette équation fait ressortir les paramètres importants pour réaliser une conversion non linéaire efficace. Le cristal non linéaire doit présenter un coefficient non linéaire d_{eff} grand et si possible des indices de réfraction n_ω et $n_{2\omega}$ faibles. En ce qui concerne les conditions expérimentales, on devra utiliser des cristaux de grande longueur L_{NL} et focaliser le faisceau fondamental sur de petites tailles (rayon w_{NL}).

L'intensité du champ de seconde harmonique croît alors de manière quadratique avec la longueur d'interaction (figure 30a) [13]. Lorsque la longueur d'onde du fondamental est fixée autour de 1122 nm, la longueur de cohérence des matériaux usuellement utilisés comme le KTP est de l'ordre d'une dizaine de microns. Ceci conduit donc à des rendements de conversion faibles si l'accord de phase n'est pas réalisé.



27 a) Evolution de l'efficacité de conversion en fonction de la distance Z (normalisée par rapport à L_{NL}) dans différents cas: courbe (1) $\Delta kL_{NL} = \pi$, en pointillés pour $2\Delta kL_{NL} = \pi$ et courbe (2) à l'accord de phase.
 27 b) Courbes d'accord de phase (efficacité en fonction du désaccord de phase) pour une longueur d'interaction L_{NL} (trait continu) et une longueur $2L_{NL}$ (pointillés).

Figure 30 : Efficacité de conversion et courbes d'accord de phase

La Figure 30b représente ce que l'on appelle une courbe d'accord de phase, c'est à dire l'évolution de l'efficacité pour une longueur de milieu donné (ici L_{NL} ou $2L_{NL}$) en fonction du désaccord de phase. On retrouve la dépendance de type sinus cardinal au carré que l'on peut déduire de l'équation B.2.10. On peut voir que lorsque l'on augmente la longueur du matériau (courbe en pointillés), l'efficacité diminue d'autant plus rapidement lorsque l'on s'écarte de l'accord de phase.

Ce n'est donc que sous certaines conditions que le taux de conversion est significatif. Les deux conditions fondamentales pour une conversion efficace sont que l'intensité du faisceau pompe soit grande sur une certaine longueur de propagation et que le faisceau à convertir conserve une certaine relation de phase sur cette même longueur (condition d'accord de phase). Sous des conditions correctement optimisées, il est possible d'obtenir plus de 30 % d'efficacité de conversion en focalisant un faisceau laser intense dans un cristal non-linéaire. Cette technique est largement utilisée, notamment pour générer un faisceau visible à 532 nm à partir d'un laser Nd:YAG infrarouge à 1064 nm.

B.3 Paramètres de choix du cristal non-linéaire

Le moyen le plus couramment utilisé pour réaliser la condition $\Delta k = 0$ est l'accord de phase par biréfringence. Comme nous venons de le voir, pour que l'efficacité de conversion soit grande, il faut que l'onde fondamentale et l'onde de seconde harmonique soient en phase. Comme la vitesse de la lumière dans un matériau varie en fonction de la longueur d'onde à cause de l'indice de réfraction, il faut se mettre dans des conditions particulières pour voir efficacement cet effet.

Les cristaux présentant une anisotropie naturelle (indices de réfraction différents selon la direction d'observation) sont majoritairement utilisés pour générer une seconde harmonique. Pour une conversion optimale dans le domaine du visible, on peut citer par exemple les cristaux de LBO (Lithium Triborate LiB_3O_5) et de KTP (Phosphate de Potassium et de Titanyl KTiOPO_4).

B.3.1 Orientation de l'axe cristallographique

Usuellement, l'accord de phase est obtenu en utilisant le fait que la plupart des matériaux quadratiques sont également biréfringents. La conversion de fréquence optimale est obtenue pour un désaccord de phase nul ($\Delta k = 0$) qui dépend de l'orientation de la polarisation du champ de l'onde fondamentale vis-à-vis des axes cristallographiques du cristal non linéaire. L'accord de phase se traduit ainsi par une condition sur les indices de réfraction aux fréquences ω et 2ω [14]:

$$n_{\omega} = n_{2\omega} \quad (\text{B.3.1.1})$$

Pour un cristal de type $mm2$, les axes cristallographiques (a,b,c) sont alignés sur les axes diélectriques (x,y,z) . On peut représenter une surface des indices qui permettent d'obtenir l'accord de phase selon la représentation de Dmitriev [19] (figure 31). On prend pour hypothèse que $n_z > n_y > n_x$ et $n_z \geq n_2 \geq n_y \geq n_1 \geq n_x$.

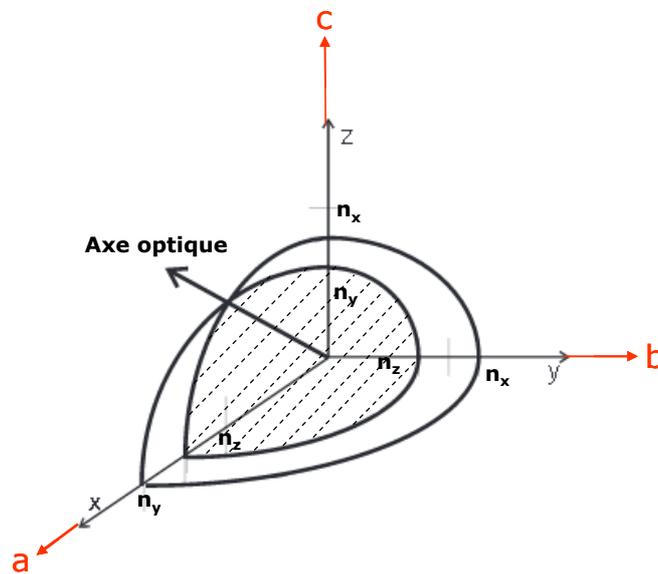


Figure 31 : Surface des indices

Selon les valeurs des indices de réfraction à ω et à 2ω , il existe deux types d'accord de phase dans les milieux biréfringents (voir figure 28).

- Dans l'**accord de phase de type I**, les deux ondes fondamentales ont la même polarisation et l'onde harmonique a une polarisation orthogonale à ces deux ondes.
- Dans l'**accord de phase de type II**, les deux ondes fondamentales ont des polarisations différentes et la troisième onde à 2ω a une polarisation parallèle à l'une des deux ondes à ω .

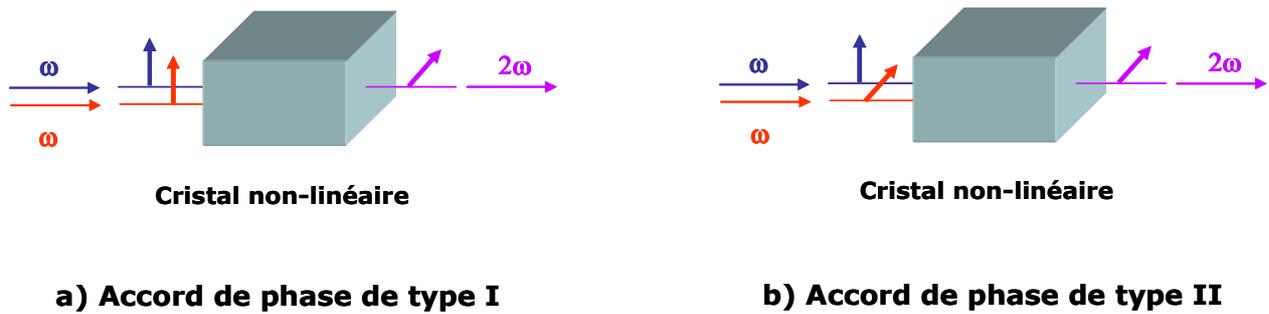


Figure 32 : Types d'accord de phase par biréfringence de type I et II

Pour chaque type d'accord de phase, les axes cristallographiques sont orientés afin de se mettre dans les conditions angulaires optimales pour réaliser l'accord de phase. On parle d'angle de coupe du cristal non-linéaire. On définit aussi un plan de coupe cristalline (XY, XZ ou YZ) et deux angles θ et φ qui vont permettre d'obtenir l'accord de phase, pour une température donnée.

La tolérance autour de ces conditions optimales donne lieu à plusieurs acceptances. Tout d'abord l'acceptance angulaire indique l'angle limite autorisé pour les faisceaux afin de respecter la condition d'accord de phase. Celle-ci limite la focalisation des faisceaux. Les indices variant avec la température, il existe également une acceptation thermique. Certains cristaux ont ainsi besoin d'être réglés précisément en température. Enfin, il existe aussi une acceptation spectrale.

B.3.2 Phénomène de double réfraction (walk-off)

Comme le cristal est coupé avec une direction de propagation hors des axes principaux, un angle de walk-off (noté ρ) résultant de la double réfraction doit être défini. Ce phénomène correspond à une différence d'orientation entre les directions de propagation du flux énergétique et de l'onde elle-même.

En effet, la biréfringence des cristaux fait que les vecteurs \vec{k} et de Poynting ne sont pas colinéaires ; il y a divergence du faisceau. L'angle entre les deux vecteurs est l'angle de walk-off ρ . Une grande biréfringence implique un grand walk-off. Ceci se traduit par une séparation spatiale entre le point d'incidence et le point de sortie des ondes qui dégrade alors le couplage d'énergie entre les deux ondes ainsi que l'efficacité de conversion.

L'équation B.2.7 montre que la puissance de l'onde harmonique dans le cas d'une onde plane est proportionnelle au carré de la longueur du cristal traversée. Or dans le cas d'un cristal biaxe, les polarisations des ondes extraordinaire et ordinaire subissent une déviation due à l'effet walk-off [15]. Il est donc primordial de connaître précisément l'amplitude de ce phénomène pour évaluer l'aptitude d'un cristal à être utilisé comme doubleur de fréquence.

Le phénomène de double réfraction n'a pas été pris en compte dans le développement théorique précédent. L'angle du walk-off étant directement lié aux indices du matériau, il est important de noter que plus la longueur effective L_{NL} de matériau augmente et plus l'effet du walk-off limite la conversion.

Il faut remarquer tout de même que dans le cas d'un cristal non-linéaire, utilisé dans une cavité microchip, cette limitation est faible car la lentille thermique générée dans le cristal amplificateur a tendance à « arranger » les choses.

B.3.3 Température d'accord de phase (acceptance thermique)

Dans certains cristaux non-linéaires, une combinaison particulière de l'orientation du cristal et de sa température fait en sorte que l'onde fondamentale et celle de seconde harmonique sont confrontées, grâce à la biréfringence, au même indice de réfraction et restent donc en phase en se propageant (désaccord de phase nul $\Delta k = 0$). C'est le cas du cristal non-linéaire doubleur intégré dans nos cavités. Cette température particulière est appelée température d'accord de phase (ou de « phase matching »).

Dans d'autres matériaux non-linéaires ferroélectriques, où ce phénomène n'est pas possible, on utilise une technique consistant à faire des couches de matériaux biréfringents avec différentes orientations pour garder les ondes approximativement en phase (quasi accord de phase). Cette technique augmente grandement les possibilités de doublage de fréquence à des températures et des longueurs d'ondes variées. On peut citer par exemple les cristaux de PPKTP (KTP périodiquement polarisé) [16] ou de PPLN (Niobate de Lithium périodiquement polarisé). Nous n'avons pas utilisé de tels cristaux dans les architectures de cavités présentées car ce sont des matériaux très efficaces mais encore très chers et de section ne permettant pas une adhérence moléculaire acceptable.

B.3.4 Limitation du rendement de conversion

Les considérations sur le rendement de conversion non linéaire restent théoriques et dépendent du cristal non linéaire utilisé. De plus, dans le modèle ci-avant, les ondes sont définies comme des ondes planes. Mais en réalité le profil de l'onde fondamentale est gaussien. Il contribue à diminuer le rendement de conversion non linéaire car l'énergie est moins efficace sur les ailes du faisceau gaussien qu'en son centre.

Concernant la focalisation du faisceau, la limitation provient d'un autre paramètre dont nous n'avons pas encore parlé et qui est l'acceptance angulaire du cristal non linéaire. Pour des angles trop importants, la condition d'accord de phase n'est plus réalisée. Les faisceaux ne peuvent donc pas être focalisés sur des tailles trop petites. Mais tout cela dépend bien sûr des propriétés du cristal utilisé.

Outre l'acceptance angulaire, les cristaux non linéaires présentent d'autres paramètres limitants qui sont l'acceptance spectrale et l'acceptance thermique. Une variation angulaire ou de longueur d'onde du faisceau à la fréquence fondamentale ou une variation de température du cristal non linéaire crée une variation de l'accord de phase et diminue donc l'efficacité du doublement de fréquence.

B.4 Choix du cristal non-linéaire doubleur de fréquence

Afin de générer du 561 nm et du 553 nm, plusieurs types de cristaux non linéaires ont été envisagés. J'ai dû faire un choix entre des cristaux très différents. Pour réaliser un laser industrialisable, il a fallu établir des critères de sélection purement factuels comme par exemple : la disponibilité sur le marché, le prix, la facilité d'usinage, la stabilité dans le temps. Mais les paramètres essentiels pour le choix du cristal sont le coefficient optique non-linéaire d_{eff} , les angles d'acceptance angulaire et la sensibilité en température de l'accord de phase. Il nous faut choisir un cristal ayant un d_{eff} le plus élevé possible mais qui soit aussi légèrement ajustable en température pour pouvoir

optimiser le rendement de conversion tout en tenant compte des premiers critères énoncés.

Pour m'aider dans le choix, le dimensionnement et l'orientation de la coupe cristallographique, j'ai utilisé un logiciel de calcul de cavité laser appelé SNLO (Select Non-Linear Optics software). J'ai sélectionné 4 cristaux non-linéaires différents qui ont un bon rendement de conversion dans la gamme spectrale qui nous intéresse et j'ai analysé les données obtenues avec SLNO afin de faire mon choix :

- Le KTP : Potassium Titanyle Phosphate (KTiOPO_4),
- Le KTA : Potassium Titanyle Arsenate (KTiOAsO_4),
- Le LBO : Triobate de Bithium (LiB_3O_5),
- Le BIBO : Borate de Bismuth (BiB_3O_6).

B.4.1 Introduction à SNLO

Le logiciel SNLO, développé par le Docteur A. Smith [17] du Sandia National Laboratory aux Etats-Unis, en utilisation libre pour les universités, recense la plupart des cristaux non linéaires connus et présente leurs caractéristiques principales.

Cette application Windows contient plusieurs fonctions permettant la sélection d'un cristal non linéaire et la modélisation de ses performances pour différentes applications comme par exemple les OPO (Optical Parametric Oscillator), le doublage ou la somme de fréquence. Il comprend des données pour plus de 50 cristaux.

La fonction QMIX proposée par ce logiciel est le point de départ pour le choix d'un cristal non linéaire par rapport à une application donnée. Après la sélection du cristal choisi, une fenêtre s'ouvre et affiche les propriétés du cristal choisi, les coefficients des relations de Sellmeier [18], les coefficients non linéaires, les seuils de dommages, etc. Une autre fenêtre présente la courbe de transparence du matériau en fonction de la longueur d'onde. Et une troisième fenêtre affiche les variables et résultats de calcul de la fonction QMIX. Cette partie du logiciel permet de spécifier l'orientation de la coupe du cristal en calculant, pour une température d'utilisation du cristal choisie, les angles θ et φ suivant les plans cristallographiques (XY, YZ ou XZ), qui optimisent l'accord de phase du cristal en fonction de la longueur d'onde des deux ondes fondamentales.

Les relations de Sellmeier [18] permettent de calculer les variations des indices de réfraction des axes ordinaires et extraordinaires pour un matériau donné. Elles se présentent généralement sous la forme suivante pour un cristal uniaxe :

$$n_o^2 = A_o + \frac{B_o}{\lambda^2 - C_o} - D_o \lambda^2 \text{ pour l'axe ordinaire (o) et}$$

$$n_e^2 = A_e + \frac{B_e}{\lambda^2 - C_e} - D_e \lambda^2 \text{ pour l'axe extraordinaire (e).}$$

Les coefficients A,B,C et D sont calculés sur la base de résultats expérimentaux effectués avec chaque matériau et pour chaque direction cristallographique. Tous ses coefficients sont stockés dans le logiciel SNLO et servent pour calculer les indices de réfraction du matériau choisi en fonction de l'angle d'incidence des ondes fondamentales.

Par exemple pour le KTP qui est un cristal biaxe, les 3 indices n_x , n_y , n_z suivant les axes peuvent être calculés en fonction de λ . Ils sont les suivants dans la gamme spectrale 500 nm – 3540 nm à T = 293 K (voir annexe A.2.2):

$$n_x^2 = 3.006700 + \frac{0.039500}{\lambda^2 - 0.042510} - 0,012470.\lambda^2$$

$$n_y^2 = 3.031900 + \frac{0.041520}{\lambda^2 - 0.045860} - 0,013370.\lambda^2$$

$$n_z^2 = 3.313400 + \frac{0.056940}{\lambda^2 - 0.059410} - 0,016713.\lambda^2$$

Il est important de noter ici que les indices des matériaux enregistrés dans SNLO sont des données expérimentales ; elles peuvent varier très légèrement d'un procédé de fabrication de cristaux à l'autre [19]. Ce logiciel peut permettre de choisir un type de cristal, de le dimensionner et de prédéfinir son orientation cristalline. Mais il sera nécessaire de faire des essais en cavité laser avec des angles espacés de $0,1^\circ$ afin d'affiner la valeur de chaque angle de coupe.

Si on souhaite simuler, par exemple, le doublage de fréquence d'une onde à 1123 nm dans du KTP standard (KTP-F) à une température de 305 °K (31,80°C), on obtient les données suivantes pour un angle $\theta = 75,3^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$:

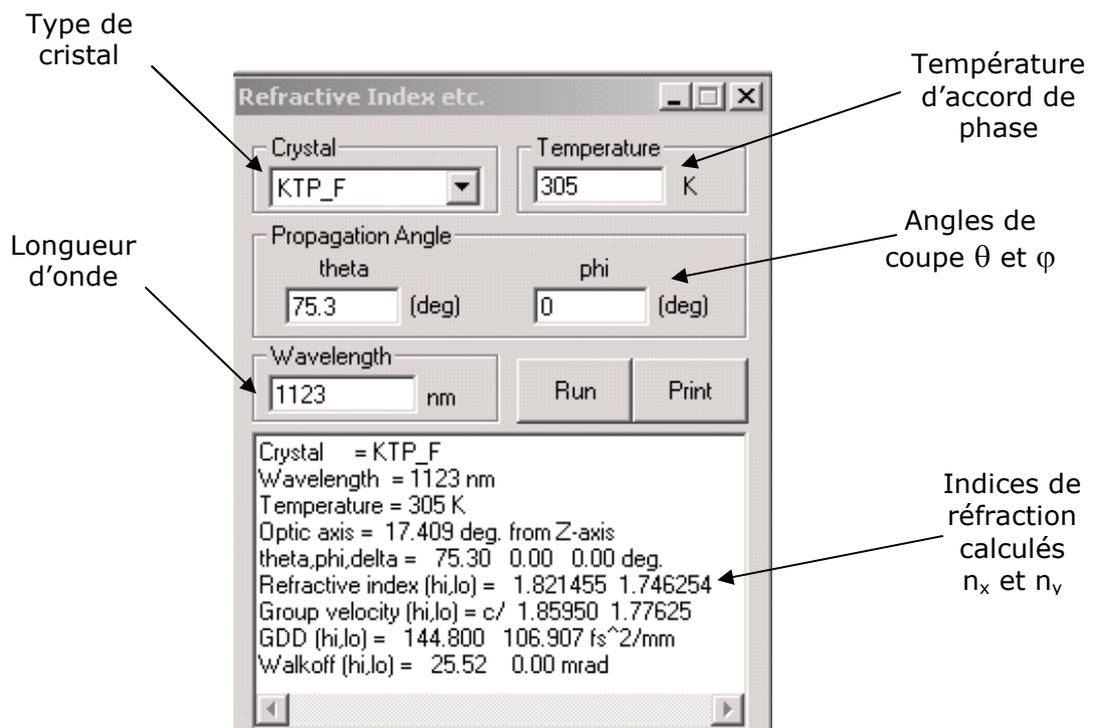


Figure 33 : Calcul des indices de réfraction en fonction de la λ choisie et de l'angle de coupe

La fenêtre présentée figure 33 nous donne accès aux valeurs des indices de réfraction suivant l'axe d'incidence du signal à ω et celui à 2ω . Elle montre aussi la valeur du walk-off en mrad suivant ces deux axes pour une température de fonctionnement donnée. On voit donc que pour un cristal de KTP-F, à l'angle de coupe de $\theta = 75,3^\circ$ suivant XZ, le walk-off est nul sur un axe mais égal à 25,5 mrad sur l'autre axe. Le faisceau visible à 561 nm sera donc elliptique à la sortie de la cavité laser.

Remarque : Pour un laser vert à 532 nm, le walk-off est quasi nul puisque qu'il est d'environ 3,5 mrad sur les deux axes. Le profil de faisceau est dans ce cas circulaire.

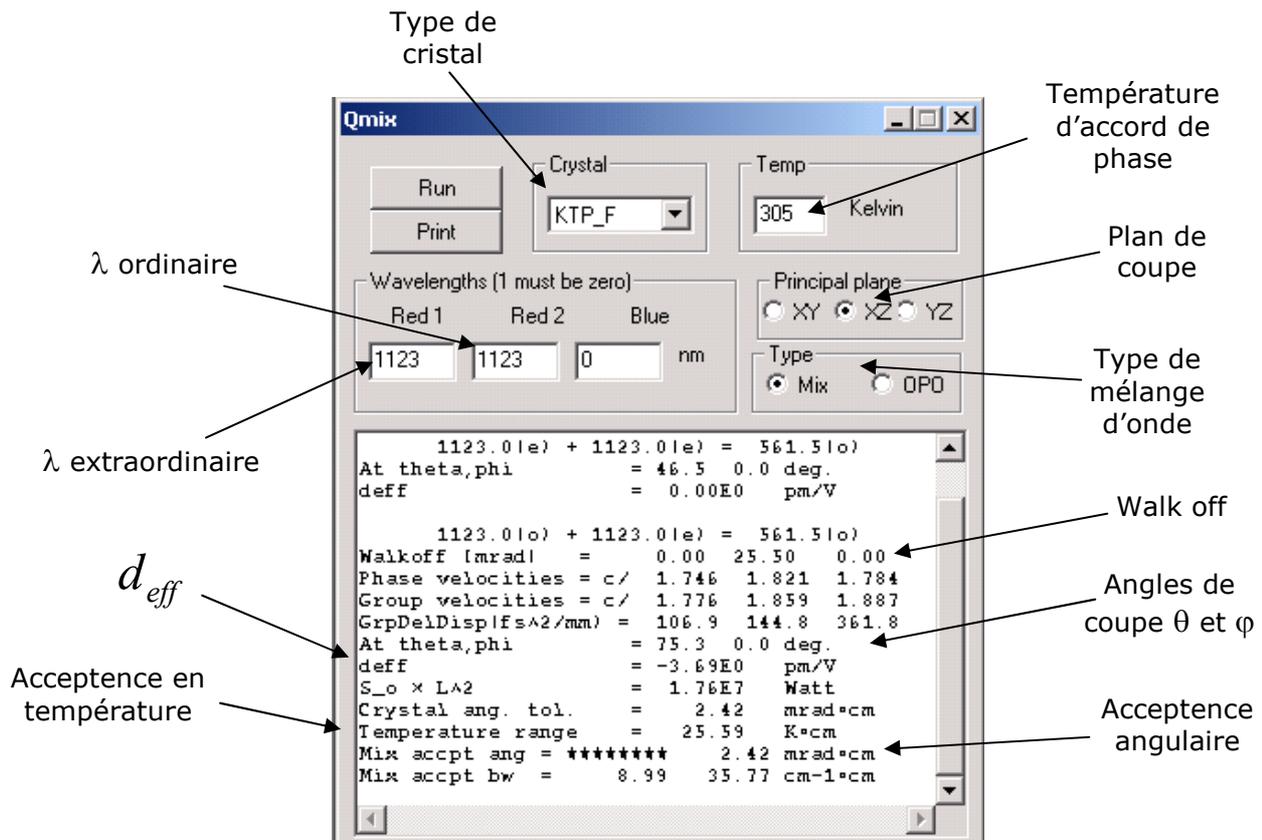


Figure 34 : Exemple de fenêtres de calcul de doublage de fréquence avec SNLO

Cette dernière fenêtre (figure 34) est la plus utilisée. Elle permet de calculer les angles de coupe, pour une température donnée, qui vont permettre de réaliser l'accord de phase.

On peut voir, dans cet exemple, que le doublage de fréquence ne peut être que de type II, c'est-à-dire que l'onde fondamentale se recombine avec elle-même sur deux axes de polarisation croisés mais que l'onde émise à 561 nm sera orthogonale à l'onde fondamentale. Il n'y a pas de solution pour un doublage de fréquence de type I.

Les angles de coupe donnant un rendement de conversion maximal à cette longueur d'onde, pour un cristal de KTP-F, sont indiqués dans cette fenêtre. Pour avoir une émission à 561 nm, SNLO calcule les angles de coupe suivants : $\theta = 75,3^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$ avec le plan principal en XZ. Si on cherche dans les deux autres plans, on voit qu'il n'y a pas d'autre solution. Le choix est donc sans équivoque.

Cela impacte directement notre architecture car pour faire en sorte que l'onde fondamentale ait une composante ordinaire et une composante extraordinaire de même valeur, il faudra positionner le plan XZ du KTP à 45° de l'axe de l'onde fondamentale et ajuster finement la température du cristal non linéaire pour réaliser $\Delta k = 0$ et avoir un maximum de conversion non-linéaire. Cet angle de 45° par rapport à l'axe de l'élément polarisant de la cavité va créer un filtre de Lyot dans la cavité.

L'architecture de la cavité microchip avec l'orientation des axes de chacun des cristaux est représentée dans la figure 35.

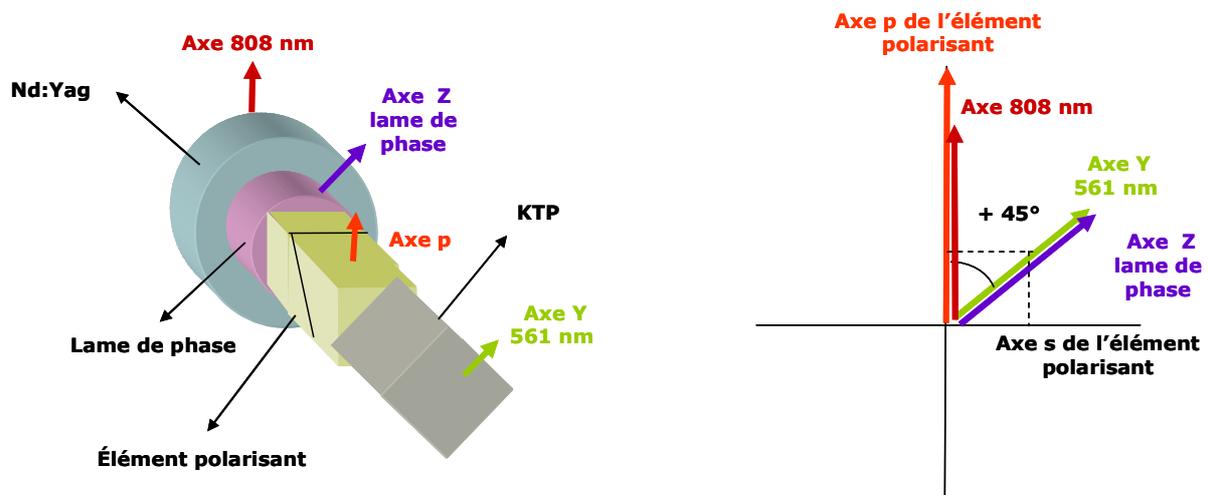


Figure 35 : Orientation des axes des différents composants de la cavité microchip

B.4.2 Le KTP et ses différentes croissances

Le KTP est un excellent matériau optique non linéaire. Sa structure cristalline est de type orthorhombique. C'est un cristal biaxe positif appartenant au groupe mm2. Il présente donc l'avantage d'avoir ses axes cristallographiques alignés sur ses axes diélectriques. Il montre une bonne transparence aux longueurs d'onde comprises entre 350 nm et 2700 nm et commence à devenir moins transparent vers 4500 nm.

Le KTP monocristallin est non-hygroscopique. Il est chimiquement et mécaniquement stable. Ses axes cristallographiques ont des coefficients de dilatation thermique très proches, ce qui en fait un bon candidat pour l'adhérence moléculaire. Toutes ses propriétés sont disponibles en annexe A.2.2. Comme son coefficient optique non linéaire d_{eff} est élevé, ce cristal a été largement utilisé dans le doublage de fréquence des lasers infrarouges à 1064 nm [20].

Le d_{eff} du KTP-F est lié au tenseur d_{ijk} de la façon suivante [21] :

$$d_{eff} \approx (d_{24} - d_{15}) \sin^2\theta \cdot \sin^2\varphi - (d_{15}\sin^2\varphi + d_{24}\cos^2\varphi) \cdot \sin\theta$$

avec $d_{31} = 1,95$ pm/V, $d_{32} = 3,9$ pm/V, $d_{33} = 15,3$ pm/V, $d_{24} = 3,9$ pm/V et $d_{15} = 1,95$ pm/V (données référencées dans SNLO).

Il existe différents types de KTP. Leurs différences sont essentiellement liées à leur procédé de croissance : le KTP de croissance en flux (flux-grown ou KTP-F) et le KTP de croissance hydrothermale (hydrothermally-grown). Pour nos essais, nous avons utilisés du KTP-F (type de croissance la plus répandue) et du KTP-FR (KTP-F avec un taux de Germanium).

Le KTP-F est un matériau très largement utilisé pour les lasers 532 nm de faible puissance et pour les stylos pointeurs. Environ 70 à 80 % d'une boule de croissance peut être utilisée pour réaliser des cristaux doubleurs fonctionnels c'est-à-dire suffisamment

homogènes optiquement pour être intégré. Le KTP-F peut être travaillé et poli en double face, sous forme de plaque de 25x25 mm². Ce qui donne environ, après découpe, entre 20 et 30 échantillons de 3x3 mm² qui ont l'avantage d'être tous orientés de la même façon et qui ont tous une longueur quasi identique. Le KTP-F est cependant sensible au phénomène de Gray Track pour des puissances supérieures à 150 mW à 532 nm en régime continu.

Le Gray Track [22] est une augmentation de l'absorption de l'infrarouge par le cristal non-linéaire. Celui-ci est en partie réversible mais passé un certain stade devient complètement irréversible. Cette augmentation de l'absorption est due à l'apparition de centres colorés induits par le faisceau laser visible. Le cristal non-linéaire devenant plus absorbant à la longueur d'onde IR fondamentale, le laser visible résultant perd de la puissance au cours du temps.

La figure 36 montre les centres colorés créés dans un cristal de KTP-F utilisé dans une cavité laser microchip Oxxius émettant à 532 nm.

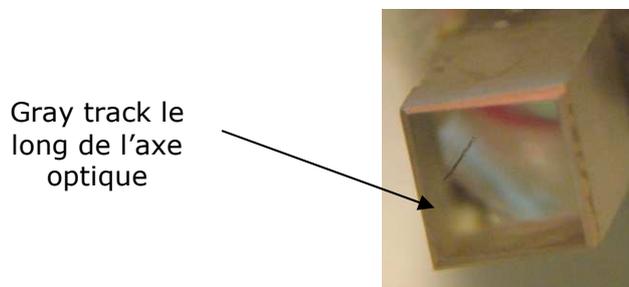


Figure 36 : Photographie d'un cristal de KTP endommagé en intra-cavité par l'effet Gray Track avec 150 mW de 532 nm en continu

Le KTP-HGTR (High Gray Track Resistance) ou KTP-FR (Free Gray Track) sont des cristaux moins répandus. Résistants au phénomène de Gray Track, leur composition chimique est légèrement différente car le Germanium, principal acteur de la génération de centres colorés (Gray Track) [23], y est quasiment absent.

Suite aux visites que j'ai effectuées chez les fournisseurs de ce type de KTP, j'ai appris que la croissance de ce cristal n'est pas à haut rendement car seulement 10 à 20 % de la boule sont exploitables. Il est très difficile d'avoir des échantillons homogènes ayant une ouverture de plus de 5x5 mm² car les cristaux de grandes dimensions reflètent les variations thermodynamiques induites par l'intervalle de température nécessaire à leur croissance. Chaque échantillon utilisé est donc orienté et poli individuellement. Ce cristal a l'avantage de mieux résister aux effets de Gray Track mais présente un niveau d'absorption de l'infrarouge un peu plus élevé que le KTP-F standard. Nous l'avons intégré dans nos lasers microchip émettant à 532 nm plus de 200 mW en continu. Nous verrons dans la 4^{ème} partie de ce document qu'il n'est nécessaire d'utiliser ce cristal spécifique que lorsque le laser microchip émet plus de 200 mW à 561 nm ou à 553 nm.

B.4.3 Autres cristaux envisagés

B.4.3.a KTA

Le KTA est un matériau moins courant que le KTP. C'est un excellent cristal non linéaire pour les oscillateurs paramétriques optiques où des efficacités de conversion de l'ordre de 50 % peuvent être obtenues. Il est aussi utilisé pour la somme et le doublage de

fréquence. Ces principales caractéristiques sont résumées dans le tableau en annexe A.2.3.

Par rapport au KTP, l'absorption du KTA est réduite dans la bande de longueur d'onde 2000-5000 nm et ses coefficients non linéaires et électro-optiques sont bien meilleurs. Le KTA a l'avantage d'avoir aussi un seuil de dommage très élevé. A notre connaissance, aucun article faisant état d'un problème de gray track avec ce matériau n'a été publié.

Il est, cependant, environ 4 fois plus cher que le KTP standard. Ce qui est un facteur non négligeable lors de la conception d'un laser industriel bas coût. Nous l'avons donc écarté de notre étude à cause de cela.

B.4.3.b LBO et BiBO

Les autres cristaux envisagés pour le doublage de fréquence à 1123 nm sont des cristaux plus délicats à utiliser soit parce qu'il est difficile de s'en procurer (BiBO), soit parce qu'ils sont hygroscopiques (LBO, BiBO), soit parce qu'ils sont difficiles à polir et donc à contacter (LBO). Ce sont des cristaux qui auraient pu être très intéressants car leur angle de coupe pour avoir un accord de phase optimal pour le doublage du 1123 nm, en type I, est quasiment non-critique.

Le cristal de LBO a un coefficient non linéaire quasiment 4 fois inférieur à celui du KTP. Il a par contre le désavantage d'avoir des coefficients de dilatation différents suivant ses axes XYZ. Il se dilate de façon dissymétrique en fonction de la température. L'adhérence moléculaire a du mal à rester optimale au cours du temps. Une cavité réalisée avec un LBO a de fortes chances d'évoluer dans le temps et avec la température. Pour exemple, j'ai réalisé un laser 593 nm comportant un LBO. Il a émis de façon aléatoire une puissance continue variant de 10 à 20 mW pendant un an puis s'est décontacté partiellement.

Le cristal de BiBO est assez récent. Les premières expériences de conversion non linéaires utilisant un cristal de BiBO pour la génération de seconde harmonique d'une onde à 1064 nm n'ont été réalisées qu'en 2001 par D.Teng [24].

Le BiBO est aussi un cristal que l'on aurait pu utiliser car il combine les avantages d'une grande transparence dans le visible et l'ultraviolet, d'un seuil de dommage élevé et de coefficients non linéaires plus forts que ceux des autres cristaux à base de borate. Mais sa faible disponibilité sur le marché, son prix et la longueur de cristal nécessaire (plus de 8 mm) ont stoppé toutes tentatives de réalisation de cavité microchip à 561 nm le comportant.

B.4.4 Choix définitif du KTP et de l'orientation de la coupe

L'orientation de la coupe et sa précision sont primordiales si on souhaite réaliser un laser avec un très bon rendement de conversion non-linéaire. Chaque type de cristal a son propre gain non-linéaire. L'angle d'incidence de l'onde fondamentale et le walk-off sont aussi à prendre en considération. J'ai donc fait une étude comparative avec les 4 cristaux sélectionnés en fonction des données fournies par le logiciel SNLO en termes d'angle d'accord de phase, de walk-off, de rendement non-linéaire et de plage de réglage de température d'accord de phase.

La table 5 présente les résultats de calculs donnés par le logiciel SNLO pour les cristaux de KTP, KTA, LBO et BiBO suivant tous les types de doublage ayant une solution. Les 4^{ème} et 5^{ème} colonnes indiquent les angles de coupe θ et φ nécessaires pour avoir un doublage de fréquence optimal à 32°C ainsi que le plan de coupe cristallographique. Le

walk off est donné dans la colonne suivante suivant les 3 axes. Les 3 colonnes suivantes vont permettre de différencier les cristaux en termes de d_{eff} , d'angle d'acceptance et d'accord en température. On cherche à utiliser un cristal qui a les plus grands d_{eff} et angle d'acceptance et les plus petits accords en température et walk-off.

Pour génération de seconde harmonique à 561 nm

Cristal non linéaire	Accord type	Configuration (o=axe ordinaire) (e=axe extraordinaire)	Angle θ/ϕ d'accord de phase (deg)	Plan de coupe	Walk off (mrad)	d_{eff} (pm/V)	Angle d'accept. (mrad.cm)	Accord de température (K.cm)
KTP	II	1123(o) + 1123(e) = 561 (o)	75,3 / 0	XZ	0 / 25,5 / 0	3,69	*** / 2,42	25,59
KTA	II	1123(o) + 1123(e) = 561 (o)	74,9 / 90	YZ	0 / 23,2 / 0	2,17	*** / 2,61	6,13
LBO	I	1123(o) + 1123(o) = 561 (e)	90 / 7,2	XY	0 / 0 / 4,42	0,837	15,83 / 15,83	7,08
LBO	II	1123(o) + 1123(e) = 561 (o)	14,6 / 90	YZ	0 / 4,55 / 0	0,644	*** / 15,53	7,35
BIBO	I	1123(e) + 1123(e) = 561 (o)	172 / 90	YZ	18,6 / 18,6 / 0	2,75	3,48 / 3,48	3,3
BIBO	II	1123(o) + 1123(e) = 561 (o)	51,6 / 0	XZ	0 / 85,9 / 0	1,9	*** / 0,71	14,4

Pour génération de seconde harmonique à 553 nm

Cristal non linéaire	Accord type	Configuration (o=axe ordinaire) (e=axe extraordinaire)	Angle θ/ϕ d'accord de phase (deg)	Plan de coupe	Walk off (mrad)	d_{eff} (pm/V)	Angle d'accept. (mrad.cm)	Accord de température (K.cm)
KTP	II	1106(o) + 1106(e) = 553 (o)	78,2 / 0	XZ	0 / 20,8 / 0	3,76	*** / 2,49	24,56
KTA	II	1106(o) + 1106(e) = 553 (o)	78,3 / 90	YZ	0 / 18,25 / 0	2,2	*** / 3,25	5,91
LBO	I	1106(o) + 1106(o) = 553 (e)	90 / 8,4	XY	0 / 0 / 5,11	0,836	13,48 / 13,48	7,02
LBO	II	1106(o) + 1106(e) = 553 (o)	16,6 / 90	YZ	0 / 5,09 / 0	0,64	*** / 13,66	7,24
BIBO	I	1106(e) + 1106(e) = 553 (o)	171,1 / 90	YZ	20,6 / 20,6 / 0	2,82	3,01 / 3,01	3,18
BIBO	II	1106(o) + 1106(e) = 553 (o)	52,2 / 0	XZ	0 / 85,78 / 0	1,88	*** / 0,70	12,85

Table 5 : Cristaux non-linéaires pour génération de seconde harmonique à 561 nm ou à 553 nm et critères de choix

Si on compare les paramètres dans le tableau ci-dessus, on peut voir que le KTP et le KTA sont très proches en termes de walk-off, de coefficient non linéaire et d'angle d'acceptance. Par contre, l'accord de phase sera plus facile à réaliser en changeant la température de consigne avec le KTA qu'avec le KTP.

Le cristal de BiBO ne peut être utilisé que pour un doublage de type I si l'on veut obtenir un profil de faisceau pas trop déformé. Il a, dans ce cas, un coefficient non-linéaire proche du KTA mais il a un accord possible en température 8 fois plus grand que le KTP et 2 fois plus grand que le KTA.

Quant au LBO, son coefficient non-linéaire est 4 fois inférieur à celui du KTP. Il faudrait un LBO de 20 mm de long pour avoir le même gain qu'un KTP de 5 mm de long. Cependant, comme le LBO est le cristal qui a le plus d'acceptance angulaire et qui est donc le plus tolérant en termes de profil de faisceau du mode fondamental, réaliser une cavité le comportant aurait pu être envisageable. Il est, de plus, le cristal qui permet d'obtenir le profil de faisceau à 561 nm le plus rond.

Après toutes ces considérations, nous avons décidé d'employer le KTP comme cristal non-linéaire de nos cavités laser microchips. Cependant, il ne faut pas croire que le KTP soit le cristal idéal car le profil du faisceau visible en sortie de cavité sera légèrement elliptique à cause du phénomène de walk-off. De plus, ce cristal a une acceptation en température très faible. Il faut donc que l'orientation de sa coupe soit réalisée à +/- 0,1° près si on veut avoir un rendement non-linéaire optimal à 561 nm ou à 553 nm (note : ce qui est légèrement en deçà de la précision de mesure des réfractomètres à rayons X). Cette faible acceptation en température va nous être cependant utile car nous allons pouvoir régler finement la température du cristal afin d'optimiser la transmission du filtre de Lyot sans pour autant impacter le rendement de conversion non-linéaire.

Quand nous avons commencé le projet, les fabricants avaient l'habitude de l'orienter et de le couper pour réaliser des cristaux optimisés pour émettre du 532 nm. Or le plan de coupe n'est pas le même et la tolérance de l'angle de coupe (+/- 0,5°) est beaucoup plus grande qu'à 561 nm. Il nous a donc fallu travailler main dans la main avec les fournisseurs de cristaux en effectuant des mesures d'angle de coupe croisées afin d'affiner leurs mesures.

Les travaux, réalisés par la suite, ont montré qu'il fallait décaler l'angle de coupe en théta de 0,2° (soit un angle à 75,5° au lieu de 75,3°) par rapport aux données fournies par SNLO. Ceci peut s'expliquer par le fait que la base de données utilisée dans ce modèle a besoin d'être affinée pour chaque cristal. Les données sont, par exemple, complètement erronées, en ce qui concerne le cristal de KNbO₃ (Niobate de potassium) car le d_{eff} calculé est 4 fois inférieur à ce qui a été mesuré (FEE, communication privée).

C. Etude théorique de la cavité laser Oxxius

Avoir de l'amplification stimulée n'est pas suffisant pour générer un effet laser : il faut aussi que le gain optique compense les pertes de cavité. Les principales pertes sont dues d'une part à la conversion de longueur d'onde dans le cristal doubleur et d'autre part aux miroirs, notamment le moins réfléchissant des deux, celui qui laisse sortir le faisceau laser.

Comme nous allons le voir, les dimensions de la cavité (quelques millimètres) impliquent l'existence de plusieurs modes longitudinaux dans la bande de gain. Pour n'en sélectionner qu'un seul, nous allons insérer un filtre de Lyot dans la cavité.

Nous allons examiner maintenant successivement les différentes étapes de la conception de cette cavité.

C.1 Cavité laser infrarouge plan/plan

Prenons tout d'abord l'exemple idéal d'une cavité de type plan/plan. Elle est constituée de deux miroirs M_1 et M_2 de rayon de courbure infini qui assurent la contre-réaction et d'un milieu à gain (cristal de Nd:YAG). Il s'agit d'une cavité qui permet l'utilisation d'une grande partie du volume actif, du fait de l'absence de focalisation par les miroirs du faisceau au sein de la cavité laser. En revanche, elle est très sensible au moindre désalignement. Nous allons cependant nous servir de ce modèle pour définir certains paramètres de la cavité.

Au démarrage du laser, le milieu amplificateur émet des photons d'émission spontanée dans tous les modes de rayonnement de la cavité. Mais dès que le gain est suffisant, seuls les photons couplés aux modes propres de la cavité sont amplifiés et vont donner lieu à l'émission laser lorsque le gain compensera les pertes de la cavité. En régime stationnaire, la puissance portée par le faisceau émis est exactement compensée par le pompage. On dit alors que le laser oscille.

Pour la suite, nous nous inspirons largement du cours en ligne de F. Balembois [25] auquel nous renvoyons le lecteur.

On peut définir le gain effectif G d'un milieu amplificateur par le rapport entre la puissance de sortie P_s sur la puissance d'entrée P_e :

$$G = P_s / P_e \quad (\text{C.1.1})$$

On peut également nommer les coefficients de réflexion (en puissance optique) des miroirs de la cavité : R_1 et R_2 . On suppose qu'il n'y a pas d'autres pertes que les réflexions sur les miroirs.

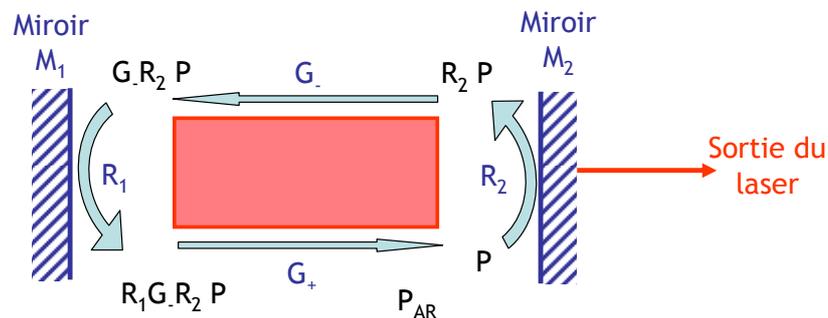


Figure 37 : Milieu amplificateur mis en cavité : effet des miroirs et du gain sur l'onde laser

Lorsque le laser fonctionne en continu, il émet une puissance de sortie constante indépendante du fait que les photons circulant dans la cavité augmentent en nombre au passage du milieu amplificateur puis diminuent lors de la réflexion sur les miroirs. Ainsi, lorsque le laser fonctionne en continu, un aller et retour dans la cavité ne modifie pas la puissance portée par le faisceau laser (le nombre de photons gagnés est égal au nombre de photons perdus).

En appelant P la puissance du laser à l'intérieur de la cavité, au niveau du miroir M_1 . La puissance P_{AR} après un aller et retour peut s'écrire : $P_{AR} = G_+ R_2 G_- R_1 P$ (C.1.2)

G_+ et G_- étant les gains effectifs dans le sens "+" et le sens "-". Le sens "+" correspond par définition à la direction du faisceau laser en sortie. Le sens "-" est l'autre direction.

Lorsque le laser émet en continu, on a $P = P_{AR}$. Le produit $G_+ G_-$ qui représente le gain sur un aller et retour doit donc vérifier : $G_+ G_- = 1/(R_1 R_2)$ (C.1.3)

- Si $G_+ G_- < 1/(R_1 R_2)$, le laser ne peut pas osciller.
- Si $G_+ G_- > 1/(R_1 R_2)$, la puissance dans la cavité augmente à chaque tour.

L'augmentation n'est pas infinie car la population par niveau d'énergie étant donnée par le pompage, le nombre de photons stimulés est fini. Ainsi, supposons que le nombre maximal de photons qu'il est possible de récupérer de façon stimulée par seconde soit égal à N .

Le gain effectif peut s'écrire : $G = (P_e + N \cdot h\nu)/P_e$ (C.1.4)

où P_e est la puissance juste avant le milieu amplificateur (en nombre de photons par seconde).

Si P_e augmente, le gain effectif diminue et tend vers l'unité. On appelle ce phénomène la saturation du gain. Ainsi, lorsque la puissance dans la cavité augmente de façon importante, le produit $G_+ G_-$ finit par se stabiliser à la valeur : $G_+ G_- = 1/(R_1 R_2)$.

Pour que cette condition se réalise, il faut que le gain de la cavité soit au moins égal aux pertes introduites par les miroirs et par les éléments constituant la cavité. Contrairement aux lasers classiques, ce qui va nous intéresser pour la génération de seconde

harmonique en intra-cavité c'est d'avoir une puissance maximale de l'onde fondamentale infrarouge. C'est pour cela que l'on cherche à avoir le moins de perte possible dans notre cavité.

En parallèle, la cavité va jouer un rôle de filtre à cause des multiples allers et retours : seules les ondes couplées aux modes de la cavité pourront se propager et certaines fréquences appelées fréquences de résonance seront privilégiées.

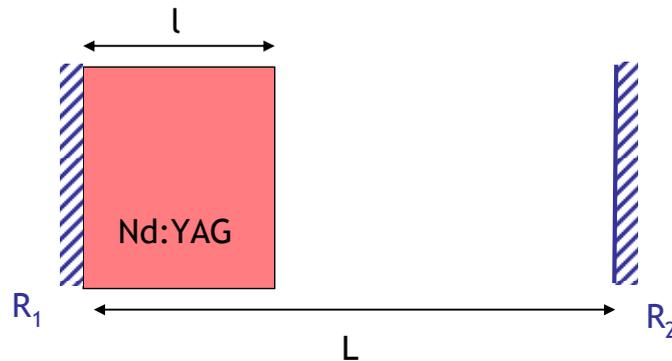


Figure 38 : Schéma de la cavité laser plan/plan

L'épaisseur optique totale de la cavité fixe la position spectrale des modes de résonance longitudinaux, l'inter-mode (ou intervalle spectral libre ISL) étant donné par :

$$\delta\nu_p = \nu_{p+1} - \nu_p = \frac{c}{2(n_g L)_{eff}} \quad (C.1.5)$$

avec $n_g = n(\nu) + \nu \frac{dn}{d\nu}$ l'indice de groupe et $(n_g L)_{eff}$ l'épaisseur optique effective « de groupe », qui tient compte d'une éventuelle dispersion.

Cet ISL vaut en longueur d'onde : $\Delta\lambda_p = \frac{\lambda^2}{2(n_g L)_{eff}}$ car $\nu_p = \frac{c}{\lambda_p}$ (C.1.6)

Pour osciller, un mode doit nécessairement se trouver dans la bande de gain du milieu amplificateur car le produit $G_+ G_-$ a une largeur spectrale finie $\Delta\nu$ (par exemple, cette largeur est de l'ordre de 1 nm soit 300 kHz pour un laser Nd:YAG [12]).

On peut donc représenter les conditions sur le gain et sur la fréquence au niveau d'un même graphe représenté figure 38.

Dans cet exemple, 2 modes peuvent osciller simultanément dans la cavité. On dit que le laser est multi-mode longitudinal.

Si un seul mode oscille alors le laser est dit mono-fréquence ou monomode longitudinal. Ceci est possible pour des cavités ultra-courtes (genre VCSEL) ou des cavités ultra-sélectives (genre laser DFB). Pour une cavité de plusieurs millimètres de long, il faut créer des pertes sélectives dans le gain pour ne permettre que l'oscillation d'un seul mode.

Il est aussi important de noter que si les miroirs ne sont pas parallèles, une partie du faisceau ne sera pas confinée correctement au centre de la cavité. Le recouvrement des ondes pompe/signal lors d'un aller-retour sera mauvais et créera des pertes

supplémentaires dans la cavité. La conversion en longueur d'onde ne sera pas optimale. Pour cela, nous veillerons à ce que le parallélisme de chaque constituant de la cavité soit meilleur que 20'' d'arc.

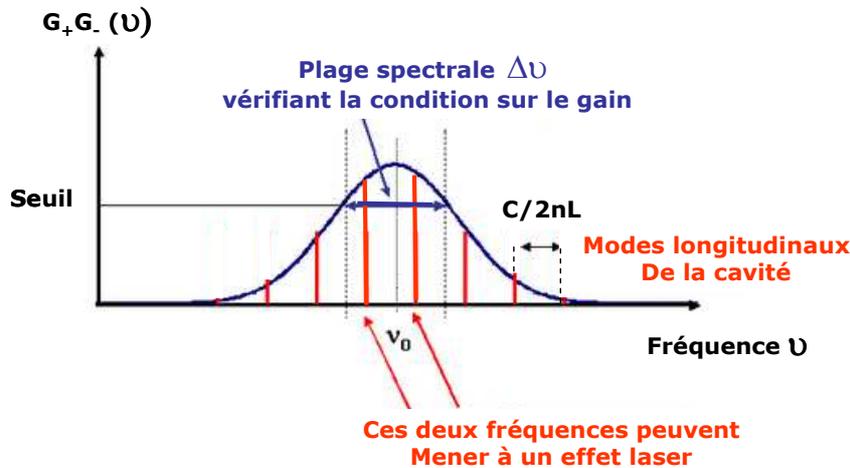


Figure 39 : Conditions sur le gain et la fréquence

C.2 Cavité laser infrarouge plan/concave

La cavité microchip que nous allons étudier ressemble à une cavité de type plan/plan. Mais elle est en réalité de type plan/concave. En effet sous l'influence du faisceau à 808 nm qui pompe longitudinalement le cristal de Nd:YAG, une lentille thermique convergente se crée. Cette lentille évolue en fonction de la puissance, du diamètre du faisceau et de la longueur d'onde de la pompe, mais aussi en fonction de la quantité de dopant [27]. Cette lentille thermique garantit le caractère gaussien du faisceau.

C.2.1 Conditions de stabilité de la cavité microchip

Dans ce cas, le rayon de courbure r_2 du miroir M_2 est infini et le waist w_0 vaut alors

$$w_0 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right) \sqrt{L(r_1 - L)} \quad (\text{C.2.1.1})$$

La position de w_0 se trouve au niveau du miroir plan de sortie [26]. Couramment la longueur de cavité L est choisie de sorte qu'elle soit légèrement inférieure à r_1 , rayon de courbure du miroir M_1 : il y a alors une bonne focalisation au niveau du miroir M_2 sans pour autant avoir une taille de faisceau trop faible qui pourrait endommager le miroir. Cette cavité est une des plus faciles à régler, sa stabilité est peu sensible au léger désalignement.

Contrairement à la longueur de la cavité qui fixe les modes longitudinaux, la lentille thermique détermine les modes transverses, à caractère gaussien. Seuls les modes transverses qui reviennent en phase sur eux-mêmes sont sélectionnés.

Dans une cavité laser, le but est d'atteindre une configuration géométrique dans laquelle les faisceaux soient peu dispersés. Cela peut s'exprimer par le critère de stabilité :

$$0 < \left(1 - \frac{L}{r_1}\right) \left(1 - \frac{L}{r_2}\right) < 1 \quad (\text{C.2.1.2})$$

Pour visualiser graphiquement les domaines de configurations stables et instables, il est courant de tracer la condition $g_1 g_2 = 1$ avec $g_i = 1 - L/r_i$.

Sur le diagramme (figure 40), seules les cavités dont le point de représentation se trouve dans la zone comprise entre les axes de coordonnées et une branche de l'hyperbole, $g_1 g_2 = 1$ sont stables.

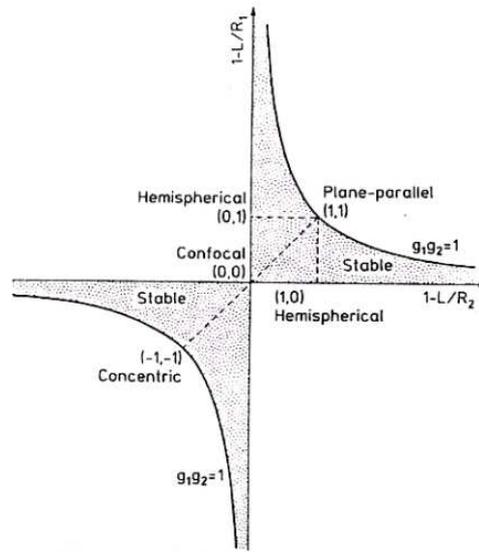


Figure 40 : Diagramme de stabilité d'une cavité laser [11]

On peut assimiler le miroir d'entrée M_1 de la cavité et la lentille thermique à un miroir équivalent de rayon de courbure r_c .

La figure 41 donne l'allure du front d'onde dans la cavité. Son rayon de courbure épouse la forme des miroirs d'extrémité : concave d'un côté et plan de l'autre. Le rayon de courbure r_c ainsi que la distance entre les deux miroirs imposent les caractéristiques du mode transverse gaussien.

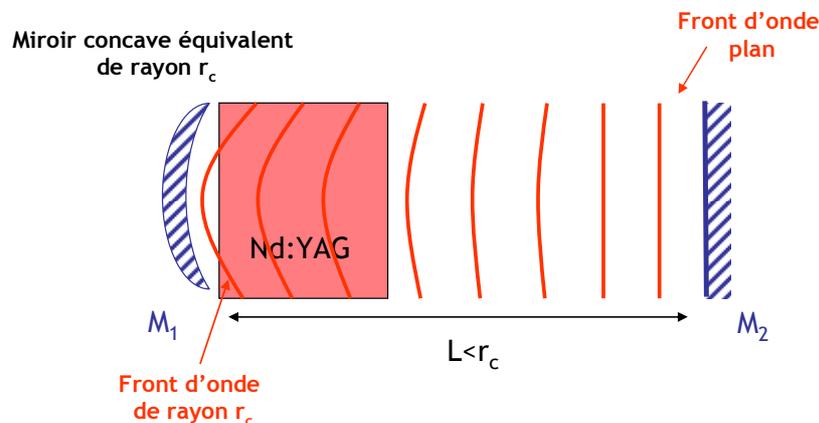


Figure 41 : Allure du front d'onde gaussien dans la cavité

Dans notre cas, l'oscillation laser est stable quand le rayon de courbure de la lentille thermique est supérieur à l'épaisseur optique L de la cavité [11].

Les cavités microchips que nous souhaitons réaliser ont une longueur physique maximale L_{max} égale à 16 mm. Grossièrement, si l'on fait l'hypothèse que l'on a déposé les miroirs directement sur le cristal de Nd:YAG, d'indice $n_{yag} = 1,8$, et que celui-ci a pour longueur L_{max} , il faudra que le rayon de courbure du miroir équivalent r_c soit supérieur à 29 mm pour que la cavité soit stable.

Notre cavité microchip sera stable par construction car le rayon de courbure de la lentille thermique a été estimé supérieur à 50 mm suite aux travaux réalisés par M. Castaing [27]. De plus le waist w_0 du faisceau infrarouge qui se crée dans la cavité se trouvera, à la sortie de la cavité microchip, au niveau du miroir M_2 .

C.2.2 Conditions d'oscillation dans la cavité microchip

On sait que le produit des gains dans un sens et dans l'autre, G_+G_- doit être égal à $1/(R_1R_2)$ pour avoir une oscillation laser continue où R_1 et R_2 sont respectivement les coefficients de réflexion des miroirs M_1 et M_2 . Ici, on suppose que le miroir déposé sur le cristal de Nd:YAG est très réfléchissant, de telle sorte que $R_1 \approx 1$.

La cavité étudiée présente quelques pertes notamment aux interfaces ou par diffusion dans les matériaux ou sur des poussières collées sur les miroirs. Dans nos cavités microchips, les miroirs n'induisent quasiment pas de perte. La source primaire de perte est la conversion non linéaire.

Par commodité de calcul, toutes ces pertes sont regroupées sur le miroir M_2 dont le coefficient de réflexion R_2 est légèrement inférieur à 100 %. On a montré, au sein d'Oxxius, que ces pertes, dites passives, sont généralement de l'ordre de 0,2 % à 0,5 % dans ce type de cavité laser microchip. Si les pertes équivalentes sont estimées à 0,5 % alors $R_2 = 99,5$ %. La transmission du miroir de sortie M_1 restant petite ($T_1 < 0,1$ %), l'intensité dans le laser ne va pas varier fortement avant et après le cristal.

Par ailleurs pour toute la suite, on admet que $G_+ = G_- = G$.

Sachant que $R_1 = 1 - T_1$, la condition d'oscillation en continu s'écrit alors :

$$G^2 = 1/(R_1R_2) \quad (C.2.2.1)$$

Le rapport $1/(R_1R_2)$ vaut 1,006. Il faut donc que le gain aller retour soit égal à 1,006 pour que le laser puisse osciller en continu.

C.3 Cavité Nd:YAG/ élément polarisant/ KTP

Afin qu'une seule onde fondamentale infrarouge oscille dans la cavité, nous allons l'obliger à osciller sur un seul état de polarisation. Pour ce faire, dans la cavité linéaire décrite précédemment, nous allons insérer un élément polarisant. Cet élément polarisant a été précédemment décrit dans la section partie 2.A.5.

Pour doubler cette onde fondamentale unique et ainsi obtenir le faisceau visible, nous allons ajouter un cristal non-linéaire de KTP (figure 42). Nous avons vu que le cristal non-linéaire de KTP n'est efficace que lorsque de doublage est de type II. Dans ces

conditions, l'axe principal p de l'élément polarisant doit être orienté de 45° par rapport à l'axe du cristal non-linéaire de KTP.

Cette cavité longue de quelques millimètres pourra émettre, à condition d'ajuster finement les températures des cristaux, un mode mono-fréquence longitudinal. Le caractère monomode TEM₀₀ est assuré par les caractéristiques

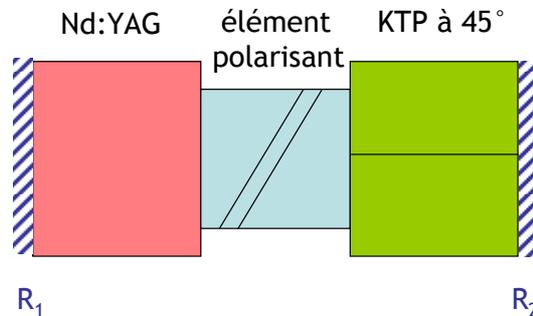


Figure 42 : Schéma de la cavité Nd:YAG/ élément sélectif polarisant/ KTP à 45°

Le fait d'introduire un cristal non-linéaire biréfringent orienté à 45° des axes de polarisation (de l'élément polarisant) de l'onde fondamentale infrarouge crée, comme l'a montré H. Nagai en 1992 [28], un filtre de biréfringence (appelé filtre de « Lyot ») très sélectif dans la cavité.

D'après H. Nagai, pour un KTP de e_{ktp} mm de long et à $\lambda = 1123$ nm, si l'on néglige la dispersion en longueur d'onde, l'intervalle spectral libre du filtre de Lyot ISL_{lyot} est égal approximativement à :

$$ISL_{lyot} = \frac{\lambda^2_{fond.}}{2 \cdot \delta n_{KTP} \cdot e_{ktp}} \quad (C.3.1)$$

soit l' ISL_{lyot} est d'environ 1,7 nm à 10-15% près.

Pour mémoire, la largeur de raie du Nd:YAG à 1123 nm est d'environ 1,5 nm.

Si on prend les indices moyens et les épaisseurs de matériaux suivants :

Matériau	Indice moyen à 1123 nm	Epaisseur (mm)
Nd:YAG	$n_{Nd:YAG} = 1,817$	$e_{Nd:YAG} = 2,5$ mm
SiO ₂	$n_{SiO_2} = 1,448$	$e_{SiO_2} = 5$ mm
KTP	$n_{KTP} = 1,79$ $\delta n_{KTP} = 7,3 \cdot 10^{-2}$ (ref SNLO)	$e_{KTP} = 5$ mm

Table 6 : Indices et épaisseurs des cristaux de la cavité simple filtre de Lyot

Note : Les propriétés la silice SiO₂ sont rappelées en annexe A.2.5.

La longueur optique de la cavité $L_{opt.cavité}$ est égale à :

$$L_{opt.cavit\acute{e}} = n_{Nd:YAG} \cdot e_{Nd:YAG} + n_{SiO_2} \cdot e_{SiO_2} + n_{KTP} \cdot e_{KTP} \quad (C.3.2)$$

soit $L_{opt.cavit\acute{e}} = 20,73$ mm.

On peut calculer, à l'aide de la formule C.1.4, l'intervalle spectral libre (ISL) $ISL_{cavit\acute{e}}$ de cette cavité pour la longueur d'onde de 1123 nm. $ISL_{cavit\acute{e}} = 30,4$ pm. Un mode sera donc susceptible d'osciller tous les 30 pm.

Plusieurs modes peuvent donc osciller en même temps dans la cavité.

Dans l'exemple figure 43, seuls deux modes fondamentaux ont suffisamment de gain pour pouvoir osciller dans la cavité. Il est possible, cependant, en réglant très précisément la température d'accord de phase du cristal non linéaire, de faire glisser le filtre afin de favoriser l'oscillation d'un seul mode de cavité. Mais cet état n'est pas stable. La moindre variation de température permet l'oscillation d'un ou plusieurs autres modes dans la cavité.

Quand un seul mode infrarouge oscille, le bruit optique mesuré à la sortie de la cavité est presque nul. Ce mode est mono-fréquence longitudinal et monomode transverse (TEM_{00}) Quand plusieurs modes oscillent de façon simultanée ou à tour de rôle, le bruit d'intensité augmente [29]. Ce laser devient donc très « bruité » et est inutilisable pour beaucoup d'applications décrites dans le premier chapitre.

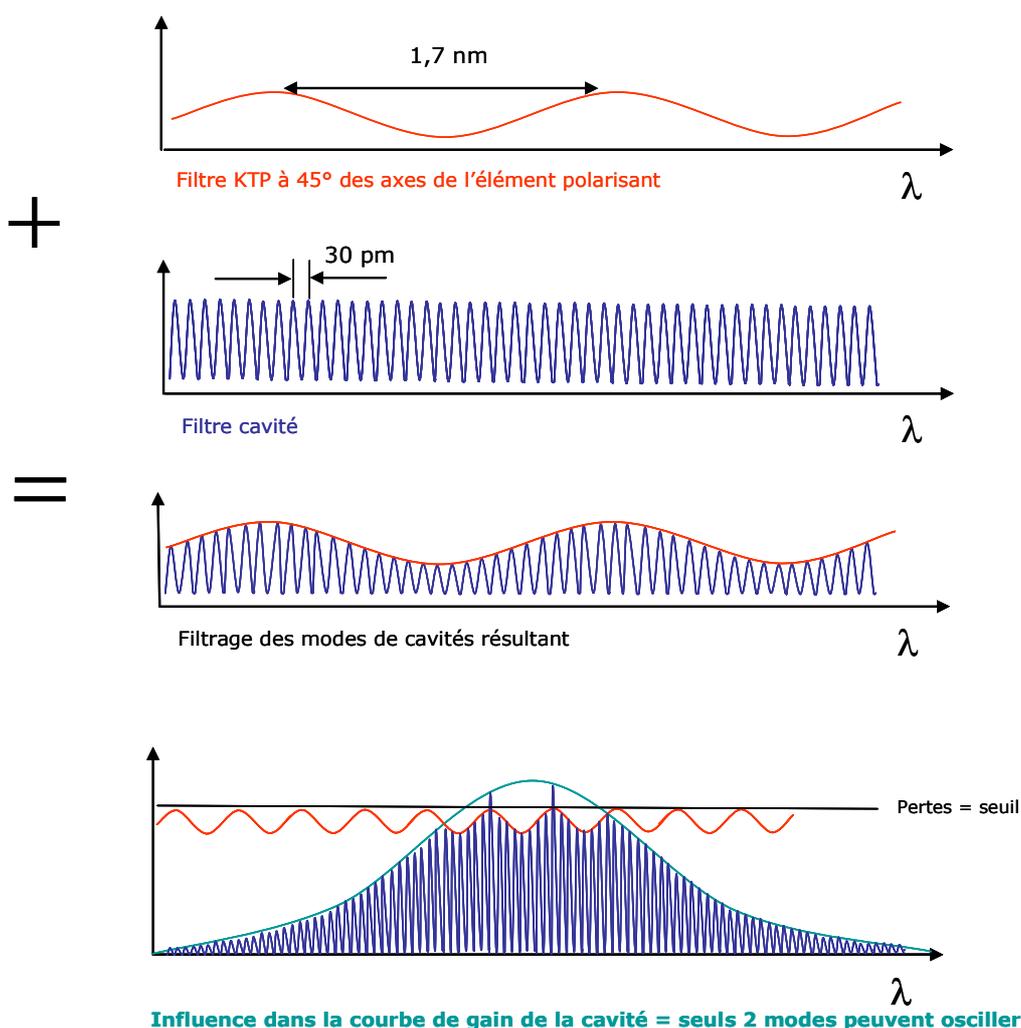


Figure 43 : Modes susceptibles d'osciller dans une cavité avec un filtre de Lyot

De plus, si l'on veut être sûr que les raies naturelles du Nd:YAG autres que celles à 1123 nm ou 1106 nm ne puissent pas osciller, il faut augmenter le niveau des pertes sur les bandes spectrales concernées. Pour cela, les miroirs de cavité seront spécifiés de façon à être très peu réfléchissants pour ces bandes spectrales. Pour supprimer les raies qui sont très proches de la raie que l'on souhaite conserver, il va nous falloir introduire dans la cavité un second filtre large accordable en température. Pour ce faire, nous allons utiliser une lame de phase.

C.4 Cavité Nd:YAG/ lame de phase/ élément polarisant/ KTP

Afin de pouvoir assurer le caractère mono-fréquence longitudinal de ce laser, nous allons insérer dans la cavité, un élément supplémentaire, moins sensible en température que le cristal non-linéaire. Cette lame de phase en quartz va créer un second filtre de Lyot.

C.4.1 Principe du double filtrage de Lyot

Le filtrage d'une cavité oscillant à 561 nm ou à 553 nm est constitué de trois éléments : une lame de phase en quartz, un élément polarisant et un cristal non linéaire biréfringent de KTP. Dans le cristal doubleur de KTP, l'accord de phase est de type II.

On réalise ainsi un double filtrage de Lyot :

- Le premier filtre de Lyot est créé par le cristal biréfringent (KTP non-linéaire) contacté à 45° des axes de l'élément polarisant.
- Le second est réalisé par le couple lame de phase (onde ou demi onde) / élément polarisant. L'axe principal Z de lame de phase est à 45° des axes de l'élément polarisant.

Les divers éléments biréfringents insérés dans la cavité jouent le rôle de filtres en polarisation (élément polarisant induisant des pertes sélectives) et en fréquence (lame de quartz calculée pour être exactement «onde ou demi onde» à ω).

La cavité compacte, représentée schématiquement par la figure 44, est conçue de telle sorte que le faisceau principal à ω soit polarisé linéairement après un aller-retour dans la cavité.

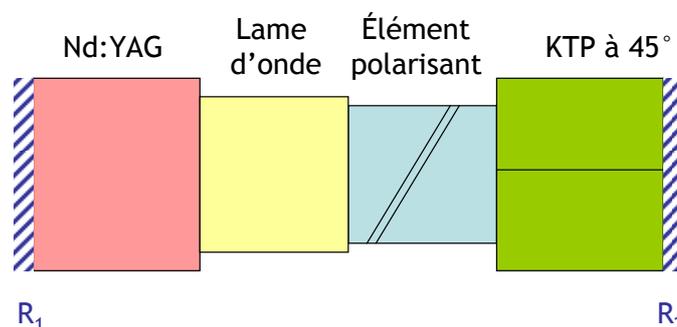


Figure 44 : Schéma de principe de la cavité constituée d'un milieu actif de Nd:YAG, supposé isotrope ; d'une lame de quartz «onde ou demi-onde» à ω , d'un élément polarisant en SiO₂/TiO₂, et d'un cristal doubleur de fréquence, le tout placé entre deux réflecteurs diélectriques.

Pour être au maximum de transmission de ce double filtre, la polarisation de l'onde fondamentale doit être linéaire et dans l'axe du traitement haute transmission p de

l'élément polarisant. Seuls les modes polarisés dans l'axe p de l'élément polarisant vont ainsi pouvoir osciller.

Pour que la polarisation soit identique après un aller retour dans la cavité, la lame en quartz (SiO_2) doit avoir une épaisseur exacte de $k\lambda/2$ à ω (1123 nm ou 1106 nm). Pour toutes les autres fréquences, la lame de phase modifie l'état de la polarisation de l'onde.

Par exemple, dans le cas du laser à 553 nm, afin de supprimer les raies à 1112, 1116 et 1123 nm, cette lame de quartz doit introduire des pertes suffisantes sur une plage d'au moins 17 nm. Pour pouvoir être manipulée et adhérente aux autres cristaux, elle aura une épaisseur d'au moins 1,5 mm. Elle sera, de plus, calculée pour travailler à une température donnée (27 °C dans notre application).

La figure 45, représente l'action sur les modes de cavité d'un tel double filtre de Lyot. Les pertes créées par le double filtre sont telles que les autres modes de cavité n'auront pas la possibilité d'osciller. Dans ce cas, un seul mode aura suffisamment de gain pour pouvoir osciller.

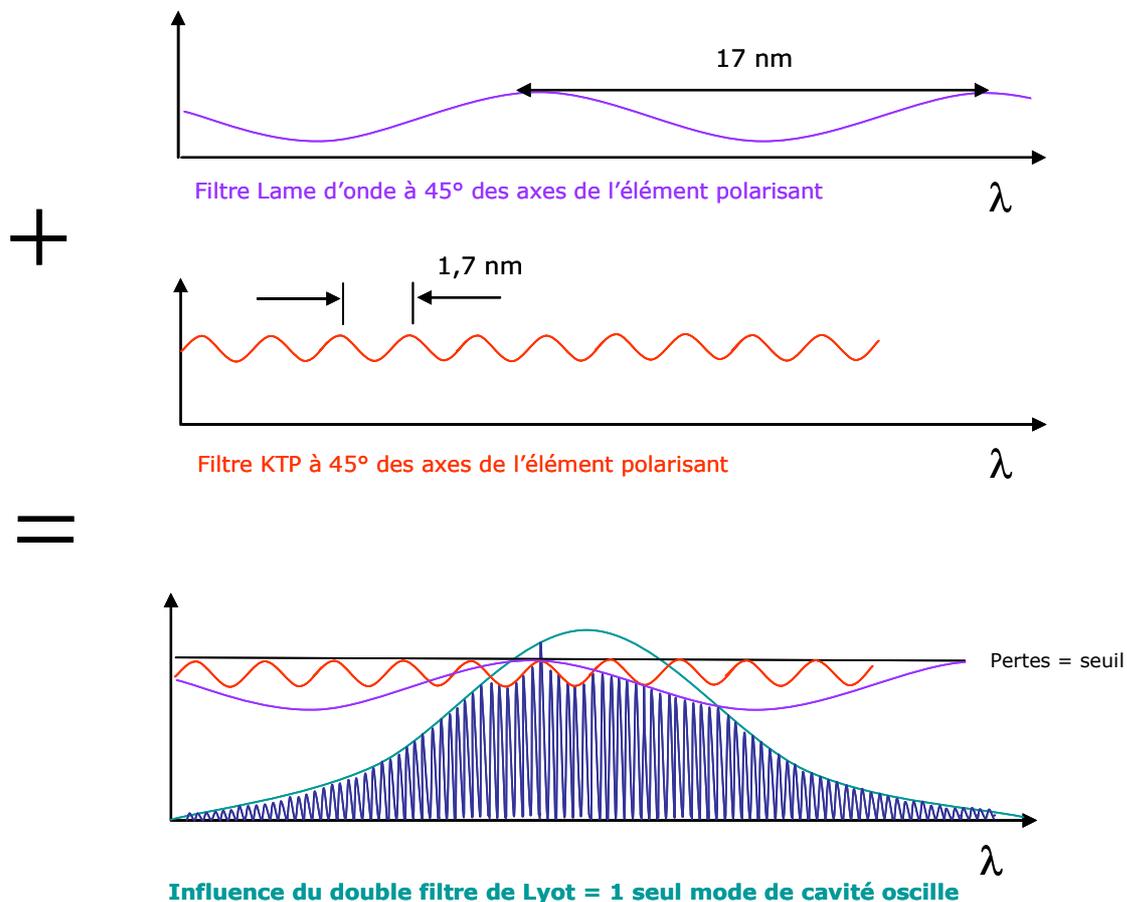


Figure 45 : Modes susceptibles d'osciller dans une cavité avec un double filtre de Lyot

Ce double filtrage par effet de biréfringence est très robuste car il empêche l'oscillation d'un autre mode de la cavité même en cas de légères variations de température du cristal non-linéaire.

Toutes les cavités microchips que nous avons fait réaliser pour cette étude sont de ce type.

C.4.2 Définition des paramètres de la cavité

Pour cette cavité comportant 4 éléments, nous allons définir et expliciter plusieurs paramètres qui seront nécessaires au calcul des pertes liées au double filtre de Lyot dans la cavité.

Tout d'abord, nous utiliserons les indices et épaisseurs de matériaux suivants extraits des références [30] et [31] :

Matériau	Indice moyen à 1106 nm	Indice moyen à 1123 nm	Epaisseur (mm)
Nd:YAG	$n_{Nd:YAG} = 1,8170$	$n_{Nd:YAG} = 1,8168$	$e_{Nd:YAG} =$ de 1,5 ou 2,5 mm
Quartz (SiO₂)	$n_Q = 1,542$ $\delta n_Q = 8,643 \cdot 10^{-3}$ (ref SNLO)	$n_Q = 1,542$ $\delta n_Q = 8,643 \cdot 10^{-3}$ (ref SNLO)	$e_Q =$ de 2 à 4 mm calculée par la suite
SiO₂ (fused silica)	$n_{SiO_2} = 1,449$	$n_{SiO_2} = 1,448$	$e_{SiO_2} =$ de 4 ou 5 mm
KTP	$n_{KTP} = 1,786$ $\delta n_{KTP} = 7,75 \cdot 10^{-2}$ (ref SNLO)	$n_{KTP} = 1,784$ $\delta n_{KTP} = 7,54 \cdot 10^{-2}$ (ref SNLO)	$e_{KTP} =$ de 3 à 6 mm

Table 7 : Indices et épaisseurs des cristaux utilisés dans la cavité à double filtre de Lyot

Note : les propriétés du Quartz (SiO₂) sont rappelées en annexe A.2.4.

La transmission du miroir interne de l'élément polarisant est égale à $T = q^2 = 0,875$ à 1123 nm et 0,874 à 1106 nm.

L'épaisseur en mm de la lame de phase $e_{Q(mm)}$ est calculée de la manière suivante :

$$e_{Q(mm)} = e_{Q(\lambda)} \cdot \frac{2 \cdot \lambda_{visible}}{\delta n_Q} \quad (C.4.2.1)$$

avec $\lambda_{visible} = 561$ nm ou 553 nm et δn_Q la différence d'indice entre les deux axes de polarisation de la lame de Quartz à la longueur d'onde fondamentale.

La longueur optique de la cavité $L_{opt.cavité}$ en mm est égale à :

$$L_{opt.cavité} = n_{Nd:YAG} \cdot e_{Nd:YAG} + n_Q \cdot e_Q + n_{SiO_2} \cdot e_{SiO_2} + n_{KTP} \cdot e_{KTP} \quad (C.4.2.2)$$

C.4.3 Calcul de la fonction de transmission du double filtre de Lyot

Les interfaces traversées forment un empilement qui peut être schématisé de la façon suivante (figure 46) :

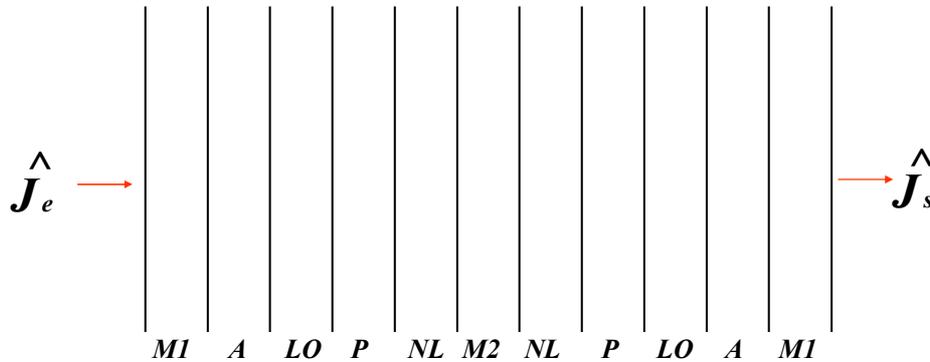


Figure 46 : schéma des interfaces décrivant la cavité microchip étudiée
Où M1 est le miroir d'entrée de la cavité et M2 celui de sortie ; A est l'amplificateur ; LO la lame de phase ; P est l'élément polarisant et NL est le cristal non-linéaire.

Afin de décrire le fonctionnement de la cavité aux deux longueurs d'onde pertinentes, nous nous proposons de développer un formalisme matriciel simplifié.

De gauche à droite, en parcourant la cavité, nous rencontrons successivement :

- un miroir diélectrique isotrope M1;
- un milieu actif supposé isotrope A ;
- une lame biréfringente LO en quartz, dont les axes lent et rapide sont inclinés de $\alpha \approx 45^\circ$ par rapport aux axes principaux de l'élément polarisant ;
- un élément polarisant P, induisant des pertes plus importantes sur l'état de polarisation (s) que sur l'état (p) ;
- un cristal doubleur non linéaire de KTP, siège du doublage de fréquence de type II, dont les axes sont à $\alpha \approx 45^\circ$ par rapport aux axes principaux de l'élément polarisant,
- un miroir de sortie diélectrique M2.

À chacun de ces éléments est associée une matrice de transfert en polarisation (matrice de Jones). Les interfaces entre éléments adjacents sont le siège de réflexions de type Fresnel susceptibles de créer des sous-cavités et modifier la réponse spectrale globale de la cavité. Nous estimerons dans le modèle proposé que ces interfaces sont non réfléchissantes (<1 %) et nous les négligerons. Il est encore possible de simplifier la matrice si l'on néglige les erreurs de parallélisme et d'orientation des cristaux les uns par rapport aux autres.

Les conditions d'oscillation laser imposent que la polarisation de l'onde à l'entrée est identique à celle de sortie. La matrice de Jones de la cavité est donc égale à l'identité à un facteur de phase près.

Si l'on prend comme postulat que les miroirs et le cristal amplificateur sont isotropes et qu'on les simplifie par un coefficient de gain G, on peut déployer la cavité de la façon suivante (figure 47).

On peut alors choisir de déployer la cavité et d'utiliser des matrices de Jones (2x2). On utilise pour cela le modèle matriciel du filtre de Lyot de H. Nagai [28].

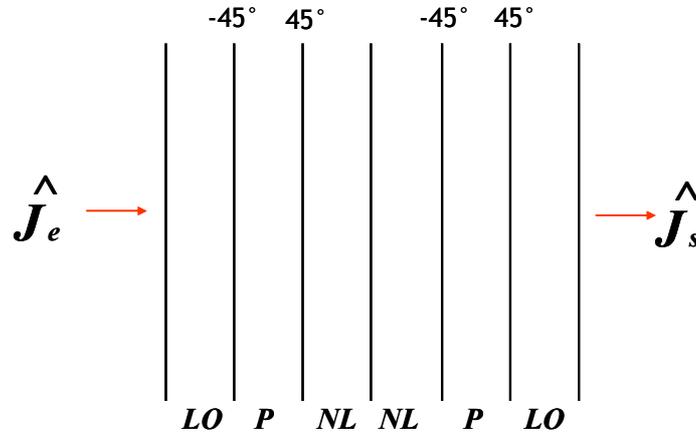


Figure 47 : Etude du filtrage : schéma de la cavité microchip déployée

On appellera M_{LO} la matrice de la lame de phase, M_{NL} la matrice de l'élément non-linéaire et M_{EP} la matrice de l'élément polarisant. Elles sont définies dans les axes de polarisation du cristal non-linéaire NL .

$$M_{LO} = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\varphi_{LO}}{2}} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot e^{i\frac{2\pi \cdot ne}{\lambda}} \quad (C.4.3.1)$$

avec $\varphi_{LO} = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \delta n_Q \cdot e_Q$ et $\delta n_Q = (n_{Qo} - n_{Qe})$ où e_Q est l'épaisseur de la lame de phase.

$$M_{NL} = \begin{bmatrix} e^{i\frac{\varphi_{NL}}{2}} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (C.4.3.2)$$

avec $\varphi_{NL} = \frac{4\pi}{\lambda} \delta n_{KTP} L_{KTP}$ et $\delta n_{KTP} = (n_{KTPo} - n_{KTPe})$ où e_{KTP} est l'épaisseur du cristal non-linéaire siège de la génération de seconde harmonique.

$$M_{EP} = \begin{bmatrix} q & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (C.4.3.3)$$

où q se décrit différemment en fonction du type d'élément polarisant.

• Dans le cas d'une cavité avec un élément polarisant formé par un double prisme avec lame d'air

Dans le cas d'une cavité à deux prismes en SiO_2 à angle de Brewster en vis-à-vis séparés par une lame d'air, la transmission du champ électrique q , pour l'axe de polarisation (s) de l'élément polarisant s'écrit :

$$q = \left(\frac{2n_{\text{SiO}_2}}{1 + n_{\text{SiO}_2}^2} \right)^2 \quad (\text{C.4.3.4})$$

Avec $n_{\text{SiO}_2} = 1,449$, on obtient $q = 0,874$. Comme $q = \sqrt{T_s}$ on peut en déduire que $T_s = 76,4 \%$.

• Dans le cas d'une cavité avec un élément polarisant DPM (double prisme monolithique)

On est dans les mêmes conditions mais cette fois-ci l'élément polarisant est monolithique. Il n'y a pas de lame d'air entre les deux prismes car c'est un traitement diélectrique déposé entre deux prismes en SiO_2 qui remplace le saut d'indice créé par la lame d'air. Son taux de transmission T_s sur la polarisation orthogonale (s) est de 87,5 %. Le taux de transmission T_p est de 100 % sur la polarisation parallèle (p).

Donc pour une transmission T_s de 87,5 % : $q = \sqrt{T_s} = \sqrt{0,875}$

La matrice s'écrit alors :

$$M_{Ep} = \begin{bmatrix} \sqrt{0,875} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{C.4.3.5})$$

Le cristal non linéaire et la lame de phase sont tournés à 45° des axes de l'élément polarisant, nous devons donc introduire des matrices de rotation M_θ et $M_{-\theta}$ afin de se remettre dans les axes p et s de l'élément polarisant.

$$M_\theta = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad M_{-\theta} = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \quad \text{avec } \theta = 45^\circ \quad (\text{C.4.3.6})$$

Après un aller-retour, la matrice globale M_C s'écrit :

$$M_C = M_\theta M_{NL} M_{NL} M_{-\theta} M_p M_\theta M_{LO} M_{LO} M_{-\theta} M_p \quad \text{avec } \theta = 45^\circ, \quad (\text{C.4.3.7})$$

$$M_C = e^{i\varphi_{NL}} e^{i\varphi_{LO}} \begin{bmatrix} C_1 C_2 - q^2 S_1 S_2 & i(C_1 S_2 + q^2 S_1 C_2) \\ iq^2 (S_1 C_2 + q^2 S_2 C_1) & q^2 (-S_1 S_2 + q^2 C_1 C_2) \end{bmatrix} \quad (\text{C.4.3.8})$$

Avec $C_1 = \cos \varphi_{LO}$, $C_2 = \cos \varphi_{NL}$, $S_1 = \sin \varphi_{LO}$, $S_2 = \sin \varphi_{NL}$ et $q = \sqrt{T_s}$

Les vecteurs propres de la matrice M_C sont les modes de polarisation p_L et s_L du laser.

Les valeurs propres de cette matrice nous donnent les transmissions des deux filtres de Lyot de la cavité. L'axe de polarisation p_L correspond à l'onde faiblement atténuée et l'axe s_L correspond à l'onde fortement atténuée.

En notant :

$$M_1 = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$$

Les valeurs propres sont définies par :

$$\det(M_1 - f_{pL,sL} I) = 0$$

avec $f_{pL,sL} = \sqrt{F_{pL,sL}}$ et $F_{pL,sL}$ coefficient de filtrage en puissance du filtre suivant les polarisations p_L et s_L .

$$f_{pL,sL}^2 + (-A - D)f_{pL,sL} + AD - BC = 0$$

$$f_{pL,sL} = \frac{A + D \pm \sqrt{(A + D)^2 - 4(AD - BC)}}{2}$$

On en déduit

$$F_{pL,sL} = |f_{pL,sL}|^2 = \left| \frac{A + D \pm \sqrt{(A + D)^2 - 4(AD - BC)}}{2} \right|^2$$

Soit

$$F_{pL,sL} = \left| \frac{(C_1 C_2 (1 + q^4) - 2q^2 S_1 S_2) \pm \sqrt{(C_1 C_2 (1 + q^4) - 2q^2 S_1 S_2)^2 - 4q^4}}{2} \right|^2 \quad (\text{C.4.3.9})$$

On peut simplifier l'écriture de $F_{pL,sL}(\lambda)$, en définissant le facteur $b(\lambda)$ tel que :

$$F_{pL,sL}(\lambda) = \frac{1}{16} \left| b(\lambda) \pm \sqrt{b^2(\lambda) - 16q^4} \right|^2 \quad (\text{C.4.3.10})$$

et

$$b(\lambda) = (1 - q^2)^2 \cos(\varphi_{LO} - \varphi_{NL}) + (1 + q^2)^2 \cos(\varphi_{LO} + \varphi_{NL}).$$

Le maximum de transmission de la courbe de $F_{pL,sL}(\lambda)$ correspondra au maximum de $b^2(\lambda)$ sachant que b varie entre $\pm b_{\max}$ avec $b_{\max} = 2(1+q^4)$. Dans ce cas $F_{\max}(\lambda) = 1$ et $F_{\min}(\lambda) = q^8$. Pour cela, nous avons dérivé $b(\lambda)$ et cherché $b'(\lambda) = 0$.

- Les pertes créées par le filtre de Lyot sur un mode se trouvant à l'ISL KTP seront :

$$Pertes_{ISL} = 1 - F_{pL}(\lambda_{ISLLyotKTP})$$

Avec $\lambda_{ISLLyotKTP}$ la longueur d'onde à l'ISL du filtre de Lyot KTP.

$$Pertes_{ISL} = 1 - \left[b_1 + \frac{\sqrt{b_1^2 - 4T}}{2} \right]^2 \quad (C.4.3.11)$$

Avec
$$b_1 = (1+T) \cdot \sqrt{\left(1 - \frac{1-4T}{(1+T)^2} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot \delta n_Q}{\delta n_{KTP}} \cdot \frac{e_{Q(mm)}}{e_{KTP}} \right) \right)} \quad (C.4.3.12)$$

- Les pertes créées par le filtre de Lyot sur un mode adjacent au mode principal seront :

$$Pertes_{axiale} = 1 - F_{sL}(\lambda_{ISLcavité})$$

Avec $\lambda_{ISLcavité}$ la longueur d'onde à l'ISL de la cavité.

$$Pertes_{axiale} = 1 - \left[b_2 + \frac{\sqrt{b_2^2 - 4T}}{2} \right]^2 \quad \text{si } b_2 > 2\sqrt{T} \quad (C.4.3.13)$$

Sinon

$$Pertes_{axiale} = \sqrt{T}$$

avec
$$b_2 = (1+T) \cdot \cos\left(\pi \cdot \frac{e_{KTP}}{L_{opt.cavité}} \cdot \delta n_{KTP} \right) \quad (C.4.3.14)$$

Afin de dimensionner l'épaisseur des différents éléments, nous avons pris comme postulat [32] :

- qu'il fallait créer environ 3-4 % de pertes sur les modes adjacents au mode fondamental se trouvant à l'ISL de la cavité afin d'empêcher leur probable oscillation et,

- qu'une faible perte (environ 0,2-0,3 %), sur les modes se trouvant à l'ISL du filtre de Lyot KTP, sera suffisante pour garantir le fonctionnement mono-fréquence de la cavité.

Ces valeurs de pertes ont été déterminées expérimentalement lors des études précédentes sur les lasers à 532 nm.

En utilisant les formules ci-dessus, nous vérifierons aussi que les pertes créées par ce double filtre sur les raies du Nd:YAG, autre que la raie fondamentale voulue, sont suffisantes pour les empêcher d'osciller dans la cavité.

Ces calculs ont été intégrés dans un tableur Excel qui m'a permis de dimensionner les longueurs des éléments de la cavité microchip. Les tableaux de résultats de ces calculs sont présentés en annexe A.4 pour le laser microchip à 561 nm et pour celui à 553 nm. Les spécifications de chaque cristal seront explicitées dans le 3^{ème} chapitre.

C.4.4 Les sous-cavités et la mauvaise adhérence

Idéalement dans le modèle décrit ci-dessus, nous devrions aussi introduire les matrices décrivant les interfaces, les sauts d'indice entre chaque matériau, le parallélisme de chaque élément et l'erreur d'orientation des angles de contactage. Cela permettrait par exemple d'étudier théoriquement les effets de sous-cavités qui sont créées par les sauts d'indice. On pourrait aussi expliciter les microcavités qui peuvent se mettre à osciller si l'adhérence moléculaire n'est pas parfaite entre chaque cristal. En effet en fonction de la position géométrique du faisceau dans la cavité et en fonction des interfaces traversées, les modes de cavité du laser émettant à ω risquent d'être différents.

Il est clair qu'une description rigoureuse de la cavité aurait nécessité un modèle phénoménologique beaucoup plus complexe, impliquant des données sur les composants plus ou moins précises ainsi que la prise en compte d'autres paramètres opératoires (température, position du faisceau, désalignements, phase...). Il y a trop de variables et nous n'avons pas la possibilité de mesurer les phases réelles de chaque cristal. C'est pourquoi, nous avons décidé de garder notre modèle simple de double filtrage pour dimensionner grossièrement les longueurs des cristaux. Puis, nous avons fait des essais expérimentaux supplémentaires afin de valider notre architecture.

Pour mieux appréhender les fonctionnements fins de ces cavités, nous avons décidé de faire passer des tests comportementaux complets à chacune des cavités assemblées. En faisant varier la puissance de pompe, la position du faisceau de pompe dans la face d'entrée de la cavité et les températures de consigne de chaque cristal, nous avons établi une cartographie de chaque cavité. En fonction de l'homogénéité des résultats obtenus, dans la zone utile, en termes de puissance optique et de longueur d'onde, nous sommes ainsi capables de trier les cavités mal contactées, qui présenteront des microcavités évolutives et qui ne seront pas stables dans le temps, de celles parfaitement assemblées.

Ces cavités ont un fonctionnement garanti mono-fréquence longitudinal si le double filtre de Lyot est bien positionné, c'est-à-dire si les températures de consigne des cristaux St2 et St3 sont réglées correctement. Pour cela, nous avons mis en place un test automatique qui, pour un point d'entrée dans la cavité et une puissance de pompe donnée, fait varier les paramètres de température des cristaux et relève la puissance de longueur d'onde visible obtenue, la longueur d'onde et son caractère mono-fréquence. On obtient ainsi un réseau de courbes, appelé « signature » du laser. Ce réseau va nous permettre de visualiser les zones de réglage mono-fréquence de la cavité. L'habitude aidant, nous sommes maintenant capables de dire, en regardant la forme de cette signature, si le laser est correctement assemblé ou pas.

D. Bibliographie de la 2^{ème} partie

- [1] G.H. Dieke, H.M. Crosswhite, **The spectra of doubly and triply ionized rare earths**, Appl. Opt. 2, p 675, 1963.
- [2] D. Rytz, K.Schoder, S. Vernay, V. Wesemann, **Verfahren zur Herstellung monolithischer Kompositbauteile**, brevet DE102009047471, 2009.
- [3] M. Pokhrel, N. Ray, G.A. Kumar, and D.K. Sardar, **Comparative studies of the spectroscopic properties of Nd³⁺: YAG nanocrystals, transparent ceramic and single crystal**, OPTICAL MATERIALS EXPRESS 2, issue 3, p 235, 2012.
- [4] J. Muller, **Etude des polarisabilités moléculaires de chromophores à transfert de charges intramoléculaires : application aux polymères photo-réfractifs**, Thèse de doctorat, spécialité Physique, Université Louis Pasteur, Strasbourg, 1998.
- [5] P.A. Franken, A.E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, **Generation of Optical Harmonics**, Physic Review Letter 7, p 118, 1961.
- [6] J. A. Giordmaine, **Mixing of light beams in crystals**, Physic Revue Letters 8, issue 1, p 19, 1962.
- [7] W. Koechner, **Solid-stat Laser Engineering**, 4^{ème} édition, Springer-Verlag, New York, 1996.
- [8] G.D. Boyd, D.A. Kleinman, **Parametric interaction of focused Gaussien light beams**, Journal of Applied Physics 39, issue 8, p 3597, 1968.
- [9] O. Mhibik, **Développement de sources lasers solides continues, visibles et stabilisées en fréquence : une alternative aux lasers à colorant**, thèse de doctorat, spécialité Onde et Matière, Université Paris XI Orsay, 2012.
- [10] W.P.Risk, T. R. Gosnell, A. V. Nurminkko, **Compact Blue—Green Lasers**, Cambridge university Press, 2003.
- [11] A. Yariv, **Quantum Electronics**, third edition, John Wiley and sons, 1989.
- [12] A.E Siegman, **Laser**, University Science Book, 1986.
- [13] G. Grynberg, A. Aspect, C. Fabre, **Introduction aux lasers et à l'optique quantique**, Ellipes, 1997.
- [14] V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan, D.N. Nikogosyan, **Handbook of Nonlinear Optical Crystals**, Springer Series in Optical Sciences, Vol. 64 , 3rd rev. ed., 1999.
- [15] A. Bahouka, **Comparaison des propriétés optiques de β -BBO obtenu par croissance TSSG et par tirage Czochralski en vue d'optimiser la génération de rayonnements UV**, thèse de doctorat, spécialité Physique, Université de Metz, 2006.
- [16] A. Fragemann, **Optical Parametric Amplification with Periodically Poled KTiOPO₄**, thèse de doctorat, Department of Physics Royal Institute of Technology Stockholm, 2005.
- [17] A.V. Smith, **How to select nonlinear crystals and model their performance using SNLO Software**, SNLO, MS 1423, Albuquerque, NM 87185.
- [18] W. Sellmeier, **Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen**, Annalen der Physik und Chemie 219, p. 272, 1871.
- [19] A.K. Chaudhary, A. Molla and A. Asfaw, **Measurement of refractive index of biaxial potassium titanyl phosphate crystal plate using reflection spectroscopic ellipsometry technique**, Indian Academy of Sciences 73, issue 4, P 741, 2009.
- [20] P.G. Harper, B.S Wherrett, **Nonlinear Optics**, Academic press, 1977.
- [21] K. Kato and E.Takaoka, **Sellmeier and Thermo-Optic Dispersion Formulas for KTP**, Applied Optics 41, Issue 24, p 5040, 2002.
- [22] B. Boulanger, M.M. Fejer, R. Blachman, P.F. Bordui, **Study of KTiOPO₄ gray-tracking at 1064, 532, and 355 nm**, APPLIED PHYSICS LETTERS 65, issue 19, P 2041, 1994.
- [23] J. Zheng, S. Zaho, Q.Wang, X. Zhang, L. Chein, **Influence of thermal effect on KTP type II phase-matching second-harmonic generation**, Optics Communications 199, p 207, 2001.

- [24] D. Teng, J. Wang, Z. Wang, H. Jiang, X. Hu, R. Song, H. Liu, Y. Liu, J. Wei, and Z. Shao, **Growth and investigation of a new nonlinear optical crystal: bismuth borate BiB_3O_6** , Journal of Crystal Growth 224, p 280, 2001.
- [25] F. Balembois, S. Forget, **Lasers et optique non linéaire**, cours en ligne optiques pour l'ingénieur, 2007.
- [26] C. Varona, **Recherche, croissance cristalline et caractérisation de nouveaux matériaux pour microlasers bleu et infrarouge**, thèse de doctorat, spécialité Physique, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2006.
- [27] M. Castaing, **Développement de lasers à trois niveaux pompés par diode dans les cristaux dopés néodyme et ytterbium**, thèse de doctorat, spécialité Physique, Université de Paris XI, 2009.
- [28] H. Nagai, M. Kume, I. Ohta, H. Shimizu, M. Kazumura, **Low-noise Operation of a diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG laser using a Brewster plate**, IEEE Journal of Quantum Electronics 28, issue 4, p 1164 , 1992.
- [29] J.K. Chee, B.S. Choi, **Noise characteristics of a frequency-doubled Nd:YAG laser with intracavity type II phase-matched KTP**, Optics Communications 118, p 289, 1995.
- [30] A.A. Kaminskii, **Laser Crystals, their physics and properties**, Springer-Verlag, 1990.
- [31] D.N. Nikogosyan, **Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey**, Springer Science, 2005.
- [32] J. Rouvillain, C. Chauzat, T. Georges, **Etude de la stabilité d'un laser Nd:YAG monolithique doublé en fréquence émettant 200 mW à 561 nm**, Institut d'Optique Graduate School, Conférence CMDO, Palaiseau, 2008. http://cmdo.cnrs.fr/IMG/pdf/TGeorges_CMDO_Palaiseau_nov_08.pdf

3^{ème} partie : Choix du procédé d'assemblage et des cristaux



Dans la deuxième partie de ce document, nous avons choisi d'utiliser un cristal de Nd:YAG pour générer la longueur d'onde fondamentale à 1123 nm ou 1106 nm dans la cavité microchip étudiée. Nous avons montré que le cristal non-linéaire le mieux adapté pour notre application était un cristal de KTP-F. La génération de seconde harmonique étant de type II, ce cristal est orienté à 45°. Afin de garantir, par construction, l'oscillation d'un seul mode de cavité longitudinal, nous avons introduit un élément polarisant dans la cavité. Cet élément polarisant favorise l'oscillation d'un mode suivant une polarisation principale p et introduit une perte de quelques pourcents suivant la polarisation orthogonale s . La combinaison de cet élément avec le cristal de KTP orienté à 45° des ses axes crée un filtre sélectif dans la cavité. Mais ce filtre n'étant pas assez sélectif pour supprimer les modes de cavités se trouvant à plus de 1,7 nm de la raie d'émission principale, nous avons introduit une lame de phase en quartz.

Dans cette troisième partie, nous allons décrire plus précisément les caractéristiques et spécifications des différents éléments de la cavité microchip. Nous présenterons, tout d'abord, quelques généralités sur le procédé d'assemblage choisi : l'adhérence moléculaire. Nous expliquerons ensuite quels ont été nos choix en termes de procédés de thermalisation des cristaux et de réalisations des traitements diélectriques externes et internes. Pour finir, nous montrerons quelles ont été les spécifications de fabrications préconisées pour chaque élément et les tests de qualification que nous avons réalisés.

A. Procédé d'assemblage : l'adhérence moléculaire

Afin d'assembler de façon stable les différentes parties de la cavité, nous avons utilisé une technique d'adhésion moléculaire qui consiste à mettre en contact les différents cristaux à température ambiante et ensuite à provoquer la stabilisation de cet assemblage par un recuit. Nous avons compliqué le processus d'adhésion moléculaire classique par le fait que nous avons fait adhérer des substrats de natures différentes : Nd:YAG/SiO₂, SiO₂/SiO₂, et SiO₂/KTP. Le collage moléculaire nécessite que les surfaces soient très proches l'une de l'autre. Avant de mettre en contact les deux cristaux, il est nécessaire de les préparer "physiquement" et "chimiquement" pour que leur surface soit suffisamment plane, propre et adaptée au « collage ».

A.1 Principe

Le principe de l'adhérence moléculaire est basé sur la mise en contact directe de deux surfaces, c'est-à-dire sans l'apport de matière extérieure (colle, matière adhésive, cire, métal en fusion...). Une telle opération nécessite que les surfaces à coller soient parfaitement lisses, exemptes de particules ou de contamination, comme par exemple les hydrocarbures, et qu'elles soient suffisamment rapprochées pour permettre d'initier un contact (distance typiquement inférieure à quelques nanomètres). Dans ce cas les forces d'attractions entre les deux surfaces sont assez élevées pour provoquer l'adhérence

moléculaire [1]. Ces forces attractives sont d'autant plus importantes que la distance entre les deux surfaces est faible. De plus, elles dépendent de la nature des surfaces et du milieu qui les sépare [2].

L'adhérence moléculaire est très largement utilisée en micro-électronique pour l'assemblage de plaquettes en Silicium. De nombreux brevets et procédés ont été déposés. Chaque acteur de l'adhérence moléculaire développe son propre procédé et a ses « recettes secrètes » [3].

A.2 Etat de surface

Pour réussir à rapprocher suffisamment les deux cristaux, il faut que les surfaces ainsi que les plaquettes possèdent certaines spécificités. D'abord, au niveau des substrats, la flèche (ou le bombé), qui caractérise la déformation du cristal à l'échelle de la plaquette, ne doit pas être trop importante. En effet, lors du collage, il faudra fournir une certaine énergie élastique pour déformer les deux plaquettes et réussir à établir un contact sur toute leur surface. Or, si l'énergie nécessaire à la déformation élastique des plaques est supérieure à l'énergie fournie par les forces de collage, les deux plaquettes ne pourront pas rester adhérentes durablement l'une à l'autre.

Pour les mêmes raisons, la planéité des surfaces ne doit pas présenter d'ondulations trop importantes. La surface de contact doit donc être la plus plane possible. Si l'on tente le contactage de deux surfaces creuses ou bombées, il y a très peu de chance que l'adhérence moléculaire soit efficace et homogène. On spécifie pour cela la surface en λ/N . Plus N est grand meilleure sera la planéité. Dans nos applications, nous avons demandé des planéités meilleures que $\lambda/8 @ 633 \text{ nm}$. Soit une différence maximale d'environ 80 nm entre le point le plus haut et le point le plus bas de la surface.

Enfin, pour les longueurs d'onde auxquelles nous travaillons, la microrugosité joue aussi un rôle très important dans l'établissement du collage à température ambiante. La qualité de l'adhésion sera d'autant meilleure que la microrugosité sera faible. Pour cela, nous avons spécifié la qualité de la surface de nos cristaux en termes de creux, bosses et rayures en utilisant la réglementation MIL-O-13830A [4]. Cette réglementation définit la qualité de surface après polissage suivant deux valeurs : les rayures (scratches) et les impacts (digs). Pour nos applications laser, nous avons spécifié la qualité de polissage de tous nos cristaux avec une qualité de surface meilleure que 10-5 sur toute la surface inspectée, c'est-à-dire que la largeur maximale d'une rayure est de 0,010 mm, que le diamètre maximal d'un creux ou d'une bulle est de 0,05 mm et que ces défauts sont espacés au minimum de 1 mm. Nos cristaux ayant une ouverture d'environ 3 mm x 3 mm, il ne doit pas y avoir plus de 5 défauts par face polie.

Finalement, il faut que les surfaces soient parfaitement propres et exemptes de poussières et de toutes traces de solvants ou de composés à base de silicone. Pour cela, après polissage et nettoyage chaque cristal est enfermé dans une boîte propre et hermétique.

A.3 Procédé d'adhérence et méthode

Quand on essaye de savoir et d'en apprendre un peu plus sur les procédés employés, on est parfois étonné. Certains diront qu'il suffit de bien nettoyer deux cristaux plans et de les mettre en contact l'un et l'autre pour que les forces d'attraction soient suffisantes. D'autres vous diront qu'il faut les préparer mécaniquement et chimiquement, qu'ils devront être manipulés et assemblés dans une zone sans poussière (salle blanche) puis être scellés avec un composé de stabilisation.

Même si le premier procédé énoncé ci-dessus suffit à faire adhérer deux lames de SiO₂ entre elles pendant un certain temps, elle est loin d'être suffisante pour réaliser un laser stable dans le temps ayant des densités de puissance interne de l'ordre de 50W sur une surface de 30 à 100 µm de diamètre.

Voulant en apprendre un peu plus, nous avons réalisé une série d'assemblages par adhérence moléculaire. Quelques adhérences ont très bien tenu dans le temps mais le contactage n'était pas homogène sur toute la surface. Cela introduisait des pertes locales et des phénomènes d'interférences assez intéressants à étudier. Nous avons donc laissé la réalisation des contactages aux spécialistes de l'adhérence moléculaire...

Les cristaux qui ont été utilisés pour les assemblages des lasers testés, ont été réalisés avec une très grande précision tant au niveau qualité de polissage que planéité. Le procédé d'assemblage est décrit succinctement ci-dessous :

- Les cristaux sont nettoyés chimiquement et sont positionnés, l'un en face de l'autre, à l'aide d'un outillage mécanique très précis. Ces opérations se déroulent sous atmosphère propre et sèche.
- Les deux surfaces sont mises en contact et l'air entre les deux surfaces est chassé. Pendant cette phase d'adhérence, on peut voir défiler les franges d'interférences à travers les deux cristaux.
- Quand toutes les franges ont disparu les deux surfaces se sont adhérees. Il est alors impossible de les séparer en tirant dessus ou même en appliquant un mouvement de torsion contraire sur les deux cristaux.
- Cet assemblage cristallin subit ensuite un cycle de température en étuve afin de stabiliser l'adhérence.
- Finalement, afin d'éviter toute infiltration de solvant de nettoyage entre les deux surfaces, un joint de protection vitreux est appliqué tout autour de la zone contactée.

A.4 Contrôle de la qualité de l'adhérence

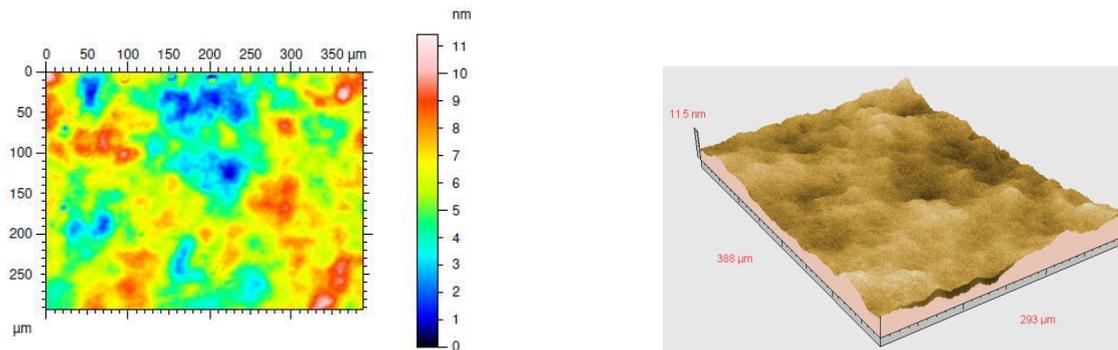
La qualité de l'adhérence moléculaire peut être contrôlée de différentes façons. La plus simple est visuelle et consiste à regarder à l'aide d'un microscope binoculaire le nombre de franges ou zones de contrastes différents se trouvant dans la surface à qualifier. Si on observe plus d'une frange d'interférence c'est que la zone n'est pas contactée. Si lorsqu'on applique des contraintes sur les cristaux, des franges apparaissent, c'est que l'adhérence n'est pas stable et va évoluer dans le temps.

Nous aurions souhaité pouvoir mesurer les pertes de transmission, point par point, sur toute la zone adhéree, à travers les cristaux contactés. Mais cela n'était pas envisageable car nous cherchions à mesurer des pertes locales de moins de 0,1%. Il aurait été très difficile de faire la différence entre deux surfaces en quasi contact et deux surfaces contactées par adhérence moléculaire.

Nous avons contourné cette difficulté en vérifiant visuellement la zone de contactage à chaque étape d'assemblage du microchip chez le sous-traitant. Puis nous avons testé la cavité, in situ, dans son ensemble sur nos bancs de test. Pour cela nous avons établi un protocole de mesure, appelé «mapping», qui permet de différencier les zones très bien adhérees de celles qui ne le sont pas. Le laser de pompe à 808 nm scanne la zone utile de travail dans le laser microchip. Pour chaque point d'entrée la puissance optique maximale à 561 nm est relevée à la sortie de la cavité. Cette cartographie nous permet de savoir si le microchip comporte des zones de fonctionnement inhomogène et s'il est risqué de l'intégrer dans une tête laser.

Des essais ont aussi été menés, par mon collègue Armel Bahouka, afin de trouver une méthode d'analyse précise de ces interfaces avant et après adhésion. Nous avons fait réaliser des mesures d'état de surface en profil 3D afin de caractériser les cristaux contactables de ceux qui ne l'étaient pas.

L'exemple, figure 48, montre les profils 3D que nous avons fait réaliser sur des cristaux déclarés « contactables » par la société FEE. Ces mesures ont été faites avec un interféromètre ZYGO. La surface de cet échantillon semble rugueuse mais les mesures montrent qu'il y a seulement une différence de 11,5 nm entre le point le plus bas et le plus haut. Cet échantillon était spécifié avec une planéité supérieure à $\lambda/20$, soit 56 nm pour $\lambda = 1123$ nm. Sa planéité est en fait bien meilleure.



Cartographie de la surface d'un KTP spécifié à mieux que $\lambda/20$

Profil 3D correspondant : min-max = 11,5 nm

Figure 48 : Cartographie et profil 3D d'un cristal de KTP pouvant être contacté par adhérence moléculaire

Nous avons ensuite cherché des méthodes qui nous permettraient de mesurer les surfaces contactées pour chaque interface du microchip. Pour cela, nous nous sommes rapprochés de sociétés qui commercialisent des systèmes d'analyse de surface sans contact.

Il y a cependant plusieurs difficultés à contourner :

- la réflexion de la longueur d'onde de test par les miroirs de cavité,
- la profondeur de champ (jusqu'à 25 mm),
- la précision de mesure de l'ordre de quelques nm,
- le contraste demandé entre zone contactée ou quasiment contactée,
- l'effet d'ombre causé par le miroir interne en angle du microchip.

A ce jour, quelques campagnes de mesures ont été réalisées mais l'outil miracle qui pourrait nous dire si la cavité microchip est correctement assemblée n'existe pas encore.

A.5 Rappel sur les causes de mauvaise adhérence et implications

Cette technique permet d'assembler des structures cristallines différentes. Il faut cependant veiller à ce que :

- les surfaces à adhérer soient planes et le plus propres possibles,
- il n'y ait pas de résidu de solvant, d'eau ou de composés siliconés,
- les coefficients de dilatation de ces cristaux soient du même ordre et suivent les mêmes directions. En cas de forte augmentation de température, des coefficients de dilatation très différents pourraient faire « lâcher » les forces d'adhésion et ainsi décoller totalement ou partiellement l'assemblage réalisé.

Si les surfaces sont mal adhérentes, il peut se créer :

- des phénomènes oscillatoires parasites dans la cavité laser (laser multimode)
- des sous-cavités qui varient aléatoirement avec les conditions environnementales,
- une dépolarisation variable des faisceaux,
- des réflexions parasites (modification du profil du faisceau de sortie),
- une évolution lente de la cavité avec une perte de puissance progressive ou brutale.

B. Traitements et miroirs diélectriques

Les miroirs diélectriques sont essentiels au fonctionnement de la cavité laser. Il existe plusieurs qualités de traitement. La forme et l'épaisseur des lames sur lesquels ils sont déposés peuvent jouer un grand rôle dans la fiabilité de la cavité microchip réalisée. Les miroirs diélectriques déposés sur les faces d'entrée et de sortie de la cavité ont été réalisés de façon à créer le plus de pertes possibles en réflexion dans la bande spectrale autour de la raie à 1064 nm et dans celle autour de la raie à 1319 nm.

B.1 Forme des cristaux et contrôle de leur température

B.1.1 Nd:YAG

Les substrats sur lesquels sont déposés les miroirs peuvent être de formes différentes. Dans nos lasers microchips, nous avons choisi un cristal de Nd:YAG circulaire afin de pouvoir le maintenir mécaniquement et le réguler en température de façon radiale. Le faisceau de pompe ayant un profil quasiment circulaire, nous avons pensé qu'un disque était la meilleure façon d'obtenir des gradients thermiques homogènes dans la matière. Pour cela, nous l'avons maintenu par serrage radial dans une pièce en cuivre, le contact thermique étant assuré par un anneau d'Indium (métal mou très bon conducteur de chaleur) afin de réduire les contraintes mécaniques.

De façon à ce que la monture mécanique n'endommage pas le dépôt diélectrique nous avons réalisé une épargne d'environ 0,5 mm de large tout autour du disque de 6 mm de diamètre (figure 49).

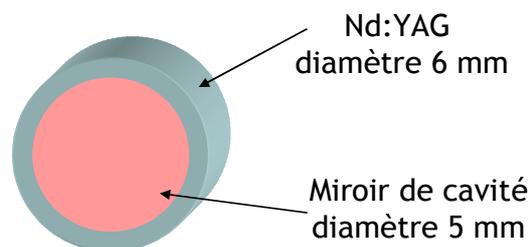


Figure 49 : Cristal de Nd:YAG avec miroir Rmax d'entrée de cavité

L'épaisseur du disque joue un rôle important. Le faisceau de pompe à 808 nm crée une lentille thermique dans la lame de Nd:YAG. Mais si elle est trop fine, elle risque aussi de se déformer sous l'action thermique. Elle peut donc bomber ou se creuser. Le miroir diélectrique déposé sur sa face d'entrée peut ainsi subir de fortes tensions de surface et se craqueler.

Nous avons observé que le procédé de dépôt du miroir pouvait aussi avoir une influence sur la planéité de la lame. Nous avons remarqué que des disques de 1,5 mm d'épaisseur

ayant une planéité meilleure que $\lambda/10$ avant traitement, avaient été déformés aux différentes étapes nécessaires au dépôt du miroir. N'étant plus plans, ces disques ne pouvaient plus être contactés. Nous avons donc décidé de réaliser des disques de 2 mm d'épaisseur minimum, puis de les repolir à l'épaisseur voulue après traitement si cela était nécessaire.

B.1.2 Cristal doubleur en KTP

La figure 50 représente un cristal de KTP orienté et poli de $3,2 \times 3 \times 5 \text{ mm}^3$ après dépôt du miroir de sortie de cavité. Ce miroir est de forme rectangulaire ($3 \times 3,2 \text{ mm}^2$). Il est déposé sur la totalité de la face de sortie du cristal doubleur. En fait, en fonction de la provenance du KTP, il est soit déposé sur la totalité d'une plaque de KTP de $25 \times 25 \text{ mm}^2$ puis ensuite découpé lors du sciage de la plaque, soit déposé sur les cristaux de KTP après découpe. Un léger biseau est ensuite réalisé tout autour du miroir afin de supprimer les écailles formées lors de la découpe. Nous n'avons pas, jusqu'à présent, observé de détérioration du miroir déposé sur les KTP.

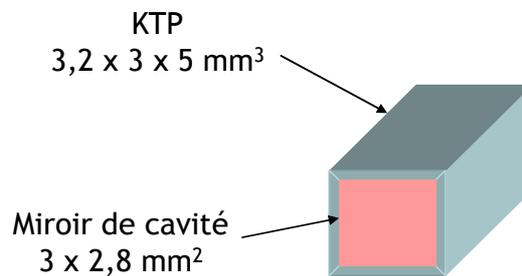


Figure 50 : Cristal de KTP avec miroir R_{max} de sortie de cavité

Afin de contrôler la température du KTP, nous avons fait le choix de monter le cristal dans un support sans contrainte mécanique. Le microchip n'est donc maintenu que par la bague de serrage radiale au niveau du disque de Nd:YAG. Le support de thermalisation du KTP est en cuivre et permet de répartir la chaleur sur 3 faces du cristal de KTP, le long de l'axe de propagation (figure 51). Le contact thermique est assuré par une pate thermique chargée à l'argent à 99% (Artic Silver). Lorsque l'onde fondamentale est établie dans la cavité microchip, nous avons constaté un léger échauffement du KTP. Nous avons mesuré une élévation de température d'environ $1,5 \text{ °C}$ sur les faces extérieures du KTP. La face d'entrée du KTP est à la température de sortie du double prisme polariseur ; la face de sortie du KTP est à la température ambiante de la tête laser. Il y a donc des gradients de température dans le KTP.

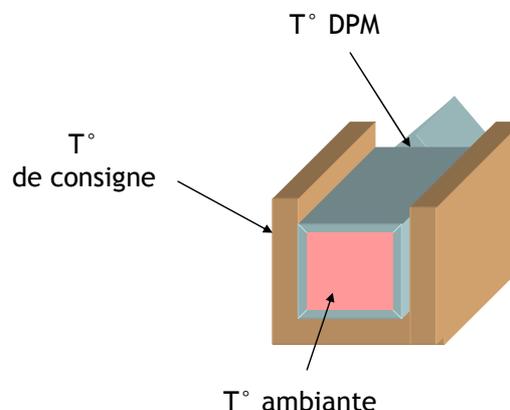


Figure 51 : Système de thermalisation du KTP

B.2 Seuil de dommage laser

Afin que les miroirs de cavité ne soient pas endommagés de façon irrémédiable par les faisceaux lasers générés, il est nécessaire de spécifier un seuil de dommage minimum lors de leur fabrication.

Les densités optiques dans nos cavités microchips sont relativement importantes. On peut faire quelques brefs calculs afin de les dimensionner.

B.2.1 Densité de puissance à 808 nm

Pour les lasers continus (CW), le seuil de dommage peut être calculé à partir de la puissance maximum du laser et du diamètre de son faisceau.

Le laser de pompe à 808 nm émet au maximum 3W. Le diamètre du faisceau de pompe sur le miroir d'entrée de la cavité est supposé circulaire et est estimé à environ 100µm.

La surface du faisceau en centimètres carrés, S est égale à $\pi R^2 \approx 3,14 \times (0,005 \text{ cm})^2 \approx 7,85 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$.

La densité de puissance, ou puissance par unité de surface, est égale à $3 / (7,85 \times 10^{-5}) = 38200 \text{ W cm}^{-2}$.

La densité de puissance à 808 nm sur ce miroir est donc de $38,2 \text{ kW cm}^{-2}$.

Pour les faisceaux laser avec un profil d'intensité gaussien pouvant générer des points de chaleur, il est préférable de multiplier la densité de puissance par deux par sécurité. Il faudra donc spécifier un miroir qui ait un seuil de dommage en transmission à 808 nm supérieur à 80 kW cm^{-2} .

B.2.2 Densité de puissance à 1123 nm ou à 1106 nm

A l'intérieur de la cavité microchip, en régime stationnaire, le mode fondamental infrarouge peut atteindre une cinquantaine de watts. Nous n'avons pas pu mesurer le profil de faisceau, ni à 1106 nm ni à 1123 nm, car la caméra et le mesureur de profil ont une bande passante limitée à 350-1090 nm. Cependant, nous avons pu l'estimer en mesurant le profil de faisceau visible en sortie de la cavité. En effet, le diamètre du faisceau à l'onde fondamentale est environ égal au diamètre du faisceau visible au waist (en fait juste sur le miroir de sortie de cavité) divisé par $\sqrt{2}$. Le faisceau fondamental est plus divergent que le faisceau visible. Le diamètre sur le miroir de sortie est donc plus petit à 1123 nm qu'à 561nm. Il faut aussi tenir compte du walk-off qui ovalise aussi le faisceau visible. Nous avons mesuré un diamètre de faisceau à 561 nm d'environ 70 µm. On peut donc estimer que le diamètre maximal du faisceau infrarouge fondamental est d'environ 50 µm.

La surface du faisceau en cm^2 est égale à $1,96 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$. La densité de puissance en réflexion sur miroir est donc de $2,55 \text{ MW cm}^{-2}$ à 1123 nm.

Si on prend la marge de protection requise pour les faisceaux gaussiens, il nous faudra spécifier des miroirs ayant un seuil de dommage supérieur à 5 MW cm^{-2} .

B.3 Miroirs diélectriques externes

Afin d'avoir des pertes minimum dans nos cavités microchips, nous avons décidé de faire réaliser des miroirs ayant un taux de réflexion supérieur à 99,9 % à la longueur d'onde fondamentale, soit à 1123 nm pour le laser 561 nm et à 1106 nm pour le laser 553 nm. Nous avons de plus, de façon à créer des pertes dans les bandes que nous ne voulions pas voir osciller, spécifié des taux de transmission inférieurs à 90 % pour les bandes 1050-1080 nm et 1300-1320 nm.

Afin d'éviter que le faisceau de pompe à 808 nm retourne vers la diode et la déstabilise, nous avons demandé un traitement ayant une transmission supérieure à 98 % dans la bande 805-810 nm.

Ces miroirs ne sont pas simples à réaliser. Ils doivent être homogènes sur toute la surface de travail et avoir un excellent seuil de dommage en transmission et en réflexion. C'est pour cela que nous les avons fait réaliser par traitement IBS (Ion Beam Sputtering).

L'IBS est un procédé de traitement de haute qualité [5]. Il est utilisé dans le cas de traitement particulièrement délicat. Avec ce procédé, l'épaisseur de la couche souhaitée peut être produite très précisément avec une reproductibilité élevée. Il est donc possible de spécifier des traitements ayant un taux de réflexion supérieur à 99,9%. Un autre avantage de cette technologie est qu'elle permet de produire des couches très lisses et optiquement très homogènes. Ceci est réalisé grâce à la très forte énergie cinétique obtenue lors de la déposition de ces couches. Le taux de déposition, qui est significativement plus faible que ceux pratiqués avec d'autres méthodes, conduit à des couches sans dérives.

Ces traitements que l'on dit « traitements durcis », sont plus résistants aux rayures que ceux déposés traditionnellement. Ils présentent aussi un seuil de dommage au flux beaucoup plus élevé.

B.4 Traitements diélectriques internes

Les miroirs diélectriques internes doivent avoir à minima le même seuil de dommage au flux que les miroirs externes, aussi bien en transmission qu'en réflexion. Par mesure de précaution, nous avons spécifié un seuil de dommage supérieur à 10 MW/cm². Les traitements par IBS sont parfaits pour cette application car ils sont très denses et très homogènes.

Les particularités des miroirs internes sont :

- qu'ils sont définis pour travailler avec un angle d'incidence non-nul,
- qu'ils doivent être contactables par adhérence moléculaire.

Afin de réaliser le polariseur interne de la cavité, ces miroirs ont été déposés sur une lame de silice pure (SiO₂), puis contactés par adhérence moléculaire à une autre lame de référence en silice pure. La qualité du laser microchip réalisé et ses performances sont directement liées à la qualité et à la spécificité de ce dépôt. Par exemple, une erreur de calcul d'angle d'incidence de quelques degrés pourrait diviser la puissance du laser par deux.

Nous avons fait réaliser plusieurs traitements IBS par des sociétés différentes sur des lames étalons de silice pure provenant d'un même lot. Certains contactaient et d'autres pas ou très mal. Nous avons vérifié les états de surface dans les deux cas et nous

n'avons pas trouvé de différences majeures. La chimie de dépôt est propre à chaque traiteur et est secrètement gardée. Il semblerait tout de même que terminer par une couche de SiO₂, c'est-à-dire réaliser une adhérence moléculaire de type SiO₂/SiO₂, permettrait d'avoir une meilleure qualité de l'adhérence mais cela reste à prouver.

Dans toutes les cavités que nous avons testées, le traitement IBS déposé au sein de l'élément polarisant DPM est terminé par une couche de SiO₂.

C. Dimensionnement et spécifications des cristaux

Nous avons choisi d'étudier une cavité microchip linéaire comportant un cristal de Nd:YAG, une lame de phase en quartz, un élément polarisant et un cristal non-linéaire coupé pour générer du 561 nm ou du 553 nm. Il reste cependant à dimensionner chaque cristal et les miroirs de cavité de façon à être sûr de réaliser un laser mono-fréquence, puissant et stable dans le temps, en sachant que la longueur totale du microchip ne doit pas dépasser 16 mm, que la puissance de pompe à 808 nm n'excède pas 2,8 W et que le diamètre du faisceau de pompe est d'environ 100 µm dans le Nd:YAG.

C.1 L'amplificateur

Le Nd:YAG est le cristal amplificateur de la cavité laser. Il doit être assez long et assez dopé pour que le gain d'amplification recherché soit atteint. L'oscillation laser se produit quand le gain d'amplification est égal aux pertes de la cavité. Les taux de dopants en Nd³⁺ disponibles pour le cristal de Nd:YAG vont de 0,9 à 2 mol %. L'épaisseur du Nd:YAG peut varier de 1,5 à 2,5 mm en fonction des architectures si l'on veut ne pas être gêné par des problèmes engendrés par la déformation des lames lors de leur fabrication ou lors du passage de faisceau de pompe. La puissance de pompe disponible à 808 nm peut varier de 1,5 W à 2,8 W.

C.1.1 Mesures de fluorescence

Afin de vérifier les raies naturelles du Nd:YAG données dans les abaques en annexe 1.2.1 [3], nous avons réalisé des mesures de fluorescence avec différents disques de Nd:YAG dopés à 1,1 mol%, 1,4 mol% et 1,8 mol%.

Pour cela, nous avons utilisé un banc optique développé au laboratoire pour le test des cristaux. Ce banc (figure 52) comporte un ensemble mécanique permettant de régler 2 assemblages cristallins face à face et de les maintenir à une température de consigne, et un ensemble de pompage réglable comportant une diode à semi-conducteur de pompage et son optique de mise en forme de faisceau. La longueur d'onde de la diode de pompe est réglée à environ 808 nm. La puissance de pompage peut varier de 300 mW à 1,98 W. La mise en forme du faisceau de pompe est assurée par une lentille à gradient d'indice (f=2,2 mm), collée sur le sous-ensemble mécanique supportant la diode.

Un disque de Nd:YAG (ϕ 6 x 2,5 mm) dopé à 1,1 mol %, traité d'un côté avec le miroir HR M1 d'entrée de cavité, est maintenu en température à 20° C à l'aide de la pince de thermalisation de ce banc. Le miroir d'entrée M1 déposé sur ce disque est tourné côté pompe. Le disque de Nd:YAG est équivalent à une demi-cavité laser.

Après avoir vérifié que la lame de Nd:YAG ne forme pas de cavité oscillante (réflexion sur le dioptre de sortie Nd:YAG/air supérieur à 5 %), le spectre est mesuré à l'aide d'une

fibre multimode sans germanium de 200 μm de cœur. Cette fibre est positionnée à la sortie du Nd:YAG de façon à collecter un maximum de puissance. Elle ne bouge pas entre le début et la fin des mesures pour chaque cristal testé.

Le spectre est relevé à l'aide d'un analyseur de spectre ANDO AQ6315A, avec une résolution de 0,2 nm. Toutes les mesures sont faites avec la sensibilité haute résolution HIGH1 (rapport signal à bruit de 70 dB) afin de voir un maximum de raies.

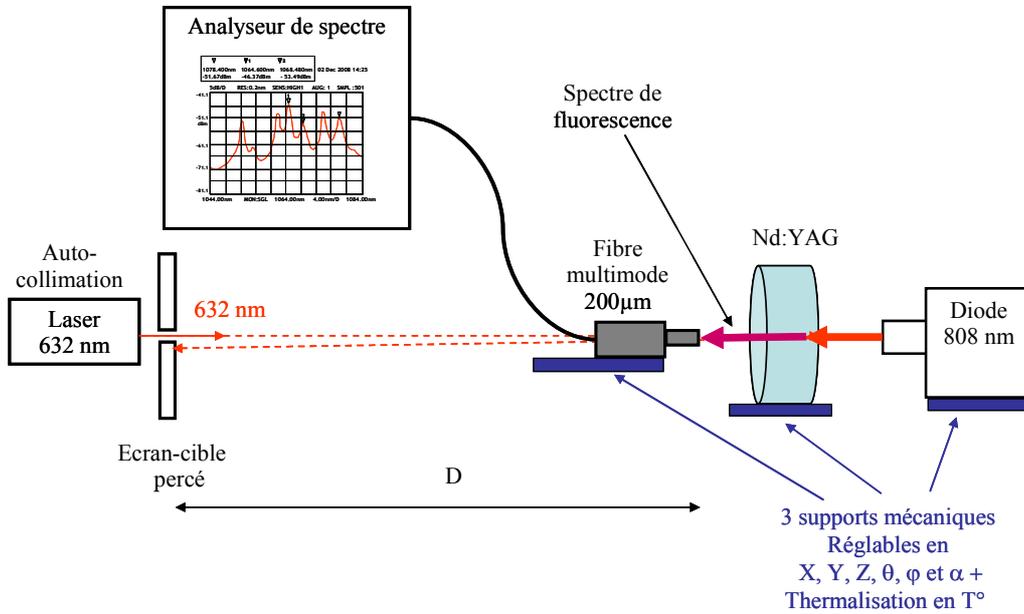


Figure 52 : Schéma de principe de la mise des effets de polarisation dans le Nd:YAG

Remarque : Les spectres obtenus, figures 53 et 54, sont identiques, au niveau de puissance collectée près, quels que soient les pourcentages de dopant testés et quelle que soit la puissance de pompe.

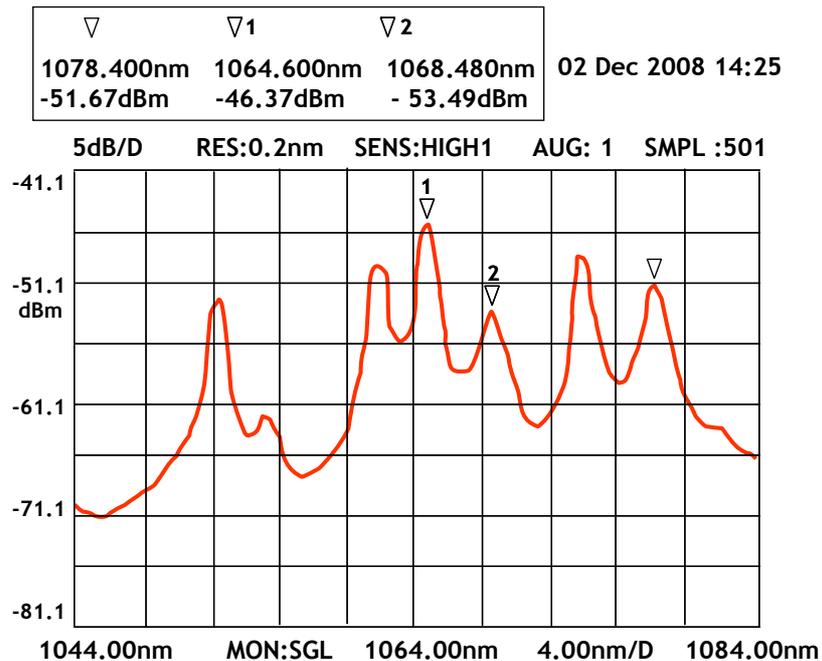


Figure 53 : Spectre d'émission d'un cristal de Nd:YAG dopé à 1,1 mol % entre 1044 et 1084 nm

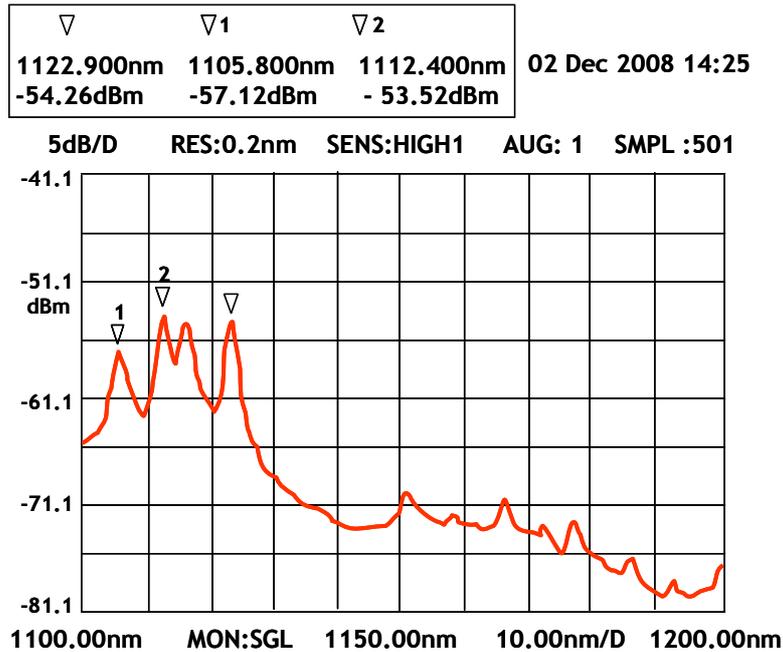


Figure 54 : Spectre d'émission d'un cristal de Nd:YAG dopé à 1,1 mol % entre 1100 et 1200 nm

La liste des longueurs d'onde de fluorescence observées pour un cristal de Nd:YAG dopé à 1.1 mol %, dans la bande spectrale 1050-1200 nm, ayant un écart de puissance crête maximal de 13 dB (choix arbitraire) par rapport à la raie principale à 1064 nm, est donnée table 8 :

Longueur d'onde (nm)	Puissance (dBm)	Ecart au 1064 nm (dB)	Laser doublé réalisable (nm)	Laser Oxxius développé
1052,48	-51,91	-5,59	526,2	
1061,88	-49,08	-2,1	530,9	
1064,60	-46,32	0	532,3	SLIM 532
1068,48	-53,49	-7,17	534,2	
1074,12	-48,54	-2,2	537	
1078,40	-51,67	-5,35	539	
1105,8	-57,12	-10,08	553	SLIM 553
1112,4	-53,52	-7,2	556	
1116,3	-53,87	-7,55	558	
1122,9	-54,26	-7,94	561	SLIM 561

Table 8 : Liste des pics de fluorescence observés avec un disque de Nd:YAG dopé à 1,1 %

L'intégralité des raies laser citées dans les abaques a été retrouvée. J'ai observé des raies avec un écart par rapport à la raie 1064 nm supérieur à 13 dB mais je ne les ai pas listées dans le tableau ci-dessus.

Il est important de noter que nous avons choisi dans la bande 1106-1123 nm les longueurs d'onde qui avaient le moins de gain afin de montrer la faisabilité et la robustesse de notre architecture. Des sources lasers visibles mono-fréquence émettant à 556 nm et 558 nm pourraient être aisément réalisables en spécifiant les miroirs de cavité et les 2 filtres de Lyot de façon à ne faire osciller que respectivement la raie à 1112 nm

et celle à 1116 nm. L'angle de coupe du cristal non-linéaire du KTP serait aussi à optimiser pour chacune de ces deux longueurs d'onde.

Toutes les raies dans la bande 1050-1078 nm sont aussi utilisables à condition de supprimer totalement la raie à 1064 nm par filtrage en intra-cavité et d'optimiser l'angle de coupe du cristal non-linéaire.

C.1.2 Orientation de la coupe

Le Nd:YAG est un cristal non biréfringent de type cubique $m3m$. Ces propriétés sont résumées dans le tableau en annexe A.2.1. Les disques de Nd:YAG utilisés ont été orientés et sciés suivant la direction de coupe la plus commune, c'est-à-dire en $\langle 111 \rangle$ à $\pm 0.5^\circ$ près. Ils ne devaient donc pas avoir d'axe privilégié d'utilisation. Ce cristal peut cependant devenir biréfringent suite à des contraintes mécaniques ou thermiques [6].

Afin de vérifier si nos disques de Nd:YAG étaient biréfringents, nous avons réalisé l'expérience suivante (figure 55):

- un cristal de Nd:YAG est maintenu mécaniquement, par serrage radial, dans un anneau en cuivre. Sa température est maintenue à une température constante de 25°C grâce à une sonde de type CTN en contact avec la surface radiale du cristal et un élément Peltier.
- une diode semi-conductrice, émettant une puissance de 2W en continue à 808 nm, pompe le cristal à une distance d . Le faisceau infrarouge de la diode est mis en forme avec une microlentille de façon à optimiser le rendement de pompage.
- Le faisceau émis par un laser He-Ne, passant à travers un polariseur, traverse le cristal avec un angle d'incidence α petit, puis est réfléchi par le miroir HR déposé sur la face entrée du cristal.
- Le faisceau rouge, réfléchi avec un angle α petit, passe à travers un polariseur croisé (analyseur) et est visualisé sur un écran blanc.

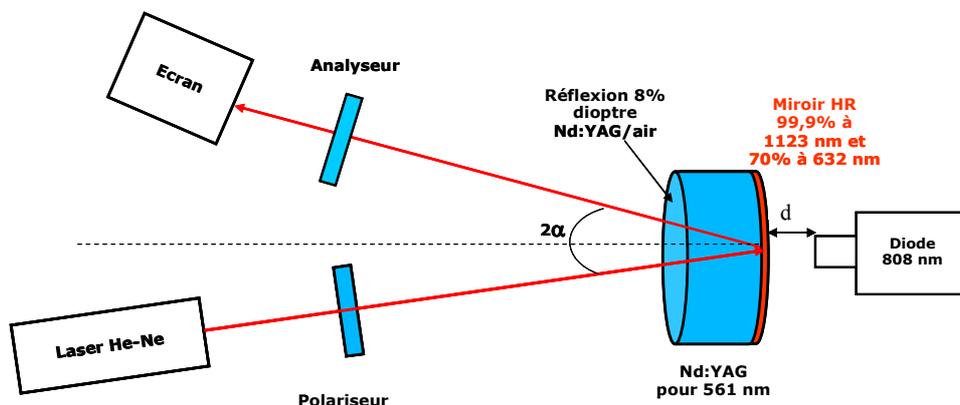


Figure 55 : Schéma de principe de la mise des effets de polarisation dans le Nd:YAG

Quand la diode de pompe est éteinte, on observe une tache sur l'écran parfaitement homogène et sans figure d'interférence. Le cristal de Nd:YAG n'est pas biréfringent.

Quand la diode à 808 nm est allumée, des figures de biréfringence en forme de fleur apparaissent (voir figure 56) [7]. Elles sont induites par l'augmentation de température apportée par le passage du faisceau de pompe dans le cristal. La polarisation du faisceau de sonde devient elliptique et est spatialement répartie. Cette figure est cohérente avec les observations réalisées par W. Koechner [8] avec des polariseurs croisés lorsqu'il étudiait les effets de biréfringence dans les lasers à base de Nd:YAG.

Quand on tourne le disque de Nd:YAG radialement sur lui-même la figure d'interférence semble s'atténuer suivant 3 axes privilégiés symétriques.



Figure 56 : Figure de biréfringence induite observée à l'aide d'un faisceau sonde He-Ne dans une lame de Nd:YAG pompée par un faisceau laser à 808 nm de 2W de diamètre 150 μm

Nous avons renouvelé l'expérience avec plusieurs lames de Nd:YAG. Ces essais ont tous donné la même figure d'interférence. Il semblerait que les 3 axes privilégiés dans la lame de Nd:YAG soient les axes cristallographiques de type $\langle 110 \rangle$ à 120° de celui-ci. Suivant ces axes, les effets de rotation de la polarisation sont minimisés et cela quelle que soit l'épaisseur de la lame testée.

Afin de minimiser cet effet de biréfringence induite par le faisceau de pompe, les disques de Nd:YAG, utilisés par la suite, ont tous été orientés à l'aide d'un appareil à rayon X. Un méplat a été usiné sur la tranche, parallèlement à un des 3 axes du Nd:YAG, afin de pouvoir repérer cet axe lors du contactage moléculaire et orienter le cristal de Nd:YAG correctement par rapport à la lame de phase et par rapport à un cristal de KTP.

C.1.3 Spécification des cristaux de Nd:YAG pour laser à 561 nm

Les spécifications des cristaux de Nd:YAG qui ont été testés sont les suivantes :

- Diamètre : 6 mm
- Parallélisme : $>10''$
- Polissage : double face compatible avec l'adhérence moléculaire
- Etat de surface : $\lambda/8$, 10^{-5} suivant la réglementation MIL-O-13830A [4]
- Traitement:

Le traitement diélectrique (M1) déposé sur la face d'entrée du disque de Nd:YAG doit réfléchir au moins 99,9 % à 1123 nm pour favoriser l'oscillation à cette longueur d'onde. Il doit aussi réfléchir la majorité de la lumière visible obtenue par doublage de fréquence de façon à ce quelle ne perturbe pas la diode de pompe. Ce traitement doit avoir un taux de transmission supérieur à 98 % pour ne pas créer de contre-réaction dans la diode de pompe et la déstabiliser. Finalement, de façon à être sûr que les raies à 1064 nm et

1319 nm ne puissent pas osciller, nous avons décidé de spécifier le taux de transmission du traitement diélectrique pour qu'il soit supérieur à 80 % à 1064 nm et à 1319 nm. Nous aurions pu demander un taux de transmission encore plus élevé mais le nombre de couches du traitement aurait augmenté accroissant ainsi le coût de celui-ci. On peut le traduire de la façon suivante :

- face d'entrée : HR@1122 nm (> 99,9 %), HR@561 nm (> 95 %), HT @ 808 nm (>98 %), HT@1064 nm (> 80 %), HT@1319 nm (> 80 %)
- face de sortie : aucun traitement (face contactée)

Le traitement déposé est représenté dans les figures 58 et 59 ci-dessous.

• Dimensions :

Type 1 = Dopant : 1,1 mol % et Longueur : 2,5 mm

Type 2 = Dopant : 1,8 mol % et Longueur : 1,6 mm

Type 3 = Dopant : 1,1 mol % et Longueur : 1,5 mm

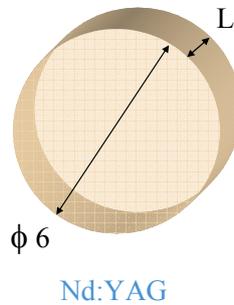


Figure 57 : Description du disque de Nd:YAG

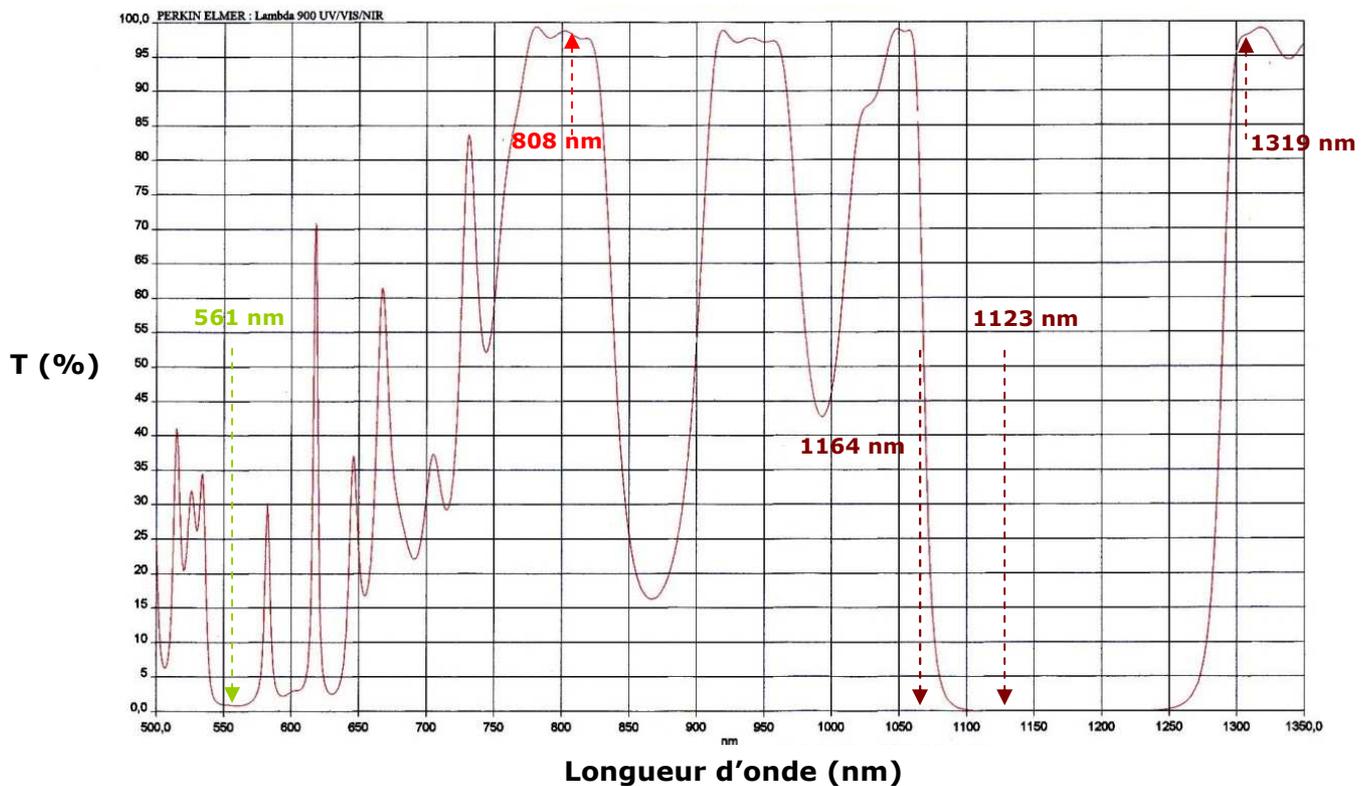


Figure 58 : Courbe de transmission du miroir déposé sur le Nd:YAG pour l'émission à 561 nm

La figure 59 est un zoom sur la partie 1100 nm – 1150 nm du spectre précédent. On peut voir que ce traitement à un taux de transmission de 0,05 % à 1123 nm. Il ne pourra cependant pas convenir pour le laser à 553 nm car son taux de transmission à 1106 nm est presque de 0,2 %.

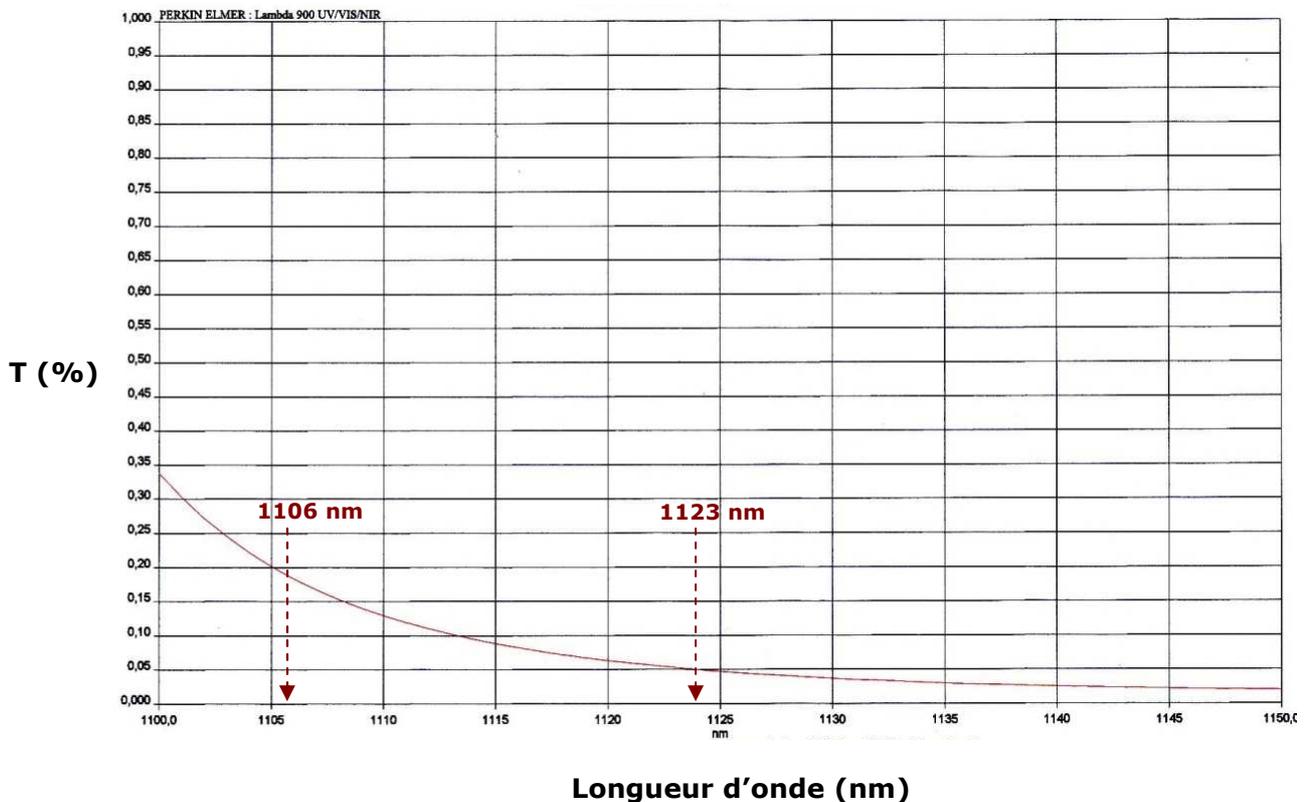


Figure 59 : Courbe de transmission entre 1100 et 1150 nm du miroir du Nd:YAG pour l'émission à 561 nm

C.1.4 Influence du pourcentage de dopant Nd³⁺

Les premiers essais de lasers 561 nm ont été réalisés avec des cristaux de Nd:YAG dopés à 1,8 mol %. Par la suite, afin de minimiser les problèmes de fabrication (déformation du disque) mis en évidence avec les lames dopées à 1,8 mol %, des essais ont été réalisés avec des lames dopées à 1,1 mol % de différentes longueurs.

Le laser de pompe 808 nm ainsi que la lentille à gradient d'indice utilisés étant fixés, les paramètres d'injection ont été gardés constants pour toutes ces mesures. Le but de ces essais a été de vérifier que si l'on gardait le ratio dopant/longueur de cristal constant, les résultats en termes de puissances laser obtenues à la longueur d'onde fondamentale et à la longueur d'onde de seconde harmonique étaient identiques.

Les disques testés avaient les caractéristiques suivantes :

Type	Mol % dopant	Epaisseur (mm)	Ratio %/E	Remarques
1	1,1	2,5	2,75	-% de dopant très courant et peu cher -lame épaisse qui résiste aux dépôts diélectriques -facilement manipulable -thermalisation par la tranche réalisable

2	1,8	1,6	2,88	-% de dopant très peu courant -déformation des disques après dépôt des miroirs Rmax -difficilement thermalisable par la tranche
3	1,1	1,5	1,65	-disque de 2,5 mm repolis de façon à diminuer l'épaisseur

Table 9 : Tableau des différents cristaux de Nd:YAG testés

Il a été observé que plus on augmentait la quantité de dopant, plus les effets thermiques étaient importants. La lentille thermique générée par le faisceau de pompe dans la lame n'est pas seulement plus importante ; il se crée des zones de biréfringences, probablement dues au fait que son refroidissement est réalisé de façon radiale.

Nous avons de plus observé qu'il était très difficile de déposer des miroirs diélectriques sur des disques d'épaisseur inférieure à 2 mm sans que ceux-ci ne se déforment très légèrement pendant le traitement. Afin de pouvoir les assembler correctement par adhérence moléculaire, il a fallu tous les repolir du côté non-traité afin de réaliser les disques de 1.5 et 1.6 mm d'épaisseur. Ceci a complexifié le procédé de fabrication des disques de Nd:YAG et a pu de plus créer des contraintes dans le cristal.

Afin de diminuer les effets thermiques, il est tentant de vouloir diminuer la quantité de dopant tout en augmentant l'épaisseur du cristal. Tout est ensuite une affaire de compromis entre la lentille thermique, les réabsorptions éventuelles par le cristal des rayonnements émis et la longueur du laser microchip. Nous avons finalement choisi d'utiliser des disques de Nd:YAG dopé à 1,1 % ayant une épaisseur de 2,5 mm.

C.1.5 Contrôle des cristaux de Nd:YAG pour laser à 561 nm

Bien que le Nd:YAG soit un matériau couramment usiné, les cristaux commandés ont tous été réalisés suivant un procédé très précis afin de s'assurer qu'ils ne présentaient aucun défaut. Des contrôles divers ont été mis en place à chaque étape de fabrication de ces cristaux tant au niveau de la découpe et du polissage du cristal qu'au niveau du dépôt du miroir diélectrique sur sa face d'entrée.

Lorsque les cristaux de Nd:YAG arrivaient dans nos locaux, chaque pièce était observée sous binoculaire afin de vérifier que les états de surface de la face traitée et de la face sans traitement étaient parfaits. Une petite rayure sur le bord de la face traitée n'est pas gênante. Une petite rayure ou un point sur la face non-traitée est un facteur de rejet de la pièce. Le contactage ne sera pas optimal et présentera des risques d'évolution dans le temps.

Chaque lot de disques de Nd:YAG était ensuite testé, in situ, dans une cavité laser de référence afin de vérifier l'homogénéité du matériau et la fonctionnalité du traitement diélectrique déposé. Cette cavité était formée de l'élément à tester et d'un cristal de KTP 561 nm fonctionnel sur lequel est déposé un miroir de sortie de référence.

Pour cela, nous utilisons le banc de test développé pour l'étude des premières cavités laser SHG à 473 nm (figure 60).

Il est constitué :

- d'un support mécanique pour la pompe permettant de régler la position de la pompe suivant X, Y et Z où :
 - X est l'axe parallèle au marbre et orthogonal à l'axe optique,
 - Y est l'axe vertical par rapport au marbre
 - Z est l'axe parallèle à l'axe optique.

- d'un support de cristaux réglable grossier en X et Z, sur lequel se trouve un ensemble mécanique permettant la thermalisation et le réglage d'un cristal amplificateur circulaire et d'un cristal doubleur, suivant les 6 axes de réglage fin dans l'espace en X, Y, Z, θ , φ et α .

- d'un laser sonde semi-conducteur émettant à 632 nm et d'un écran percé d'un trou servant de cible. Ce laser est collimaté à l'infini et est parfaitement parallèle au banc optique. Son faisceau passe au centre des cristaux à tester. L'écran-cible est positionné devant le laser sonde à une distance $D = 2$ m des cristaux à aligner et à tester.

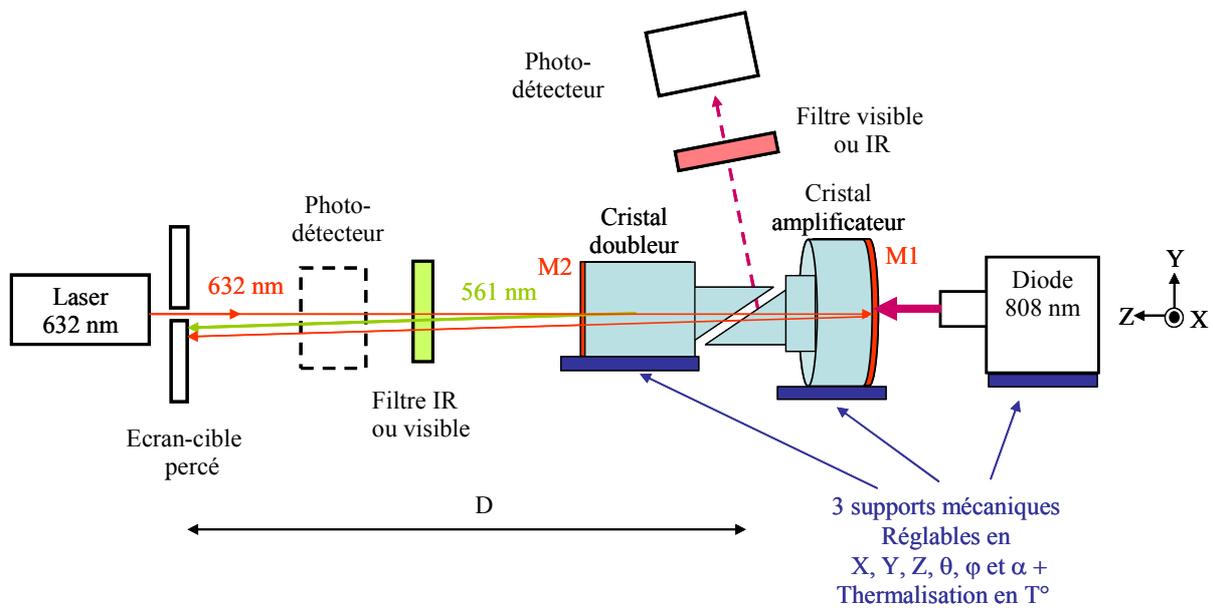


Figure 60 : Schéma de principe du banc optique de test et d'assemblage des cristaux

Nous avons choisi de faire tous les essais de qualification à 561 nm et non à 1123 nm pour plusieurs raisons :

- Tout d'abord le miroir de sortie M2 déposé sur le KTP étant lui aussi très hautement réfléchissant à 1123 nm, il ne nous est pas possible d'obtenir plus de 30 mW de 1123 nm en sortie de cavité.

- Ensuite, il nous a semblé plus rapide de qualifier directement les composants de la cavité en condition de doublage de fréquence à 561 nm et de pouvoir ainsi comparer les puissances de sortie obtenues pour différents lots de Nd:YAG avec le même cristal doubleur de référence.

Le protocole de test est le suivant :

Une cavité laser, constituée de l'échantillon de Nd:YAG à qualifier et du cristal de KTP 561 nm de référence, est alignée (fermée), à l'aide du faisceau laser visible rouge. Pour cela, nous superposons, sur l'écran de visualisation, toutes les taches de réflexion de chacun des cristaux en jouant sur les vis de réglage du système de micro-positionnement.

Ce laser de sonde est aussi utilisé pour vérifier les défauts de parallélisme des cristaux. Un cristal parallèle doit avoir ces deux taches de retour à 632nm parfaitement superposées. Si les deux taches sont séparées par exemple de $d=1$ mm, il est possible

de déduire, suivant la formule : $\alpha = d/2D$, que le défaut de parallélisme est de l'ordre de 0,33 mrad.

La température de chaque cristal est ensuite ajustée : à 22 °C pour le Nd:YAG et à 33 °C pour le cristal de KTP de référence. La pompe est réglée à une puissance de 2W. Nous observons tout d'abord la tache du faisceau laser jaune obtenu en optimisant la fermeture de la cavité laser. Nous vérifions sa forme et son homogénéité et s'il y a des effets thermiques observables. La puissance de 561 nm maximale obtenue est ensuite mesurée ainsi que la quantité d'infrarouge résiduelle en sortie de cavité. Finalement le spectre d'émission en longueur d'onde est relevé à l'aide d'une fibre optique et de deux analyseurs de spectre différents : un premier de résolution 6 pm pour la gamme 350-1000 nm (Advantest Q8341) et un second de résolution 50 pm pour la gamme 700-1700 nm (Ando AQ6315A).

6 lots de cristaux de Nd:YAG pour 561 nm ont été testés. Comme le montre la table 10, les quantités d'échantillons par lot étaient très différentes. Lorsque les lots comportaient beaucoup de pièces, seulement une pièce sur 10 était vérifiée.

Lot Nd:YAG 561 nm	Quantité	HR 1123 nm	HT 808 nm	HT 1064 nm	HT 1319 nm	Statut
1- Fournisseur A	10	OK	OK	OK	OK	Utilisable, HT 808 >>95%
2- Fournisseur A	20	NOK	OK	OK	NOK	Non utilisable
3- Fournisseur B	20	OK	OK	OK	OK	Utilisable, HT 808 >>95%
4- Fournisseur A	50	OK	NOK	OK	OK	Instabilité de puissance car HT 808 = 95%
5- Fournisseur B	100	OK	NOK	OK	OK	Inutilisable car HT 808 << 95%
6- Fournisseur B	200	OK	OK	OK	OK	Utilisable, HT 808 >98%

Table 10 : Vérification des spécifications des miroirs dichroïques par lot de Nd:YAG

Note : Il est arrivé que le traitement déposé sur la lame de Nd:YAG soit complètement en dehors des spécifications. Le laser infrarouge résiduel n'émettait pas à 1064 nm comme on aurait pu le croire mais à 1319 nm. Un faisceau rouge, à 660 nm, issu de la génération de seconde harmonique de la raie à 1319 nm été observé bien que le KTP soit coupé pour avoir un maximum de rendement de conversion à 1123 nm.

Pour vérifier la spécification du traitement HR à 1123 nm > 99,9 %, nous avons mis au point un autre protocole de test. Nous utilisons pour cela deux disques de Nd:YAG face à face. Le premier est un disque de Nd:YAG de référence avec un miroir HR à 1123 nm mesuré à mieux que 99,9 %. Le second, à tester, est positionné à la place du KTP, le miroir tourné vers l'extérieur. La quantité d'infrarouge passant à travers le miroir de sortie est ensuite mesurée. A l'aide de l'analyseur de spectre optique Ando et d'un filtre infrarouge, nous pouvons en déduire la puissance en intra-cavité de 1123 nm et la transmission du miroir de sortie.

La mesure la plus délicate à réaliser a été celle permettant de vérifier le miroir HT à 808 nm. Le miroir d'entrée de cavité à 808 nm doit être le moins réfléchissant possible afin de ne pas perturber la pompe. Dans nos premières spécifications, nous avons demandé un miroir HT à 808 nm supérieur à 95 %. Mais suite aux instabilités de puissance observées avec des cavités contenant des Nd:YAG du lot n° 4, le miroir HT à 808 nm a été spécifié par la suite supérieur à 98 % pour le lot N° 6.

C.1.6 Spécification des cristaux de Nd:YAG pour laser à 553 nm

Les spécifications détaillées des cristaux de Nd:YAG sont les suivantes :

- Diamètre : 6 mm
- Longueur : 2,5 mm
- Dopant : 1,1 mol %
- Parallélisme : $>10''$
- Polissage : double face compatible avec l'adhérence moléculaire
- Etat de surface : $\lambda/8$, 10^{-5} suivant la réglementation MIL-O-13830A [4]
- Traitement (figure 61):
 - face d'entrée : HR@1100-1110 nm ($> 99,9 \%$); HR@552 nm ($> 95 \%$), HT @ 808 nm ($>98 \%$), T@1064 nm ($> 30 \%$), T@1319 nm ($> 20 \%$)
 - face de sortie : aucun traitement diélectrique (surface contactée)

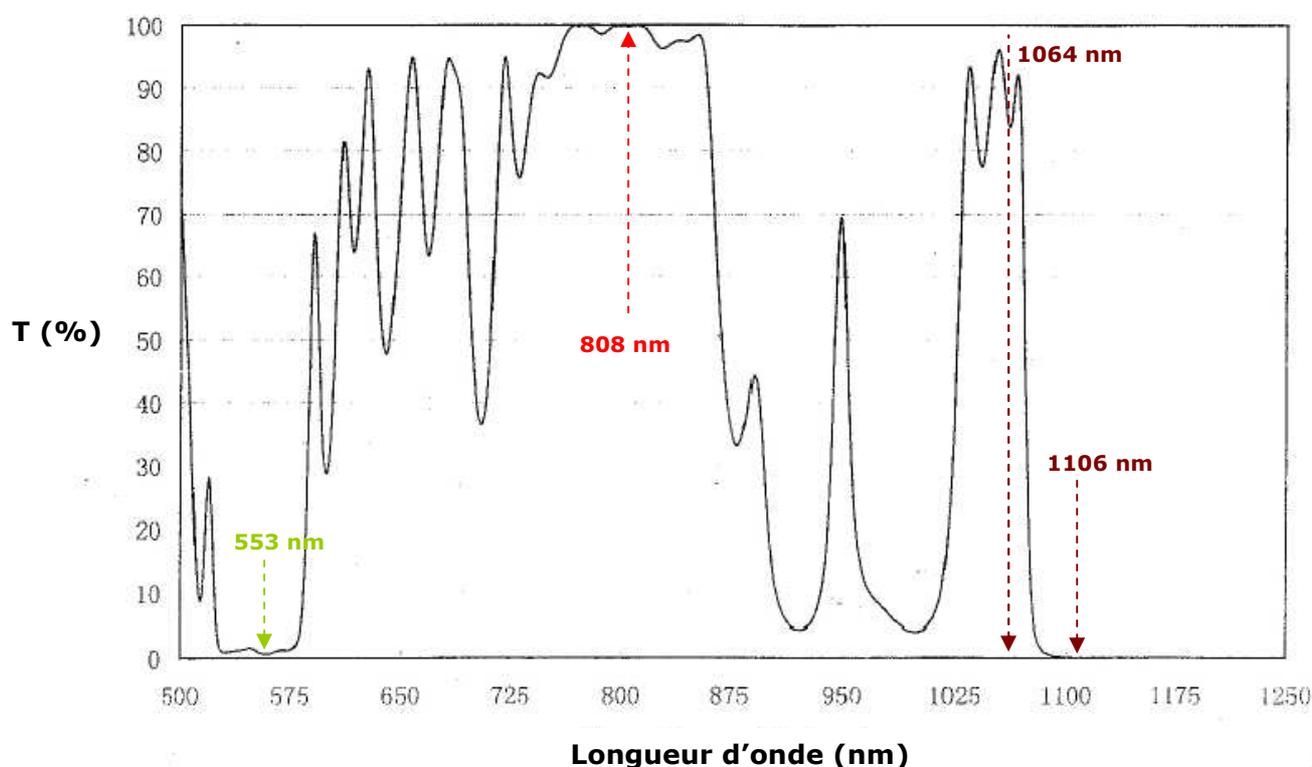


Figure 61 : Courbe de transmission du miroir déposé sur le Nd:YAG pour l'émission à 553 nm

C.1.7 Contrôle des cristaux de Nd:YAG pour laser à 553 nm

Les disques de Nd:YAG 553 nm ont été vérifiés visuellement puis deux d'entre eux ont été insérés dans une cavité ouverte contenant un KTP 561 nm de référence. Ces dix pièces ne comportaient pas de méplat désignant l'axe privilégié du cristal car elles provenaient du fournisseur A (Altechna) de Nd:YAG. Ce fournisseur est capable de livrer très rapidement, en petite quantité et à un prix abordable, des Nd:YAG de très grande qualité avec un miroir spécifié par le client. C'est le fournisseur idéal pour les essais de laboratoire. Par contre, il n'est pas outillé pour orienter finement les barreaux de Nd:YAG aux rayons X et faire le méplat de positionnement. Nous nous attendons donc à ce que la polarisation à la sortie des cavités 553 nm assemblées ne soit pas parfaite.

Le test de ces cristaux en cavité a été très sommaire, car sans le filtrage supplémentaire réalisé par la lame de phase en intra-cavité, il était impossible de faire osciller la raie à 1106 nm. Nous avons juste vérifié que l'on n'observait pas de raies laser parasites à 1064 nm et 1319 nm et que les raies de la bande spectrale 1112-1123 nm étaient présentes. Il a fallu attendre les essais réalisés avec les microchips complets à 553 nm pour savoir si les spécifications demandées étaient correctes.

C.2 L'élément polarisant

C.2.1 Prismes en silice assemblés

La première génération d'éléments polarisants (DP) était constituée de deux prismes en silice pure. Ces prismes avaient pour dimensions : $3,2 \times 3,0 \times 2,7 \text{ mm}^3$ à $\pm 0,1 \text{ mm}$ près. L'angle entre la base et le sommet est un angle de Brewster à $62,3^\circ \pm 0,1^\circ$, ce qui introduisait un taux de transmission de 100 % pour une onde polarisée parallèle (p) et un taux de transmission de 76,4 % pour une onde orthogonale (s). La fonction polarisation était réalisée en positionnant parfaitement deux prismes face à face à l'aide de systèmes mécaniques de micro-positionnement multi-axes de précision. La lame d'air entre les prismes était d'environ $100 \mu\text{m}$. Les deux prismes étaient ensuite cimentés ensemble par des brides extérieures en ciment-colle de silice pure à plus de 98 % polymérisé par une source UV. Aucune colle ne se trouvait entre les deux prismes. Ces brides de ciment à base de silice étaient ensuite recouvertes d'un joint étanche en silicone souple de type CAF4 afin d'éviter toute infiltration de poussière, solvant ou gaz entre les deux prismes.

Les assemblages de ce type ont été très rapidement arrêtés car ils n'étaient pas stables dans le temps. Les cavités laser les contenant dérivait très légèrement au cours de leur utilisation et se dégradaient lors des rampes de test en température (0°C et 40°C) en chambre climatique.

C.2.2 Double Prisme Monolithique en silice avec lame de YAG

La seconde génération d'élément polarisant a été ensuite monolithique. Nous les avons appelés DPM. Ils étaient assemblés de la façon suivante :

Un sandwich était réalisé en contactant une lame de référence en YAG d'épaisseur $200 \mu\text{m}$ entre deux lames de SiO_2 parfaitement parallèles. L'ensemble était ensuite orienté et scié de façon à ce que la lame de YAG se trouve à l'angle de Brewster. Finalement, l'ensemble était repoli finement en double face afin de rendre les deux faces parfaitement parallèles, avec une erreur de parallélisme inférieur à $20''$. C'est le saut d'indice créé par la lame de YAG qui permettait de favoriser l'onde fondamentale (p) en intra-cavité. Le taux de transmission résultant de l'onde orthogonale (s) était dans ce cas de 90,3 %.

Lorsque nous vérifiions la tache de diffraction en retour sur la cible de l'auto-collimateur la tache du retour He-Ne était parfaite avec les prismes DPM. Ce qui n'était pas le cas avec les prismes collés (DP) car il y avait toujours un petit halo ou des interférences (figure 62). Ceci montre les limites d'un assemblage manuel avec des micro-positionneurs.

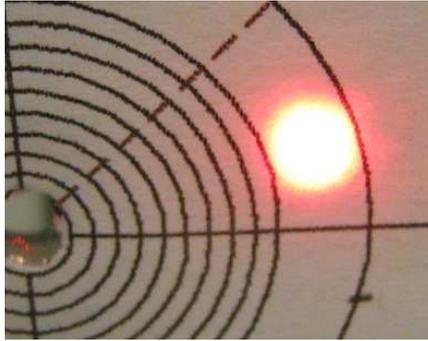


Photo du retour He-Ne au contrôle d'entrée d'un DPM

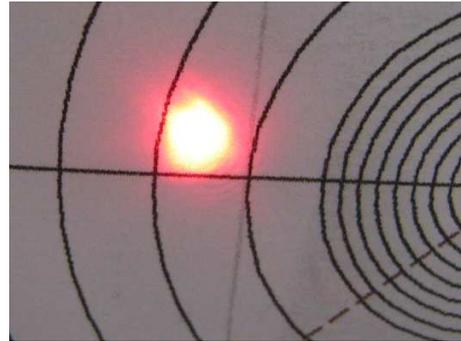


Photo du retour He-Ne d'un DP

Figure 62 : Photos comparatives des cavités réalisées avec un DPM et un DP

La réalisation de ce composant à base de 3 lames contactées entre elles puis sciées et polies n'était pas un procédé industriellement viable. Il était très long à fabriquer et présentait des risques liés à la double adhérence moléculaire. La lame de YAG de 200 μm a eu tendance à se déformer lors de l'usinage. L'adhérence moléculaire n'était pas homogène sur toute la surface contactée et pouvait évoluer dans le temps. Très peu de composants de ce type ont été déclarés conformes après les tests de sortie de fabrication. Les premiers tests de cavité ont été concluants avec ce type d'élément sélectif polarisant. Les cavités ne « dérivait » plus dans le temps. J'ai donc cherché une autre façon de réaliser cette fonction en minimisant le nombre de parties contactées entre elles. Pour cela, j'ai eu l'idée de remplacer la lame de YAG par un traitement diélectrique qui permettait de ne créer des pertes (ajustables par spécification) que sur l'onde fondamentale polarisée selon (s).

C.2.3 Double Prisme Monolithique avec traitement interne

Le DPM à traitement est un composant qui a été breveté (DE 10 2009 047 471.4) [9]. Il est composé de deux lames étalons de silice pure séparées par un miroir HR diélectrique contactable déposé sur une des deux lames étalons. Le sandwich formé est orienté afin que le miroir soit à l'angle de Brewster puis scié. L'ensemble est ensuite poli en double face afin d'assurer un parallélisme meilleur que $10''$. C'est ce composant qui a permis, à nos cavités microchip, d'avoir une très grande stabilité et reproductibilité de fonctionnement ($> 10\ 000$ heures).

C.2.3.a Dimensionnement de l'élément polarisant DPM

La longueur de l'élément polarisant ne peut pas beaucoup varier par construction. La dimension de l'ouverture, l'angle d'incidence sur le miroir interne ainsi que le procédé de fabrication impose une longueur minimale de 4 mm. Quelques polariseurs de cette longueur ont été réalisés. Ils avaient une section d'ouverture de $2,2 \times 2,5 \text{ mm}^2$ mais suite à des défauts de fiabilité du contactage, nous avons décidé de revenir à la longueur standard de $4,95 \text{ mm} \pm 50 \mu\text{m}$ pour une ouverture de $2,7 \times 3 \text{ mm}^2$. L'objet est non seulement plus facilement réalisable mais présente une qualité d'adhérence moléculaire supérieure.

C.2.3.b Miroir interne de l'élément polarisant DPM

L'élément polarisant doit avoir une transmission supérieure à 99,9 % pour une onde à 1123 nm de polarisation parallèle (p) et un taux de transmission de 87,5 % pour une onde de polarisation orthogonale (s). Ce taux a été défini après les tests de faisabilité

effectués avec les deux premières générations de ce composant. Il n'aura sa fonctionnalité complète que lorsqu'il sera associé au filtre de cavité (lame de phase en quartz). La valeur de 87,5 % est la valeur qui permet d'optimiser à la fois les pertes introduites sur les modes adjacents et les modes à l'ISL pour un cristal de KTP de 5mm de long.

Les miroirs HR réalisés par couches diélectriques ne sont généralement pas contactables car les couches déposées sont épaisses et relativement irrégulières. Le profil de transmission de ce traitement HT est particulier car, afin d'avoir une épaisseur de couche minimum, il a été calculé non pas pour un angle de Brewster pour de la silice SiO₂ d'indice 1,45 mais pour un indice moyen (environ 1,75) entre les 2 composants des couches diélectriques (SiO₂, TiO₂). L'angle de Brewster pour une lame en SiO₂ est normalement de 62,5°. L'angle d'incidence de ce traitement est de 56,5°. Il est composé de 4 couches alternatives de SiO₂ et de TiO₂ et a une épaisseur totale de 197,7 nm.

Les caractéristiques du dépôt de couches sont décrites dans le tableau ci-dessous et représentées par les courbes suivantes :

Version DPM	Longueur d'onde	T//	T⊥	Remarques
561 nm	1122 nm	>99,9 %	87,5 % +/- 2,5 %	4 couches alternées SiO ₂ et TiO ₂ épaisseur totale 197,7 nm angle d'incidence 56,5°
	561 nm	>90,0 %	>90,0 %	Avec delta entre T// et T⊥ <5 %

Table 11 : Spécifications du miroir interne déposé pour DPM à 561 nm

Les courbes de spécification de ce traitement diélectrique, établies pour un angle d'incidence de 56,5°, sont présentées figure 63.

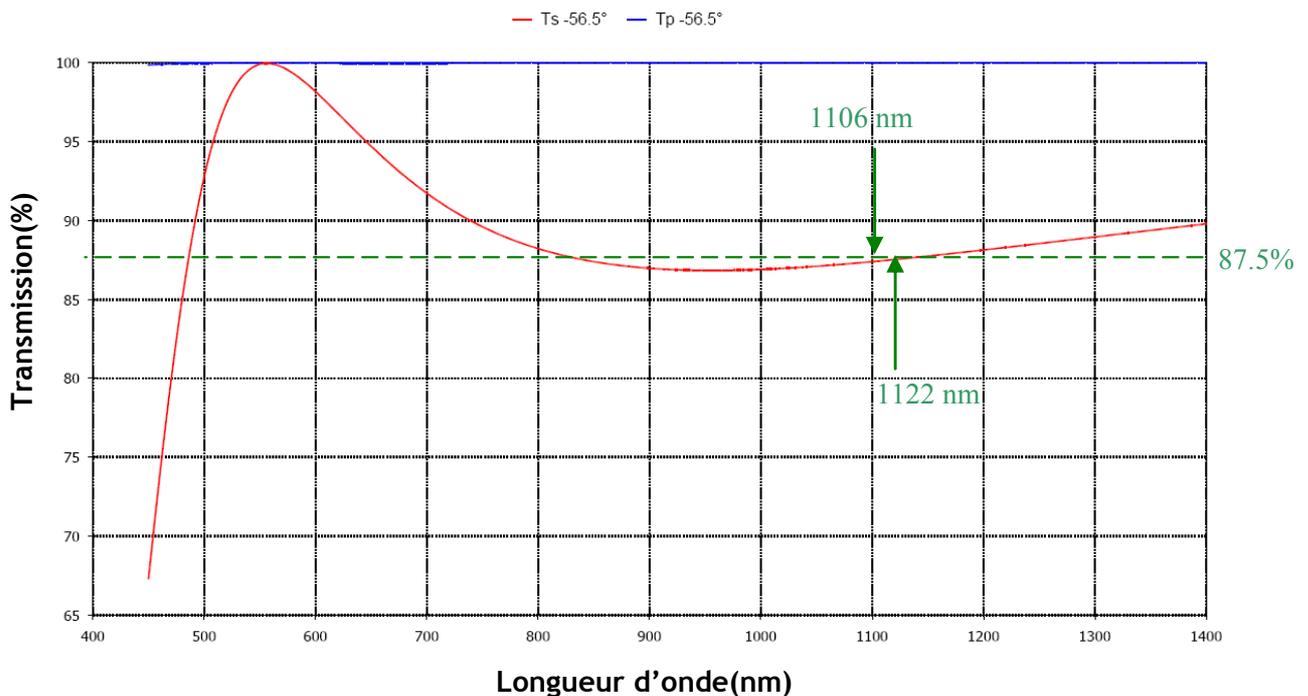


Figure 63 : Courbes de transmission entre 400 et 1400 nm pour un angle d'incidence de 56,5°

Sur les figures 63 et 64, la courbe de transmission suivant la polarisation parallèle (p) est représentée en bleu ; elle est très proche de 100%. La courbe de transmission du traitement pour la polarisation orthogonale (s) est représentée en rouge. Elle est variable en fonction de la longueur d'onde. Son taux de transmission à 1123 nm est de 87,5 % et de 87,4 % à 1106 nm.

La figure 64 est un zoom des courbes de transmission pour la bande spectrale 530 nm-580 nm. Le taux de transmission du dépôt est de 99,94 % à 561 nm et 553 nm (figure 60).

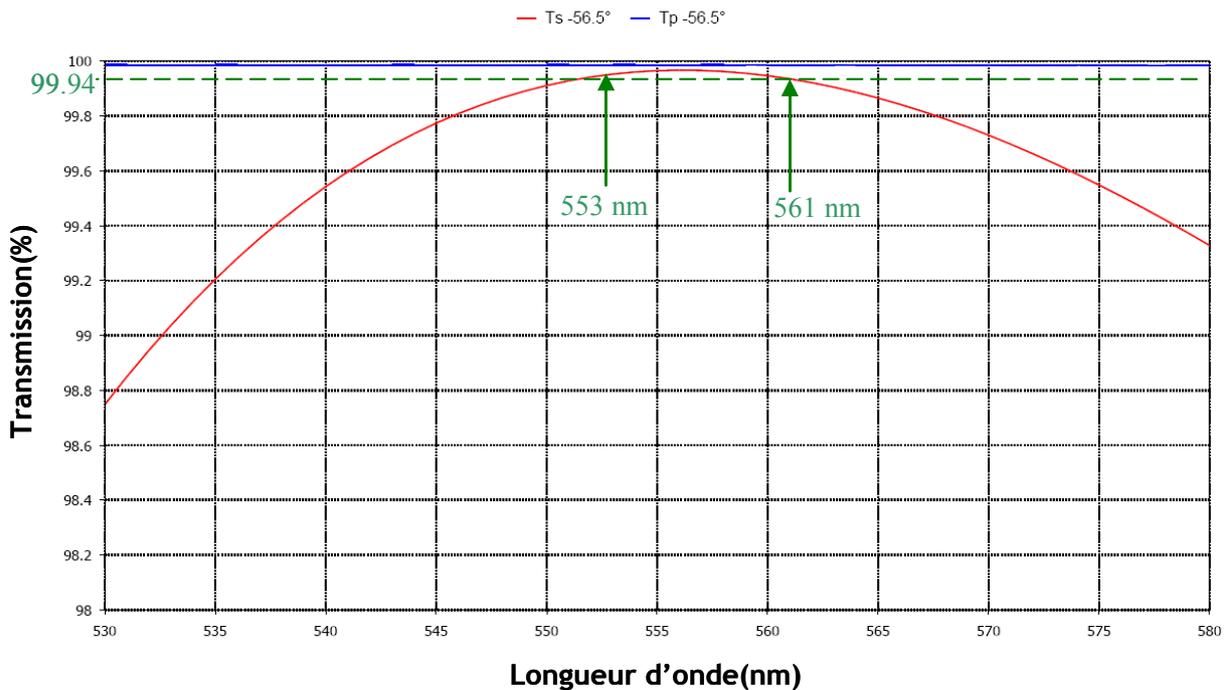


Figure 64 : Courbes de transmission entre 530 et 580 nm pour un angle d'incidence de 56,5°

Il est important de noter que ce dépôt a une transmission quasiment identique pour les deux composantes d'une onde polarisée à 561 nm ou à 553 nm alors qu'il introduit une perte de 12,5% à la composante orthogonale d'une onde à 1123 nm ou à 1106 nm. Il sera donc quasiment transparent à 561 nm et à 553 nm et sera utilisé dans les deux types de cavités microchips.

La particularité de ces DPM est qu'ils comportent un dépôt de couche interne capable de supporter des densités de puissance de l'ordre de 10 à 20 MW/cm². Il a été réalisé sous procédé de dépôt IBS (Ion-Beam-Sputtered) [5] ; ce qui permet d'obtenir des couches denses, stables et ayant un seuil de dommage optique très élevé. Dans le microchip, la puissance maximale à la longueur d'onde fondamentale n'est pas limitée par ce miroir.

Tous les tests d'adhérence qui ont été réalisés avec ce miroir étaient satisfaisants. Le contactage se faisait très facilement entre le dépôt diélectrique et la lame de SiO₂ étalon.

Le plus délicat a été de mettre au point la méthode de sciage et de polissage de ce composant. Le procédé de fabrication a été breveté par la société FEE qui en est propriétaire.

C.2.3.c Contrôle de l'élément polarisant

Le contrôle de cet élément a été très différent en fonction de ses versions. Quand il était constitué de deux prismes, le contrôle était entièrement réalisé par notre fabricant. Le dernier contrôle que nous effectuions, avant son assemblage avec les autres cristaux, était seulement visuel.

Pour la dernière version DPM de ce composant, afin de vérifier les spécifications demandées en termes de taux de transmission et d'angle d'incidence, j'ai effectué des mesures d'angle de déviation de faisceau infrarouge par le miroir interne avec le banc de test décrit figure 65. J'ai ainsi pu faire rectifier les angles de sciage en fonction des traitements réalisés par nos différents fournisseurs.

Le DPM est posé sur un support stable permettant une rotation horizontale très précise du composant à tester selon un angle α . Un faisceau sonde collimaté à 1064 nm, de très petite taille, polarisé par le polariseur P selon l'orientation de l'onde que nous souhaitons mesurer traverse l'échantillon. Nous n'avons pas utilisé de laser sonde à 1123 nm car nous n'en disposons pas. L'échantillon est tout d'abord positionné selon l'angle α qui permet d'avoir le maximum de transmission à travers l'échantillon, lue par le photo-détecteur 1. L'analyseur A permet de vérifier que l'onde lumineuse a bien la même orientation que polarisation de l'onde incidente. Les photo-détecteurs 2 et 3 mesurent les puissances réfléchies par le traitement pour les ondes polarisées selon s et p. Ces mesures sont effectuées pour différents angles de $\alpha - 4^\circ$ à $\alpha + 4^\circ$ par pas de 1° .

Toutes ces campagnes de mesures de DPM se sont déroulées, dans l'obscurité la plus totale possible, avec un détecteur ultra-sensible car les niveaux de puissance mesurés en réflexion étaient de l'ordre de 5 à 100 μW .

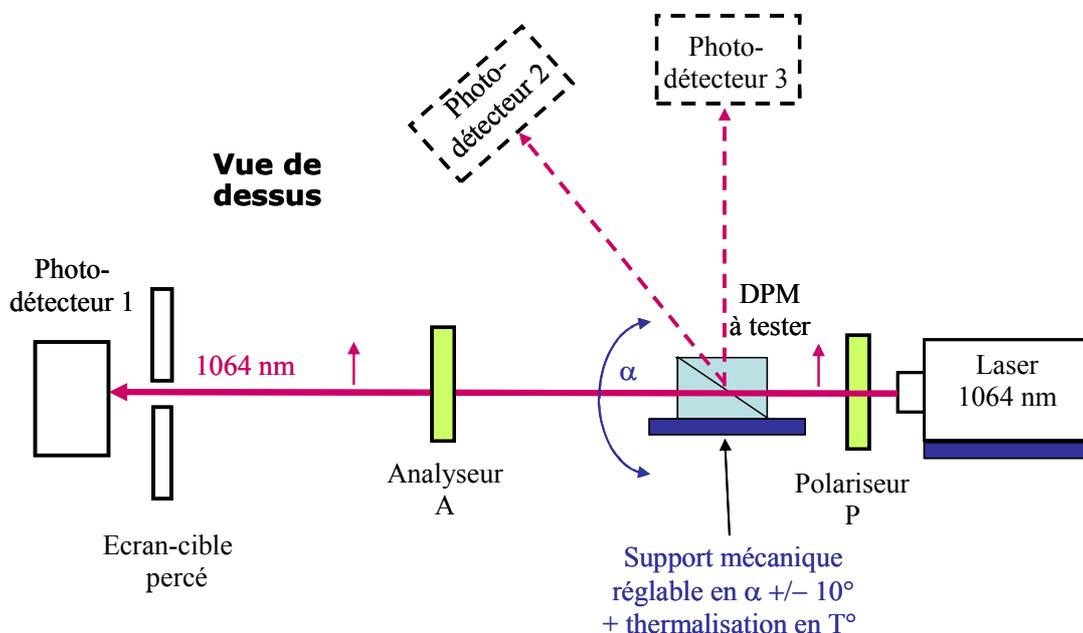


Figure 65 : Principe du banc de test des éléments polarisants DPM

Les courbes typiques obtenues sont présentées figures 66 et 67.

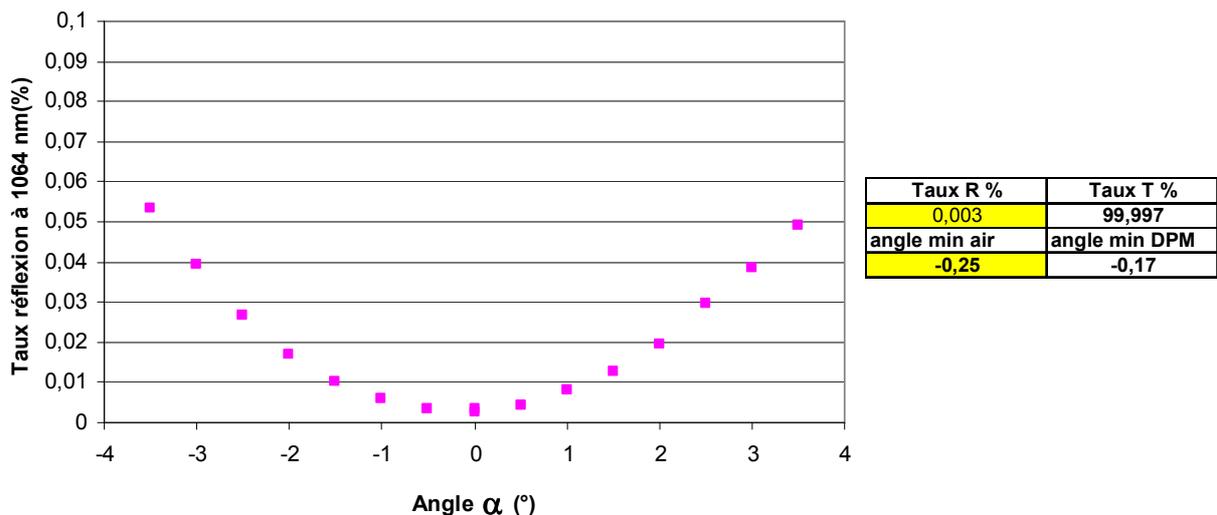


Figure 66 : Exemple de mesure d'un DPM pour 561 nm correctement réalisé

Dans l'exemple figure 66, le DPM est correctement réalisé. Le taux de réflexion minimal se trouve autour de 0°. Il y a donc une bonne adéquation entre le traitement déposé entre les deux lames de silice étalon et l'angle de sciage de l'ensemble.

Dans l'exemple figure 67, le traitement diélectrique contactable a été réalisé chez un autre fabricant.

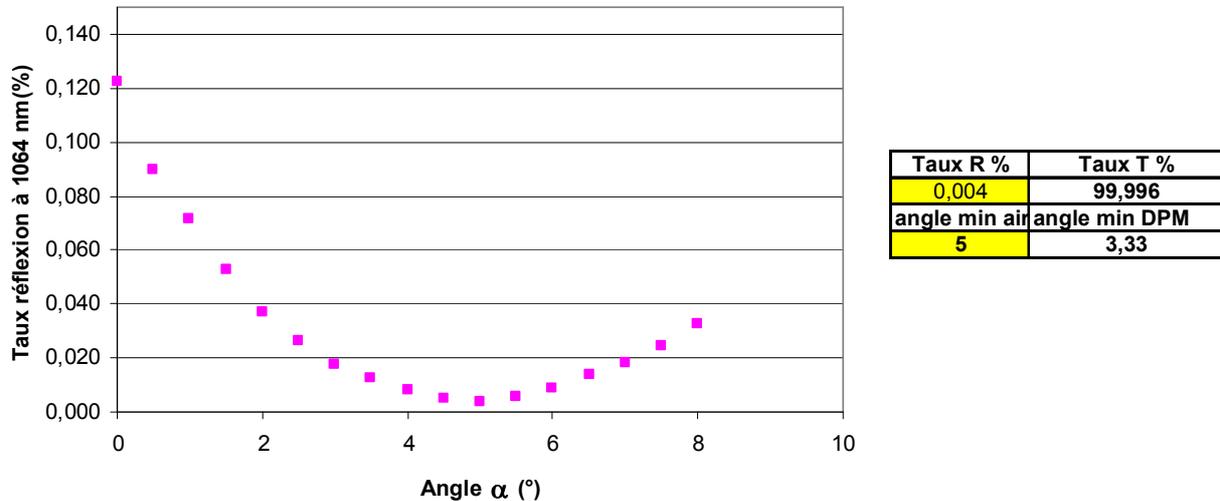


Figure 67 : Exemple de mesure obtenue pour un DPM mal réalisé

Le DPM de la figure 67 est complètement hors spécification. Le miroir a bien le taux de transmission demandé. Mais comme il y a un décalage d'au moins 3° par rapport à son angle d'utilisation dans la cavité laser, ce DPM va introduire des pertes supplémentaires sur l'onde fondamentale. Cette cavité laser émettra moins de 1123 nm et donc moins de 561 nm que prévu.

Pour pouvoir utiliser les lames étalons comportant ce traitement, il a fallu décaler l'angle de sciage des sandwiches de 3,3°. L'angle d'incidence sur le miroir n'était plus de 56,5° mais de 53,2°.

C.3 Le cristal doubleur

Pour m'aider dans le dimensionnement et l'orientation de la coupe cristallographique du KTP, j'ai utilisé le logiciel de calcul de cavité SNLO (voir chapitre B.1.4). Afin d'étudier la longueur du KTP à utiliser en fonction des paramètres des autres cristaux de la cavité, je me suis servi de la routine développée au sein du laboratoire permettant de calculer les pertes des filtres sur le mode adjacent au mode principal et les pertes sur les modes à l'ISL du KTP.

C.3.1 KTP à 561 nm

C.3.1.a Dimensionnement du KTP à 561 nm

Le cristal non linéaire choisi est un cristal biaxe positif de groupe $mm2$. Ses 3 axes cristallographiques sont définis comme étant X, Y et Z. Nous avons utilisé le logiciel SNLO pour trouver les angles de coupe. Les angles de coupe dans le plan XZ donnés sont : $\varphi = 0^\circ$ et $\theta = 75,5^\circ$ pour que la température d'accord de phase soit autour de 35°C .

Si on part du principe que nous avons une puissance du mode infrarouge fondamental en intra-cavité d'environ égale à 40 W et que nous souhaitons obtenir une puissance à 561 nm d'au moins 200 mW, sachant que le d_{eff} vaut 3,69 pm/V à 1123 nm, la longueur du KTP doit être d'au moins 3,5 mm d'après SNLO. Le doubleur de fréquence doit être suffisamment long pour avoir un bon rendement de conversion non-linéaire. Mais il ne doit pas être trop long car il risque de créer trop de pertes par absorption sur l'onde fondamentale ou réabsorber l'onde doublée émise.

Dans le graphique figure 68, j'ai représenté l'évolution des pertes pour un mode adjacent au mode principal (groupe de courbe du haut) et pour un mode à l'ISL du filtre (groupe du bas), en fonction de la longueur du KTP (de 3,5 à 6 mm), et pour différentes épaisseurs de lame de phase (de 22 à 37,5 λ). L'épaisseur du cristal de Nd:YAG est de 2,5 mm et le DPM mesure 5 mm (courbes en couleur) ou 4 mm (courbe noire) de long. Si l'on souhaite avoir une perte sur les modes à l'ISL de 0,4 % et une perte sur les modes adjacents de 3,5 %, il faut faire un compromis.

Sachant que la cavité ne peut pas mesurer plus de 16 mm de long, nous avons choisi de travailler avec une longueur de KTP maximale de 5 mm. Avec une telle longueur, il sera possible d'avoir plus de 4 % de perte sur les modes à l'ISL du filtre de Lyot si la lame de phase est inférieure à 30 λ . Si elle est supérieure à 22 λ , alors les pertes sur les modes adjacents au mode principal de la cavité seront supérieures à 0,3 %.

Si la longueur de KTP est de 4,5 mm, l'épaisseur de la lame de phase devra être proche de 22 λ pour garder le même taux de perte sur les modes adjacents et les modes à l'ISL du filtre KTP.

Comme les KTP de 5 mm peuvent être repolis s'ils n'adhèrent pas bien, nous avons préféré dimensionner les épaisseurs des KTP et lames de phase afin d'être sûr de se trouver dans un cas favorable.

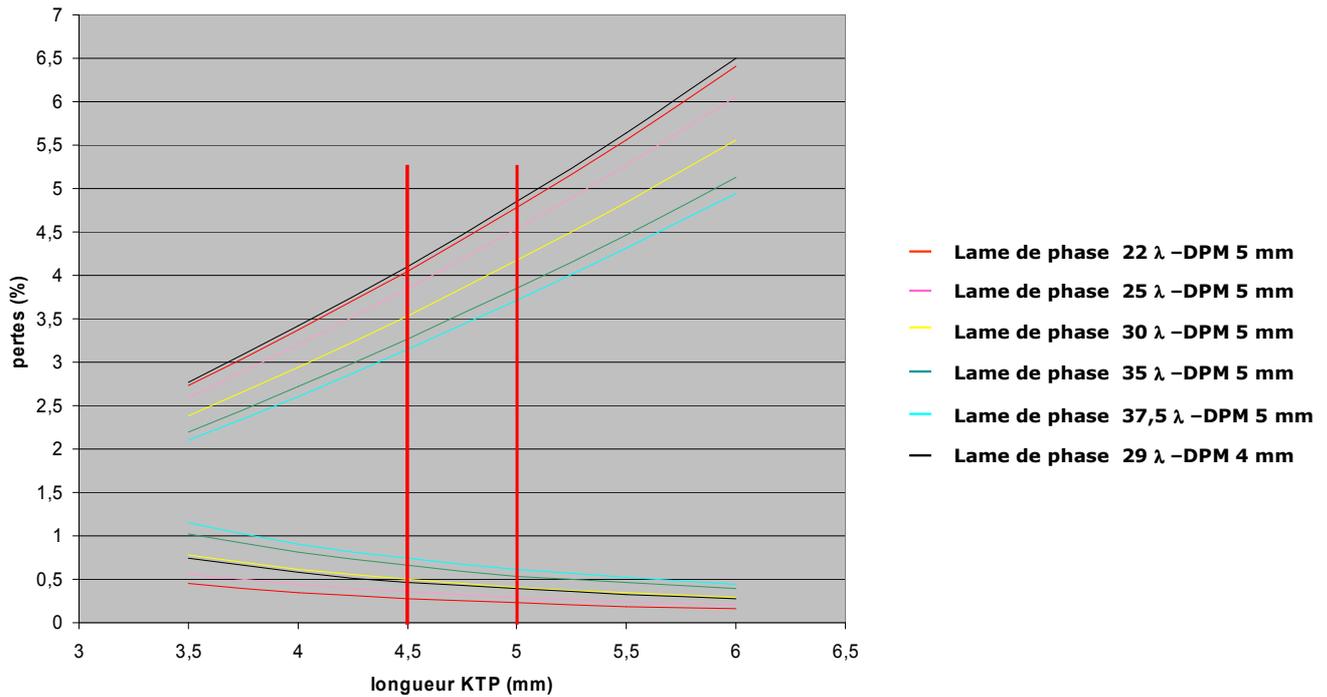


Figure 68 : Evolution des pertes sur les modes de cavité adjacents et à l'ISL en fonction de l'épaisseur de la lame de phase et de la longueur du cristal de KTP

C.3.1.b Spécifications du KTP à 561 nm

Le KTP utilisé pour le doublage de fréquence en intra-cavité du 1123 nm est un KTP-F standard. L'accord de phase est de type II et la température d'accord de phase autour de 33°C dans le plan cristallographique XZ. Les angles de coupe commandés sont $\varphi = 0^\circ$ et $\theta = 76^\circ$ à 75° par pas de $0,1^\circ$.

Les principaux paramètres sont les suivants :

- Conditions d'utilisation :
 - Mode d'opération : continu CW
 - Cristal dimensionné pour travailler en intra-cavité
 - Diamètre du faisceau dans le cristal estimé à : $30 \mu\text{m}$
 - Puissance continue estimée sur le miroir du cristal à 1122 nm : 100 W
 - Densité de puissance estimée sur le miroir du cristal à 1122 nm : 20 MW/cm^2
- Polissage double face compatible avec l'adhérence moléculaire
- État de surface : 10/5 ou mieux suivant la réglementation MIL-O-13830A [4]
- Ouverture : 90 % de la section $3,0 \times 2,8 \text{ mm}^2$
- Longueur L : de 4 à 10 mm
- Parallélisme : $< 20 \text{ Arc sec}$
- Distorsion du front d'onde : mieux que $\lambda/8$ à 633 nm (mesuré avec une onde plane) sur les 90% de l'ouverture
- Perpendicularité : 5 Arc min

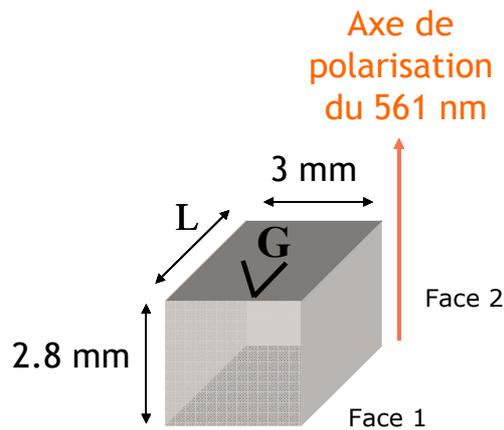


Figure 69 : Schéma de définition d'un cristal de KTP pour SHG à 561 nm

• Traitement:

- face 1: pas de traitement (face contactée)
- face 2: HR@1122 nm (> 99,9 %); HT@561 nm (> 95 %), HT@1064 nm (> 80 %).

La courbe de transmission du traitement diélectrique IBS de la face 2 est présentée dans la figure 70.

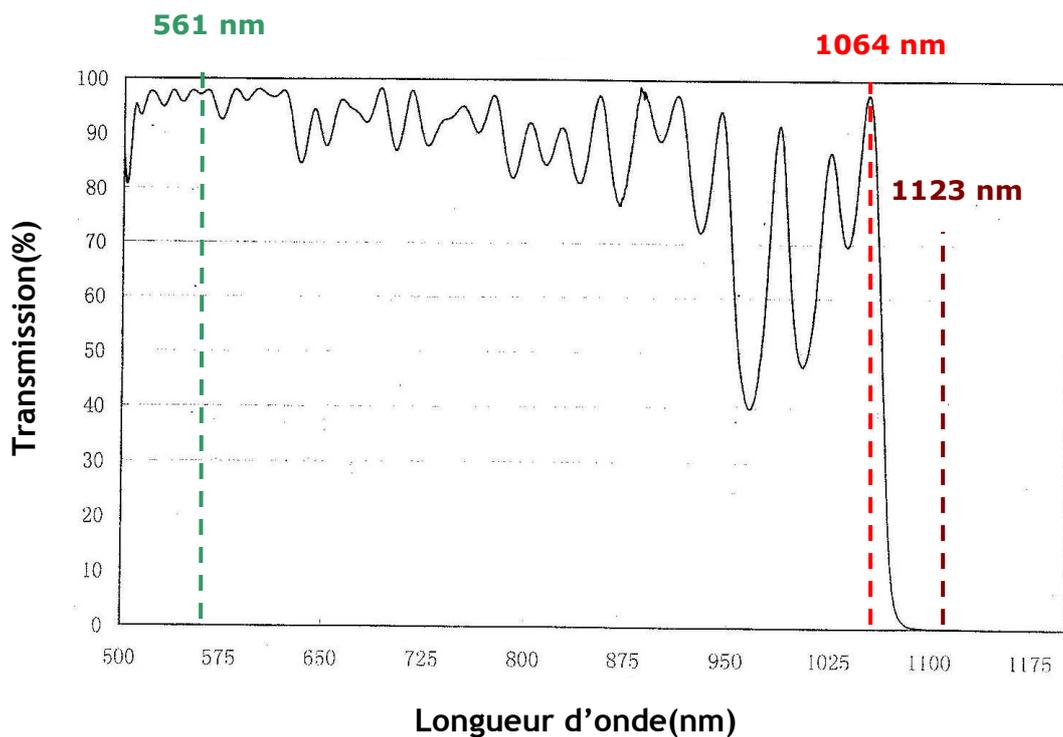


Figure 70 : Courbe de transmission du miroir déposé sur le KTP pour SHG à 561 nm

Il est important de préciser que les fournisseurs de KTP standard n'avaient pas l'habitude de produire des cristaux de KTP ayant cette précision d'orientation de coupe et ayant la qualité de surface demandée. Il a fallu travailler de concert avec eux pendant environ 4 ans afin de leur expliquer et leur « imposer » nos procédures qualité. Il y avait un très grand fossé entre la fabrication d'un KTP pour un laser pointeur vert à 532 nm et un KTP pour un laser mono-fréquence jaune de 200 mW continu.

C.3.1.c Contrôle du KTP à 561 nm

Le cristal de KTP a été contrôlé pendant toutes les phases de sa fabrication par le fournisseur suivant le cahier des charges que nous lui avons fourni. Son parallélisme, son état de surface, sa longueur, son orientation de coupe cristalline ont été mesurés plusieurs fois. Le miroir déposé sur sa face de sortie a aussi été contrôlé lors de son dépôt.

Une fois livrés, ces échantillons étaient vérifiés individuellement, au laboratoire, sur le banc de test des cristaux avec un Nd:YAG de référence. Ce banc est décrit dans la section C.1.5. Le faisceau laser jaune obtenu n'était pas mono-fréquence mais la puissance de « jaune » obtenue était un bon indicateur de la capacité du KTP à convertir correctement le 1123 nm. On vérifiait aussi que l'axe de polarisation G du KTP était repéré correctement afin d'éviter des erreurs d'assemblage.

Plusieurs séries de KTP provenant de différents fournisseurs ont été testées et comparées (table 12). Elles avaient des longueurs de KTP et des angles de coupes différents.

Lot KTP 561 nm	Quantité	Angle de coupe	Quantité x Longueur	Homogénéité au sein du cristal	HR 1123 nm	HT 561 nm
1- Fournisseur A	10	De 75,8 à 75,4°	4 x 4mm, 4 x 5 mm, 2 x 6mm	OK	OK	OK
2- Fournisseur B	10	76°	10 x 5 mm	NOK	OK	OK
3- Fournisseur A	20	75,2 à 75,8 °	20 x 5 mm	OK	OK	OK
4- Fournisseur A	40 (découpe d'une même plaque)	75,5 °	40 x 5mm	OK	OK	OK
5- Fournisseur C	10	75,4 °	10 x 5mm	OK	OK	OK
6- Fournisseur A	200	75,5+/- 0,1°	50 x 4mm, 150 x 5mm	OK	OK	OK
7- Fournisseur A	20	75,5+/- 0,1°	5 x 5mm, 5 x 6 mm, 5 x 7 mm, 5 x 10 mm	OK	OK	OK

Table 12 : Résultats de test des différents lots de KTP approvisionnés

La courbe figure 71 montre les puissances obtenues à 561 nm pour les 30 échantillons des lots n° 1 et n° 3 constitués de cristaux orientés et polis individuellement. Les deux KTP de 4 mm (■) de long ont permis d'obtenir un peu moins de jaune que ceux de 5 mm (◆), et ceux de 6 mm (▲) un peu plus. La courbe de tendance, en ligne continue rouge, a une forme de cloche. Son maximum est pour un angle de coupe mesuré à $\theta = 75,5^\circ$.

Les lots n° 1 et n° 3, ont permis de déterminer une orientation de coupe optimale pour ce cristal de type KTP-F. Pour une température de fonctionnement de 33°C, le cristal doit être orienté à $\varphi = 0^\circ$ et $\theta = 75,5^\circ$ selon le plan cristallographique XZ.

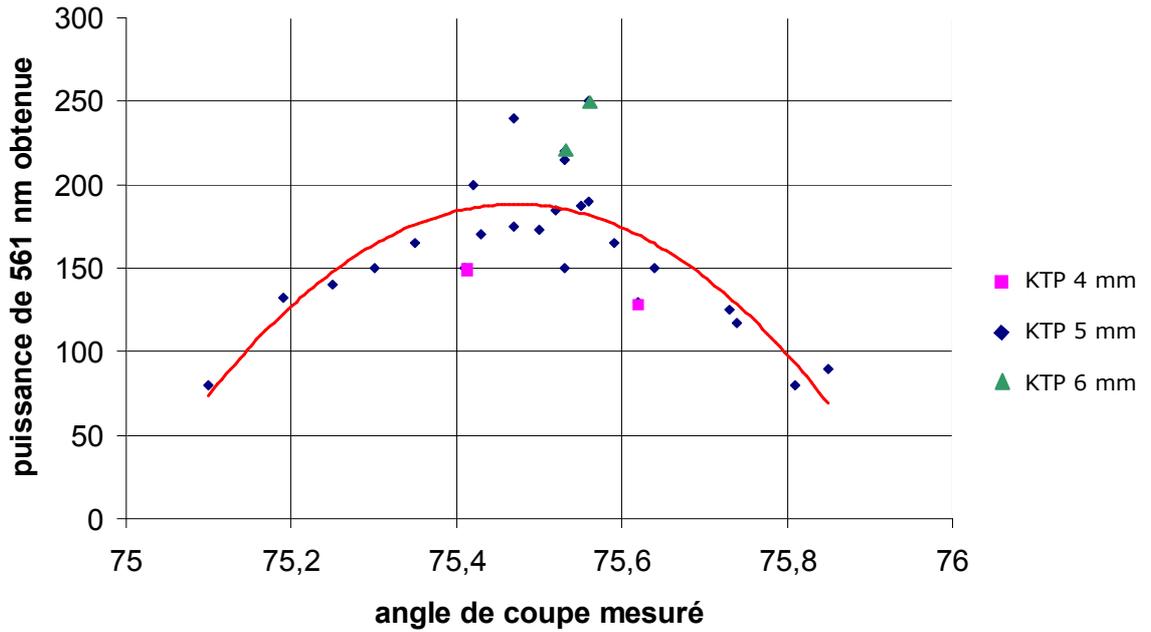


Figure 71 : Puissance obtenue à 561 nm en fonction de l'angle de coupe du cristal de KTP des lots 1 et 3

Tous les échantillons du lot n° 4 provenaient d'une même plaque de KTP. Ils avaient donc tous la même orientation ($\theta = 75,5^\circ$), la même épaisseur à quelques nm près et le même traitement diélectrique. Ils ont permis de confirmer que l'angle de coupe de $\theta = 75,5^\circ$ était bien l'angle optimal car tous les échantillons de ce lot ont donné une puissance de 561 nm identique à 12 % près. Les résultats sont représentés dans la figure 72.

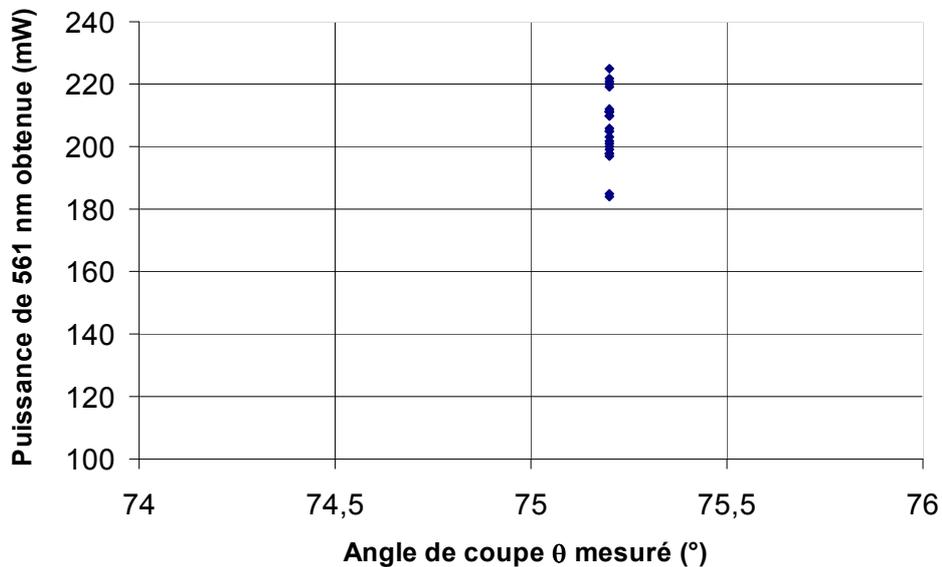


Figure 72 : Puissance obtenue à 561 nm en fonction de l'angle de coupe du cristal de KTP du lot 4

Le lot n°6 a été le premier lot de production. Tous les KTP ont été testés de la même façon que ce qui est décrit précédemment. Le procédé de fabrication ainsi que tous les points de contrôle ont été écrits dans un document qui a été validé par le fournisseur. Tous les procédés de contrôle d'entrée de ces cristaux ont aussi été mis en place et validés au sein du laboratoire puis transférés en production.

Depuis, plusieurs autres lots de KTP-F à 561 nm ont été directement approvisionnés et contrôlés par la production. Il semblerait qu'il n'y ait pas eu de problème de réalisation avec les deux fournisseurs qualifiés.

Note : pour information, des lots de KTP résistants au gray track (KTP-FR, KTP-HG) ont aussi été commandés et testés mais n'ont pas donné de résultats satisfaisants. Quand la coupe était bonne, le polissage n'était pas assez correct pour réaliser une bonne adhérence moléculaire. Cela est probablement dû à la structure cristalline même de ces KTP-HG car les mêmes problèmes ont été observés pour les KTP-HG utilisés dans les lasers verts 532 nm. Les lasers 300 mW 561 nm ne présentant pas ou très peu de pertes dues au gray track, les essais d'approvisionnement et d'assemblage de cavités comportant des KTP HG ont été arrêtés.

Nous avons donc montré que l'angle de coupe optimal pour la génération de seconde harmonique à 561 nm dans un cristal de KTP-F est $\theta = 75,5^\circ$ dans le plan cristallographique XZ, au lieu de $\theta = 75,3^\circ$ calculé par SNLO, pour une température d'accord de phase de 33°C .

C.3.2 KTP à 553 nm

C.3.2.a Les spécifications du KTP à 553 nm

Le KTP commandé pour le doublage de fréquence en intra-cavité du 1105,8 nm est un KTP-F standard. L'accord de phase est de type II et la température d'accord de phase autour de 35°C dans le plan XZ. Les angles spécifiés sont $\varphi = 0^\circ$ et $\theta = 78,4^\circ$ et $78,6^\circ$ à $0,1^\circ$ près.

Les principaux paramètres sont les suivants :

- Polissage double face compatible avec l'adhérence moléculaire
- État de surface : 10/5 ou mieux suivant la réglementation MIL-O-13830A [4]
- Ouverture: 90% de la section $3 \times 2,8 \text{ mm}^2$
- Longueur: 5 mm
- Parallélisme: $< 20 \text{ Arc sec}$
- Distorsion du front d'onde: mieux que $\lambda/8$ @ 633 nm (mesuré avec une onde plane) sur les 90% de l'ouverture
- Perpendicularité: 5 Arc min
- Traitement :

- face 1: pas de traitement (face contactée)

- face 2: HR@1100-1110 nm ($>99.9\%$), HT@553 nm ($>95\%$), HT@1064 nm ($>80\%$)

Le traitement déposé sur la face 2 du KTP (miroir de sortie de la cavité microchip) est représenté dans la figure 73.

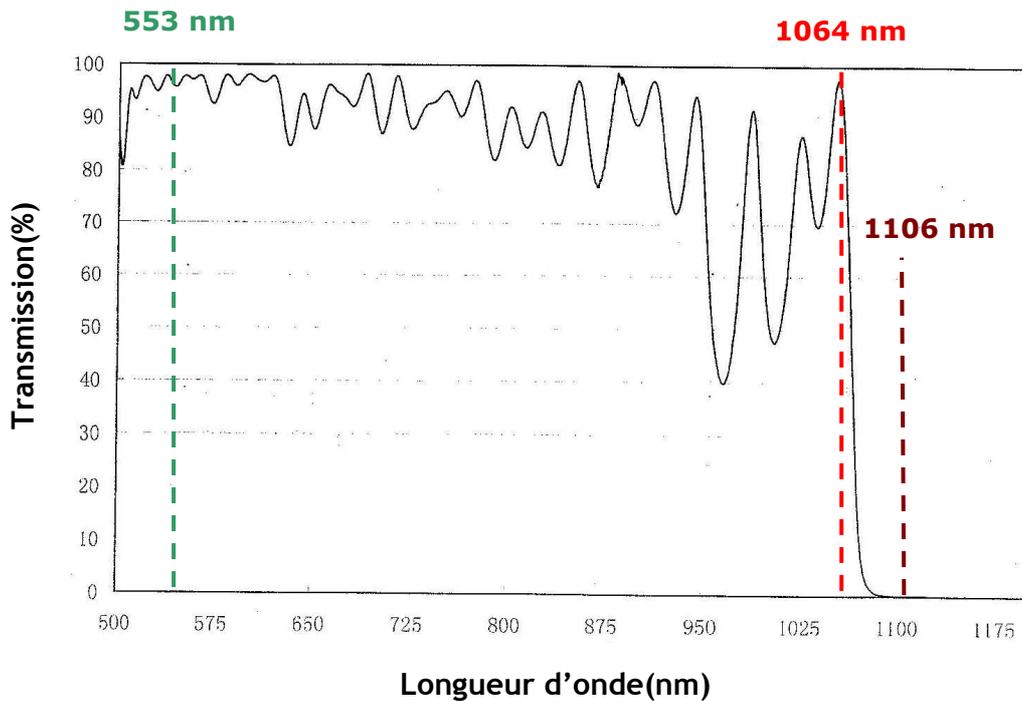


Figure 73 : Courbe de transmission du miroir déposé sur le KTP pour SHG à 553 nm

C.3.2.b Démonstration d'un effet Raman dans des KTP à 553 nm

J'ai observé l'effet Raman (effet non linéaire de 3^{ème} ordre) pour la première fois en 2004 lors du contrôle de KTP pour génération de 561 nm. Mon responsable avait cru alors à une erreur de mesure de ma part car il pensait que la raie rouge que j'avais relevée était celle du laser rouge de l'analyseur de spectre optique. Pensant être en présence d'un effet non-linéaire autre que le doublage de fréquence, j'avais alors enlevé le filtre qui servait à isoler les raies visibles et j'avais alors pu observer une forêt de raies fondamentales qui ne correspondaient pas à des transitions naturelles du Nd:YAG.

J'ai ensuite montré qu'avec des KTP orientés pour générer du 532 nm cet ensemble de raies était aussi présent mais était décalé en fréquence. Après consultation du tableau des niveaux d'énergie du Nd:YAG [3] et quelques calculs rapides, nous avons mis en évidence des raies fondamentales Raman au premier et au deuxième ordre de Stokes et leur sommation de fréquence dans le KTP. Il est donc possible de faire osciller des raies laser Raman dans notre cavité microchip à très faible perte. Le plus surprenant est que le seuil Raman des cavités Oxxius est 10 fois plus bas que ce qui est communément présenté dans les articles traitant du sujet [10], [11], [12].

Ces observations ont permis d'étudier et de développer de nouvelles architectures de lasers DPSS doublés en fréquence. Elles permettent ainsi de générer des longueurs d'onde jusqu'alors non proposées par des lasers solides (notamment du 548 nm et du 588 nm). Des résultats obtenus avec les cavités Raman Oxxius ont été présentés et publiés dès décembre 2009 [13], [14].

Pour contrôler l'orientation de la coupe des KTP à 553 nm, j'ai aligné des cavités ouvertes de type plan/plan avec un Nd:YAG comportant un miroir pour laser à 553 nm et chacun des 6 KTP 553 nm. Les KTP ont été positionnés de façon à ce que l'axe de polarisation du faisceau visible résultant soit à la verticale, l'axe de polarisation de la pompe à 808 nm étant à l'horizontal.

Pendant ces essais, le KTP et le faisceau visible de sortie changeaient de couleur en fonction de la fermeture de la cavité et en fonction du point géométrique d'injection de la

pompe. Le jaune, l'orange et le rouge se succédaient très facilement en ne changeant que légèrement l'angle de fermeture du miroir de fond de cavité.

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 13 :

Angle de coupe (°)	Numéro de série	St2 (°C)	St3 (°C)	P _{max} visible stable (mW)	P _{totale} (mW)	P _{IR} (mW)	Remarques
78,4°	4180	20	32	33	59	25	<p>Pour tous les KTP, il n'y a pas de raie observable à 1106 nm et à 553 nm.</p> <p>Pic maximal à 557,1 nm.</p> <p>La couleur du laser multimode passe du rouge à l'orange en sortie du KTP.</p> <p>Si on change la fermeture de la cavité (inclinaison du KTP), il est possible d'obtenir du vert pomme, du jaune, de l'orange ou du rouge.</p>
78,4°	4181	20	32	30	55	24	
78,4°	4182	20	31,7	31	60	28	
78,6°	4178	20	25 à 40	15	40	24	
78,6°	4177	20	31,7	15	41	25	
78,6°	4179	20	31,7	17	42	24	

Tableau 13 : Tableau de résultats de test des 6 KTP pour le 553 nm

Comme le montre la table 13, la puissance d'infrarouge mesurée est d'environ 25 mW en sortie de cavité (colonne 7). Si le miroir de sortie a au plus une transmission de 0,1 % dans la bande 1100-1130 nm, alors on peut estimer que la puissance totale d'infrarouge en intra-cavité est d'au moins 25 W. La puissance de sortie dans la gamme du visible varie entre 33 et 17 mW. L'angle de coupe en $\theta = 78,4^\circ$ permet d'obtenir environ deux fois plus de conversion non-linéaire dans le jaune que l'angle $\theta = 78,6^\circ$.

Voici, figure 74, le spectre de longueurs d'onde visibles que j'ai pu observer à la sortie de la cavité comportant un des ces KTP.

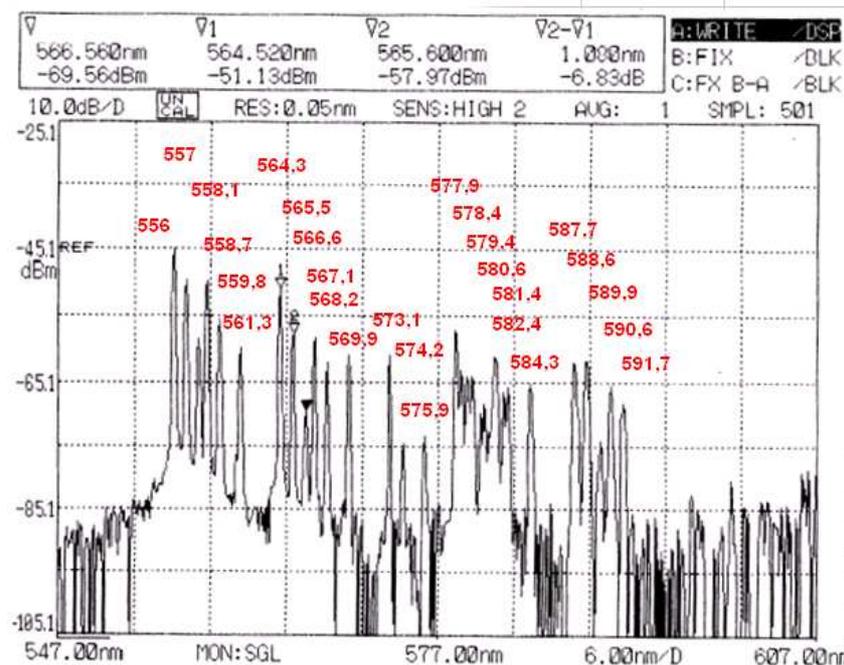


Figure 74 : Spectre visible correspondant mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre ANDO visible

Le tableau 14 montre l'ensemble des raies visibles, en nm et en cm^{-1} , que j'ai observé, ainsi que le niveau de puissance relatif mesuré. La 4^{ème} colonne présente le résultat du calcul donnant la raie fondamentale correspondante. Sont colorées en jaune les longueurs fondamentales naturelles du Nd:YAG ; les raies visibles générées par somme de fréquence de raies naturelles sont colorées en orange ; toutes les autres longueurs d'onde visibles sont issues de la sommation d'une raie Raman avec une autre raie Raman ou bien avec une raie naturelle.

Plusieurs points sont à noter :

- Tout d'abord, je n'ai pas pu voir la raie à 553 nm. Cette cavité ouverte est dépourvue des deux filtres qui sont dans les lasers microchips complets. Il est donc impossible de faire osciller la raie à 1106 nm quand les raies à 1112, 1116 et 1123 nm sont présentes. C'est l'association lame de phase/élément polarisant qui permet de supprimer ces raies parasites.

- Ensuite, j'ai pu observer une multitude de raies visibles qui correspondent à la sommation des raies 1112, 1116 et 1123 nm avec des raies Raman de différents ordres. Le spectre, figure 75, montre clairement l'apparition de raies correspondant aux différentes combinaisons de sommation de ces raies avec leurs raies Raman du premier et deuxième ordre.

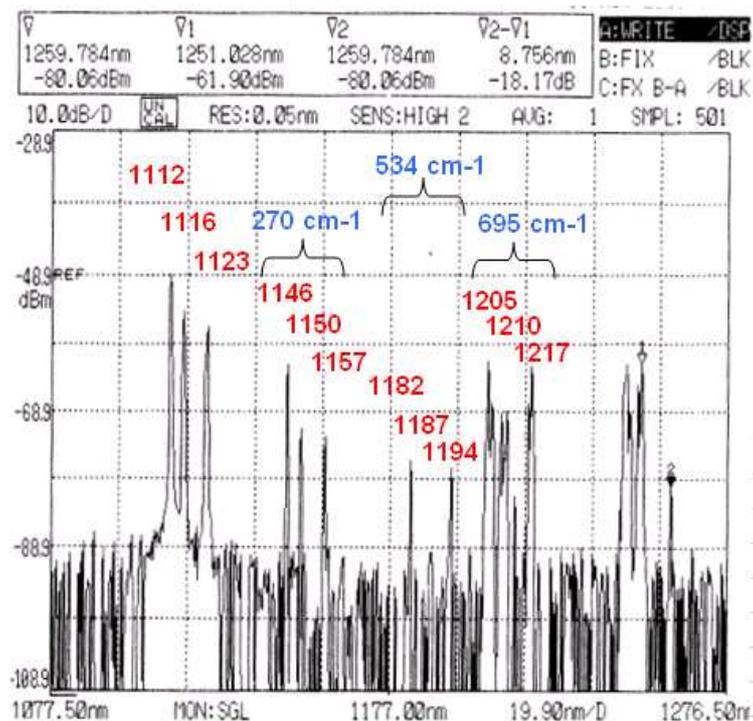


Figure 75 : Spectre infrarouge correspondant mesuré à l'aide d'un ANDO visible

Les raies 1112, 1116 et 1123 nm existent sur les 2 axes de polarisation. La majorité des raies Raman sont polarisées selon l'axe G du KTP c'est-à-dire sont orthogonales au rayonnement visible. Toutes les raies visibles ont, quant à elles, le même axe de polarisation.

Les décalages Raman observés sont 270 cm^{-1} , 695 cm^{-1} et $270+695 \text{ cm}^{-1}$ et plus faiblement 534 cm^{-1} .

lambda (nm)	lambda (cm-1)	niveau (dB)	calcul lambda fondam.	provenance
553	18083,1826	pas vu	1106	
556,06	17983,6708	-50,77	1112,12	doublage
557,02	17952,6767	-53,74	1114,04	somme
557,98	17921,7893	-59,08	1115,96	doublage
558,7	17898,6934	-54,83	1117,4	somme
559,75	17865,1184	-59,44	1119,5	somme
561,34	17814,5153	-63,05	1122,68	doublage
564,52	17714,1642	-51,13	1129,04	somme raman
565,6	17680,3395	-57,97	1131,2	somme raman
566,5	17652,2507	-69,56	1133	somme raman
567,28	17627,9791	-58,35	1134,56	somme raman
568,24	17598,1979	-62,07	1136,48	somme raman
569,98	17544,4752	-61,91	1139,96	somme raman
573,16	17447,1352	-61,02	1146,32	somme raman
574,24	17414,3215	-74,57	1148,48	somme raman
575,92	17363,5227	-73,55	1151,84	somme raman
578,32	17291,4649	-57,11	1156,64	somme raman
578,8	17277,1251	-63,25	1157,6	somme raman
579,4	17259,2337	-64,16	1158,8	somme raman
580,6	17223,5618	-68,34	1161,2	somme raman
581,44	17198,6791	-61,24	1162,88	somme raman
582,16	17177,4083	-66,46	1164,32	somme raman
582,52	17166,7926	-65,8	1165,04	somme raman
584,32	17113,9102	-65,41	1168,64	somme raman
587,68	17016,0632	-62,07	1175,36	somme raman
588,76	16984,8495	-61,88	1177,52	somme raman
589,88	16952,6005	-74,08	1179,76	somme raman

Table 14 : Longueurs d'onde mesurées à la sortie d'un KTP orienté pour 553 nm

Le tableau 15 montre que l'on explique presque tout avec la somme d'une raie fondamentale et d'une raie Raman correspondant à un shift de 270 cm^{-1} ou 695 cm^{-1} .

Remarque : Les raies Raman à 270 cm^{-1} ne sont pas très fortes parce qu'elles subissent probablement plus d'effets non linéaires. La raie shiftée de 695 cm^{-1} est possible parce que le KTP induit des pertes plus fortes aux raies à 270 cm^{-1} (meilleur accord de phase?).

Tous les cristaux de KTP 553 nm testés ont donné des résultats similaires.

lambda (nm)	lambda (cm-1)	niveau (dB)	calcul lambda fondam.	lambda 1	lamda 2	shift raman lambda 1	shift raman lambda 2	cm-1	lambda visible calculée (nm)	écart (nm)
553	18083,1826	pas vu	1106	1105,8	1105,8	0	0	9043,22662	552,900	0,100
556,06	17983,6708	-50,77	1112,12	1112,2	1112,2	0	0	8991,18864	556,100	-0,040
557,02	17952,6767	-53,74	1114,04	1112,2	1116,2	0	0	8975,07828	557,098	-0,078
557,98	17921,7893	-59,08	1115,96	1116,2	1116,2	0	0	8958,96793	558,100	-0,120
558,7	17898,6934	-54,83	1117,4	1112,2	1122,6	0	0	8949,54051	558,688	0,012
559,75	17865,1184	-59,44	1119,5	1116,2	1122,6	0	0	8933,43016	559,695	0,055
561,34	17814,5153	-63,05	1122,68	1122,6	1122,6	0	0	8907,89239	561,300	0,040
564,52	17714,1642	-51,13	1129,04	1112,2	1112,2	-270	0	8856,18864	564,577	-0,057
565,6	17680,3395	-57,97	1131,2	1112,2	1116,2	-270	0	8840,07828	565,606	-0,006
566,5	17652,2507	-69,56	1133	1116,2	1116,2	-270	0	8823,96793	566,639	-0,139
567,28	17627,9791	-58,35	1134,56	1122,6	1112,2	-270	0	8814,54051	567,245	0,035
568,24	17598,1979	-62,07	1136,48	1122,6	1116,2	-270	0	8798,43016	568,283	-0,043
569,98	17544,4752	-61,91	1139,96	1122,6	1122,6	-270	0	8772,89239	569,937	0,043
573,16	17447,1352	-61,02	1146,32	1112,2	1112,2	-534	0	8724,18864	573,119	0,041
574,24	17414,3215	-74,57	1148,48	1112,2	1116,2	-534	0	8708,07828	574,179	0,061
575,92	17363,5227	-73,55	1151,84	1122,6	1112,2	-534	0	8682,54051	575,868	0,052
578,42	17288,4755	-57,21	1156,84	1112,2	1112,2	-695	0	8643,68864	578,457	-0,037
578,75	17278,6177	-63,25	1157,5	1122,6	1122,6	-534	0	8640,89239	578,644	0,106
579,4	17259,2337	-64,16	1158,8	1112,2	1116,2	-695	0	8627,57828	579,537	-0,137
580,6	17223,5618	-68,34	1161,2	1116,2	1116,2	-695	0	8611,46793	580,621	-0,021
581,44	17198,6791	-61,24	1162,88	1112,2	1122,6	-695	0	8602,04051	581,257	0,183
582,16	17177,4083	-66,46	1164,32	1112,2	1112,2	-534	-270	8589,18864	582,127	0,033
582,52	17166,7926	-65,8	1165,04	1122,6	1116,2	-695	0	8585,93016	582,348	0,172
584,32	17113,9102	-65,41	1168,64	1116,2	1116,2	-534	-270	8556,96793	584,319	0,001
587,68	17016,0632	-62,07	1175,36	1112,2	1112,2	-695	-270	8508,68864	587,635	0,045
588,76	16984,8495	-61,88	1177,52	1112,2	1116,2	-695	-270	8492,57828	588,749	0,011
589,88	16952,6005	-74,08	1179,76	1116,2	1116,2	-695	-270	8476,46793	589,868	0,012
590,62	16931,3603	-65,99	1181,24	1112,2	1122,6	-695	-270	8467,04051	590,525	0,095
591,74	16899,3139	-68,33	1183,48	1116,2	1122,6	-695	-270	8450,93016	591,651	0,089

Table 15 : Tableau explicatif des raies visibles observées

Il est donc possible, sous certaines conditions, de permettre d'obtenir un effet Raman dans nos cavités microchips. Les nouvelles raies "fondamentales" Raman susceptibles d'apparaître sont résumées dans la dernière colonne de la table 16.

lambda fond. (nm)	shift raman lambda (cm-1)	lambda fond. (cm-1)	lambda fond. raman calculée (nm)
1105,8	-267	8776,22662	1139,442
1112,2	-267	8724,18864	1146,238
1116,2	-267	8691,96793	1150,487
1122,6	-267	8640,89239	1157,288
1105,8	-534	8509,22662	1175,195
1112,2	-534	8457,18864	1182,426
1116,2	-534	8424,96793	1186,948
1122,6	-534	8373,89239	1194,188
1105,8	-695	8348,22662	1197,859
1112,2	-695	8296,18864	1205,373
1116,2	-695	8263,96793	1210,072
1122,6	-695	8212,89239	1217,598

Table 16 : Tableau des raies fondamentales Raman observées

Il est important de noter que les raies Raman provenant du 1105,8 nm ne pourront s'établir que si, par construction, on crée suffisamment de pertes pour les autres raies à 1112 nm, 1116 nm et 1123 nm (voir absence de ces raies dans le spectre figure 69).

Dans notre cavité laser émettant à 553 nm, cet effet Raman pourrait être dévastateur. Pour éviter cela, j'ai pris soin de vérifier, par calcul, que l'épaisseur de la lame de phase dimensionnée pour les cavités à 553 nm créait des pertes suffisantes à ces longueurs d'onde probables (Annexe A.4.2).

C.4 Le filtre en quartz

Le composant, appelé filtre, est en fait une lame de phase réalisée dans un matériau biréfringent : le quartz (SiO_2). Elle est spécifiée de façon à introduire une perte nulle sur la longueur d'onde fondamentale voulue et sur la longueur d'onde doublée quand elle est associée à l'élément filtrant polarisant.

C.4.1 Filtre en quartz pour 561 nm

C.4.1.a Dimensionnement pour 561 nm

La lame de phase en quartz est dimensionnée pour ne pas changer, lors d'un aller-retour, l'axe de polarisation des ondes à 561 nm et 1123 nm ; elle est donc lame d'onde à 1123 nm et onde ou demi-onde à 561 nm. Elle doit modifier l'axe de polarisation de toutes les autres longueurs d'onde et créer ainsi des pertes de 0,2 % à quelques % sur les autres raies fondamentales susceptibles d'osciller dans la cavité.

Cette lame de phase permet, combinée à l'élément filtrant polarisant, de réaliser un filtrage fin dans la cavité laser. Elle est dimensionnée pour introduire, par exemple, des pertes conséquentes à 1112 nm et 1116 nm dans le cas où l'on souhaite faire osciller la raie à 1123 nm. Pour régler finement ce filtre, il suffit de changer légèrement la température de la lame de phase.

La question est de savoir à quel ordre doit être spécifiée cette lame. Si l'on choisit un ordre trop petit, la lame ne sera ni manipulable ni contactable. En effet, il faut qu'elle ait au moins une épaisseur de 1 mm pour pouvoir la prendre avec des pincettes, la maintenir et la positionner pendant le contactage. L'épaisseur idéale de la lame peut être calculée avec le modèle simple présenté au paragraphe C.5.3 de la 2^{ème} partie.

Si l'on utilise un disque de Nd:YAG de 2,5 mm, un élément polarisant de 5 mm et un cristal doubleur de 5 mm, cette lame ne pourra pas avoir une épaisseur de plus de 3,5 mm car la cavité ne doit pas mesurer plus de 16 mm.

Si l'on choisit un disque de Nd:YAG de 2,5 mm d'épaisseur et un KTP de 5 mm de long, on peut voir sur la figure 76 que c'est la lame de phase de $21,5 \lambda$ à 561 nm (43λ à 1123 nm) qui maximise à la fois les pertes introduites sur les modes adjacents et sur les modes à l'ISL de la cavité. Dans ces conditions, les pertes calculées sont de 0,24 % pour les modes adjacents et de 3,99 % pour les modes à l'ISL du filtre KTP.

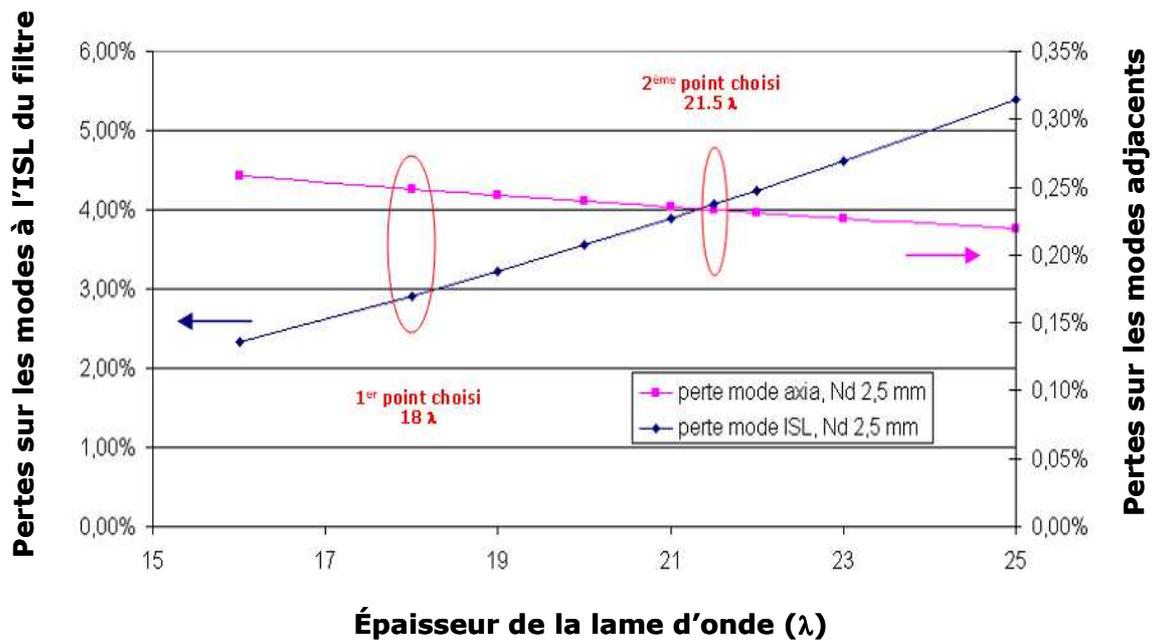


Figure 76 : Variation des pertes créées sur les modes adjacents et sur les modes à l'ISL en fonction de l'épaisseur de la lame de phase avec un KTP de 5mm et un Nd:YAG de 2,5 mm

Par analogie avec ce qui avait été testé pour le laser à 532 nm, nous avons choisi de réaliser les premières cavités microchips à 561 nm avec une lame d'onde de 18 λ afin de voir si des pertes sur les modes à l'ISL KTP de 3 % étaient suffisantes. Puis nous avons réalisé une seconde version de cavités microchips contenant la lame de phase optimale de 21,5 λ .

Si on regarde son influence sur les autres longueurs d'onde fondamentales susceptibles d'osciller dans la cavité (table 17), on se rend compte que cette lame introduit des pertes de l'ordre de 11,1 % pour la raie à 1112 nm et 5,1 % pour la raie à 1116 nm. Cependant, il faudra veiller à faire réaliser des miroirs de cavités supprimant les raies des bandes spectrales autour de 1064 nm et de 1319 nm car cette lame n'introduit pas assez de pertes à ces longueurs d'onde.

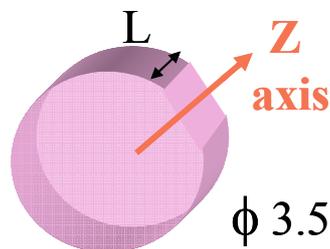
Longueur d'onde (nm)	Pertes
1052	1,42%
1064	9,28%
1074	1,07%
1106	4,81%
1112	11,08%
1116	5,12%
1123	0,00%
1319	0,22%

Table 17 : Pertes créées par la lame demi-onde de 21,5 λ sur les raies naturelles du Nd:YAG

C.4.1.b Spécification du filtre en quartz pour 561 nm

Les spécifications des lames de phase en quartz polies sont décrites ci-dessous :

- Diamètre : 3.3 mm
- Parallélisme : $>10''$
- Polissage : double face compatible avec l'adhérence moléculaire
- Méplat de 1mm parallèle à l'axe Z de la lame de phase
- Etat de surface : $\lambda/8$, 10-5 suivant la réglementation MIL-O-13830A
- Traitement:
 - face d'entrée : aucun
 - face de sortie : aucun
- Température d'utilisation : de 30 à 35°C
- Dimensions : diamètre 3,5 mm (figure 76)
 - Type 1 = 18λ à 561 nm soit 36λ à 1123 nm.
 - Type 2 = $21,5 \lambda$ à 561 nm soit 43λ à 1123 nm.



Quartz

Figure 77 : Description de la lame de phase en quartz

C.4.2 Filtre en quartz pour 553 nm

C.4.2.a Dimensionnement pour 553 nm

La cavité ne doit pas dépasser 16 mm de long. La longueur du Nd:YAG étant de 2,5 mm, celle de l'élément polarisant DPM et celle du cristal doubleur étant chacune de 5 mm au maximum, l'épaisseur de la lame de phase ne doit pas excéder 3,5 mm, soit $27,5 \lambda$ à 553 nm.

Les courbes figure 78 montrent l'évolution des pertes créées sur les modes adjacents et sur les modes à l'ISL en fonction de l'épaisseur de la lame.

L'optimum des pertes se trouve pour une lame de 25λ à 553 nm. Mais dans ce cas, la longueur totale de la cavité est de 15,65 mm. Comme cela est trop proche de la longueur maximale autorisée dans le module, nous avons préféré choisir une lame de 23λ à 553 nm (46λ à 1106 nm). Dans ces conditions, les pertes calculées sont de 0,25 % pour les modes à l'ISL et de 4 % pour les modes adjacents. La largeur du filtre à l'ISL est dans ce cas de 1,58 nm.

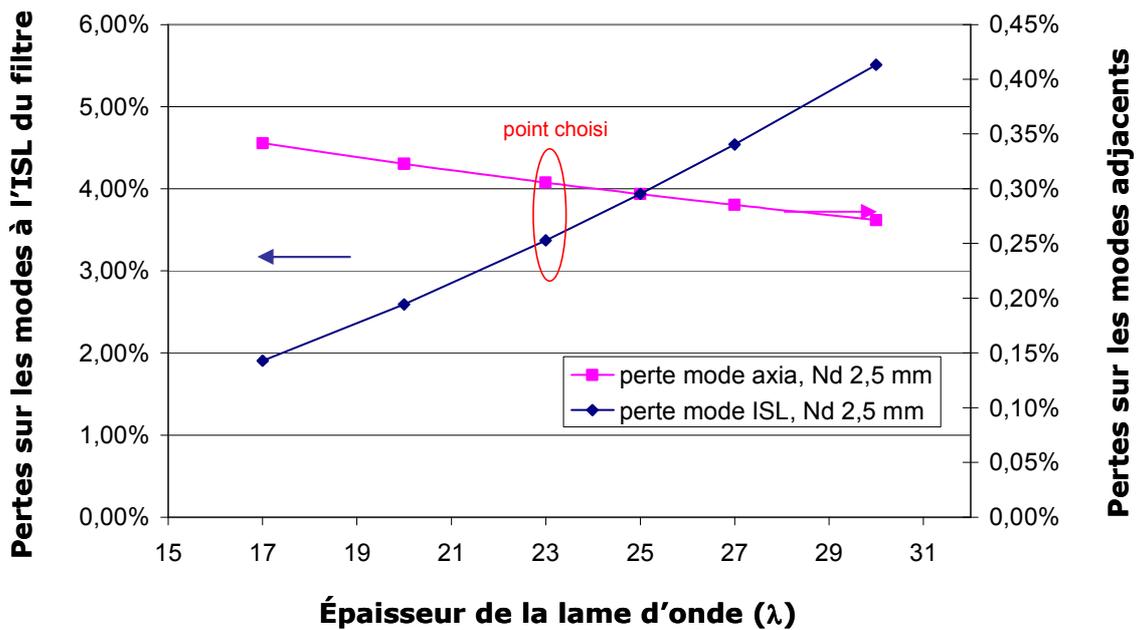


Figure 78 : Variation des pertes créées sur les modes adjacents et sur les modes à l'ISL en fonction de l'épaisseur de la lame de phase avec un KTP de 5mm et un Nd:YAG de 2,5 mm

En utilisant l'équation C.5.3.9, on peut calculer son influence sur les autres longueurs d'onde fondamentales susceptibles d'osciller dans la cavité. Cette lame introduit des pertes supérieures de l'ordre de 4,5 % pour la raie à 1112 nm, 10,7 % pour la raie à 1116 nm et 3,8 % pour la raie à 1123 nm. Cependant, il faudra veiller à faire réaliser des miroirs de cavités supprimant les raies à 1064 nm et 1319 nm car cette lame n'introduit pas assez de pertes à ces deux longueurs d'onde.

Longueur d'onde (nm)	Pertes
1052	10,49%
1064	0,07%
1074	12,15%
1106	0,00%
1112	4,46%
1116	10,70%
1123	3,77%
1319	0,23%

Table 18 : Pertes créées par la lame d'onde de 23 λ sur les raies naturelles du Nd:YAG

C.4.2.a Spécification du filtre en quartz pour 553 nm

Les spécifications des lames de quartz polies commandées sont les suivantes :

- Diamètre : 3.5 mm
- Parallélisme : $>10''$
- Polissage : double face compatible avec l'adhérence moléculaire
- Méplat de 1mm parallèle à l'axe Z de la lame de phase
- Etat de surface : $\lambda/8$, 10-5 suivant la réglementation MIL-O-13830A [4]

- Traitement:
 - face d'entrée : aucun
 - face de sortie : aucun
- Température d'utilisation : de 30 à 35°C
- Dimensions : diamètre 3,5 mm
- Nombre d'onde : 23 λ à 553 nm soit 46 λ à 1105,8 nm.

C.4.3 Contrôle du filtre en quartz

Il a été très difficile de mettre en place un test, en cavité ouverte, des lames d'onde commandées pour la bonne et simple raison qu'elles étaient de taille très réduite et qu'il était très difficile de les maintenir dans les pinces de maintien sans les abîmer. Les nombres d'onde de ces lames ont tous été certifiés par les mesures effectuées par le fournisseur.

Toutes les lames ont été vérifiées visuellement sous binoculaire afin de déterminer si leur état de surface était correct pour l'adhérence moléculaire. A la moindre imperfection visuelle, l'échantillon était rejeté.

J'ai dû essayer plusieurs fournisseurs de lames d'onde afin de les qualifier. Le travail de qualification des fournisseurs de lame de phase a duré plusieurs années. Au début, quand les échantillons étaient conformes à la spécification, ils étaient fabriqués en très petites quantités et les délais d'approvisionnement étaient extrêmement longs. Il m'a fallu 3 ans pour faire réaliser des lames d'onde contactables, par lots de 50 à 100 pièces, avec un taux de rejet inférieur à 20%. Deux fournisseurs indépendants ont été validés et qualifiés.

Tous les cristaux des cavités microchips ayant été ainsi dimensionnés et approvisionnés, nous les avons ensuite assemblés par adhérence moléculaire. Les différents types de cavité microchips obtenus ont ensuite été testés. Les résultats sont présentés dans le chapitre suivant.

D. Bibliographie de la 3^{ème} partie

- [1] M. Alexe, U. Gösele, **Wafer bonding Applications and Technology**, Springer, 2004.
- [2] Q.Y. Tong, U. Gösele, **Semiconductor wafer bonding: Science and technology**, John Wiley & Sons Inc, 1999.
- [3] F. Fournel, **Réalisation par adhésion moléculaire d'un substrat induisant l'auto-organisation latérale et contrôlée du dépôt de nanostructures**, thèse de doctorat, spécialité Milieux Denses et Matériaux, Université de Grenoble 1, 2001.
- [4] MIL-0-13830A, **Military specification, Optical components for fire control instruments; General specification governing the manufacture, assembly and inspection of**, Standard, p 855, 1963.
- [5] F.R. Flory, **Thins films for optical Systems**, Marcel Dekker, 1995.
- [6] R. Dalgliesh, A.D. May, G. Stephan, **Polarization states of a single-mode (microchip) Nd³⁺:YAG laser. Part II: comparison of theory and experiment**, IEEE Journal of Quantum Electronics 34, VOL. 8, p 1493, 1998.
- [7] M. Schmid, R. Weber, T. Graf, M. Roos, H.P. Weber, **Numerical Simulation and Analytical Description of Thermally Induced Birefringence in Laser Rods**, IEEE Journal of Quantum Electronics, VOL. 36, N° 5, p 620, 2000.
- [8] W. Koechner, D. K. Rice, **Effect of Birefringence on the Performance of Linearly Polarized Nd:YAG Lasers**, IEEE Journal of Quantum Electronics, VOL. QE-6, n° 9, p 557, 1970.
- [9] D. Rytz, K.Schoder, S. Vernay, V. Wesemann, **Verfahren zur Herstellung monolithischer Kompositbauteile**, brevet DE102009047471, 2009.
- [10] J.A. Piper, **Solid-state Raman lasers: a tutorial**, conférence SUPA, 2004.
- [11] R.P. Mildren, H.M. Pask, H.Ogilvy, J.A. Piper, **Discretely tunable, all-solid-state laser in the green, yellow, and red**, OPTICS LETTERS, Vol. 30, Issue 12, p 1500, 2005.
- [12] H.M. Pask, **Continuous-wave, all-solid-state, intracavity Raman laser**, Centre for Lasers and Applications, Macquarie University, Sydney, New South Wales 2109, Australia, OPTICS LETTERS, Vol. 30, N° 18, p 2454, 2005.
- [13] T. Georges, N. Landru, J. Rouvillain, C. Chauzat, **Lasers microchip Raman à base d'YVO₄, KTP et KTA pour applications visibles et infrarouges**, communication orale, conférence CMOD, http://cmdo.cnrs.fr/IMG/pdf/J17_Oxxius_Georges_T_JNCO2009c.pdf, 2009.
- [14] N. Landru, J. Rouvillain, G. Le Bail, T. Georges, **Raman Lasers for yellow-orange spectrum coverage**, proceeding of SPIE 7912, Solid State Lasers XX: Technology and Devices, p 11, 2011.

4^{ème} partie : Mise en œuvre des cavités à 561 nm et à 553 nm



A. Mise en œuvre des cavités microchips à 561 nm

Ce chapitre présente les différents résultats de tests des cavités microchips obtenus à 561 nm. Suite aux tests effectués individuellement sur les différents cristaux des cavités étudiées, ceux-ci ont été totalement ou partiellement assemblés par adhérence moléculaire.

Dans ce chapitre, nous allons décrire 3 types de cavités :

- Les premières, cavités à prismes collés, sont constituées de deux parties constituées de cristaux assemblés par adhérence moléculaire.
- Les secondes sont totalement adhérees et contiennent un double prisme monolithique (DPM).
- Les dernières sont aussi complètement adhérees et comportent une évolution du DPM. Nous montrerons comment et pourquoi les architectures de ces cavités ont évolué.

Pour finir, nous énoncerons les résultats obtenus avec ces cavités et plus particulièrement les performances obtenues à 400 et 500 mW après leur intégration dans l'embase du laser SLIM Oxxius.

A.1 Test des cavités avec prismes collés

A.1.1 Description de la cavité avec prismes collés

Les cavités de première génération n'étaient pas complètement contactées. Elles étaient constituées de deux parties (figure 79) :

- La partie amplificatrice, qui assure la génération de la fréquence fondamentale, est formée d'un disque de Nd:YAG contacté sur une lame de phase en quartz, elle-même contactée sur un prisme en silice pure (SiO₂) à angle de Brewster. L'axe Z de la lame de quartz était positionné à 45° de l'axe du prisme.
- La partie doublante, qui permet la génération de la seconde harmonique, est constituée d'un prisme en silice pure à angle de Brewster et d'un cristal non-linéaire, en l'occurrence du KTP, contacté à 45° des axes du prisme.

Les cavités ont toutes été étudiées et testées sur le banc d'assemblage et de test de cristaux présenté au paragraphe B.1.5 de la 2^{ème} partie.

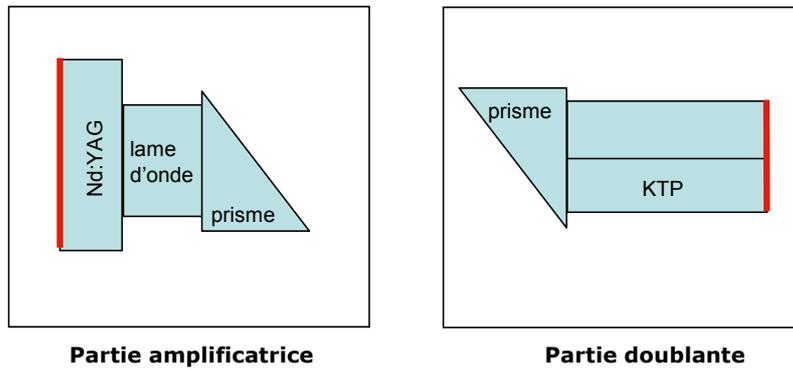


Figure 79 : Description des parties amplificatrice et doublante des premières cavités à 561 nm

Il y a eu différentes versions de parties amplificatrices en fonction de la lame de Nd:YAG utilisée et en fonction de l'épaisseur de la lame de phase. Les parties doublantes, n'ont varié, quant à elles, qu'avec la longueur et l'angle de coupe du KTP.

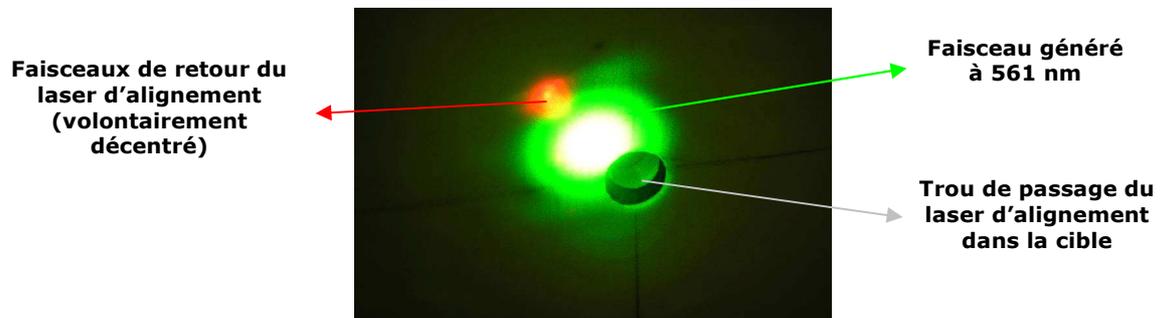


Figure 80 : Taches de retour sur la cible de contrôle de fermeture de cavité

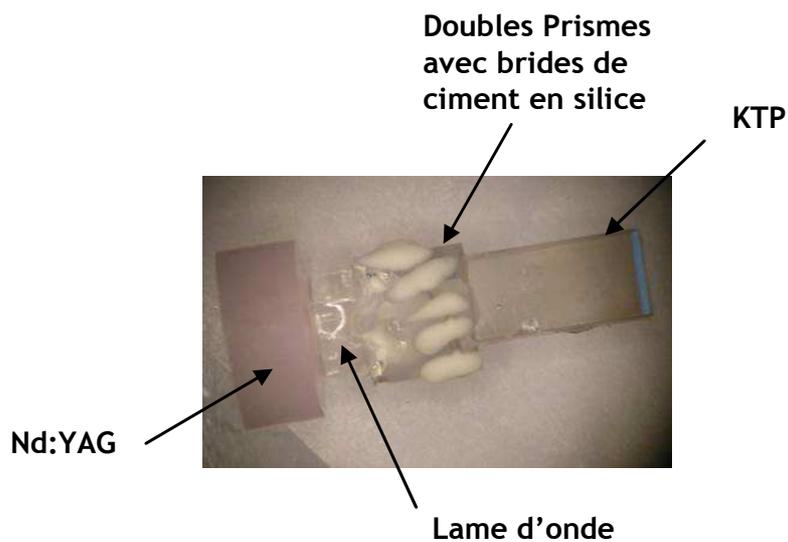


Figure 81 : Photographie d'une cavité laser Oxsius de première génération

Les deux parties étaient testées et assemblées sur le banc de test des cristaux. Une procédure de pré-positionnement des cristaux dans l'espace permettait de pré-aligner la cavité. Une fois la cavité parfaitement fermée à l'aide du laser de sonde à 632 nm (figure 80), les paramètres de température des cristaux étaient optimisés afin d'obtenir le maximum de puissance laser à 561 nm, pour une puissance de pompe fixe de 2W. Les deux parties de la cavité étaient ensuite maintenues l'une en face de l'autre à l'aide d'un ciment colle en silice polymérisable à l'UV (figure 81). La figure 82, quant à elle, montre une cavité en cours d'assemblage sur le banc de test. Après cette étape de collage, un joint en silicone était posé autour des brides de scellage afin de rendre hermétique le coin d'air.

Les paramètres principaux de cette cavité comme les températures de consigne des cristaux, le taux de polarisation de l'onde émise, la puissance maximale de 561nm, la puissance résiduelle d'infrarouge étaient relevés et stockés afin de constituer une banque de données. La forme du faisceau, la forme des taches en retour de fermeture de cavité, le caractère mono-fréquence du laser et la stabilité sur quelques minutes de l'ensemble étaient aussi consignés.

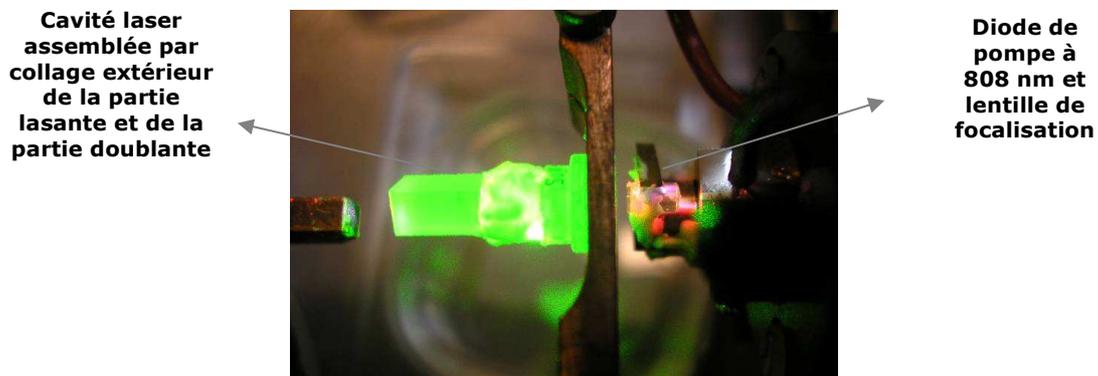


Figure 82 : Cavité 561 nm en cours de test sur le banc d'assemblage

A.1.2 Mesure de puissance émise à 561 nm

Pour réaliser des données statistiques, j'ai assemblé et testé, avec l'aide du technicien qui travaillait avec moi :

- 34 cavités lasers avec un Nd:YAG dopé à 1,1% de 2,5 mm de long (type 1) et
- 42 cavités avec un Nd:YAG dopé à 1,8% de 1,6 mm de long (type 2).

Il est important de noter que seules 38 cavités assemblées ont été jugées stables et sans risque après les premiers tests de fiabilité effectués. A cette étape, environ 50% des cavités ont déjà été rejetées par ces premiers contrôles.

Un sérieux travail sur la fiabilisation de ces assemblages était à effectuer. Le procédé d'adhérence moléculaire n'était pas encore au point et les différents cristaux n'étaient pas suffisamment bien réalisés par les sous-traitants. Néanmoins, j'ai continué les essais sur les 38 cavités validées.

La figure 83 montre la répartition de la puissance maximale stable obtenue à 561 nm avec ces cavités. Cette puissance a été mesurée à l'aide d'un photo-détecteur thermique de large surface (OPHIR 3A-P) afin d'englober tout le faisceau visible et d'un filtre sélectif

en longueur d'onde calibré. Il est à noter que les quelques échantillons donnant des puissances inférieures à 100 mW se sont révélés pour la plupart défectueux, soit au niveau de la tenue dans le temps de l'adhérence moléculaire, soit au niveau de la stabilité de « collage » entre les deux prismes.

Sur les 38 cavités testées, seulement 22 étaient capables d'émettre au moins 200 mW et pouvaient être intégrées dans les têtes laser à 561 nm émettant 200 mW.

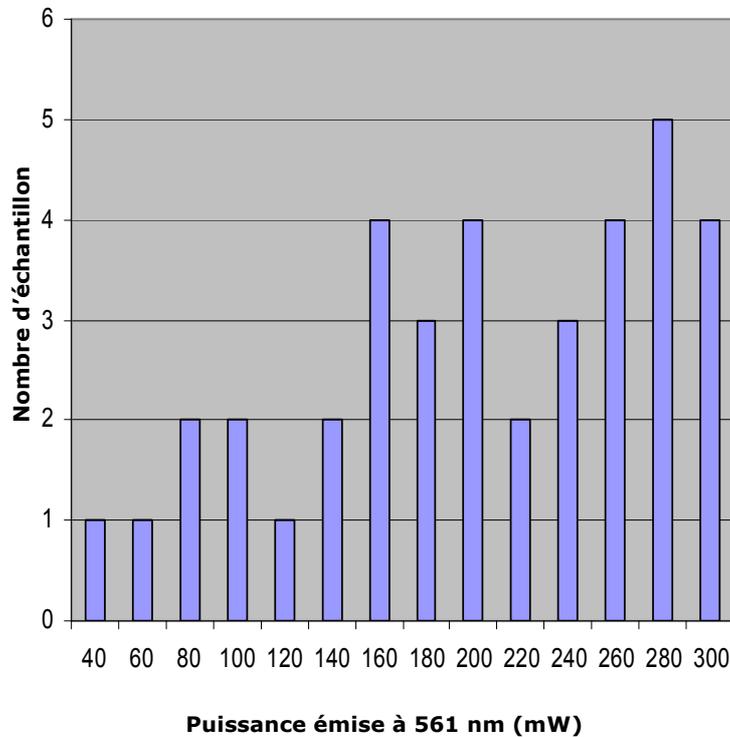
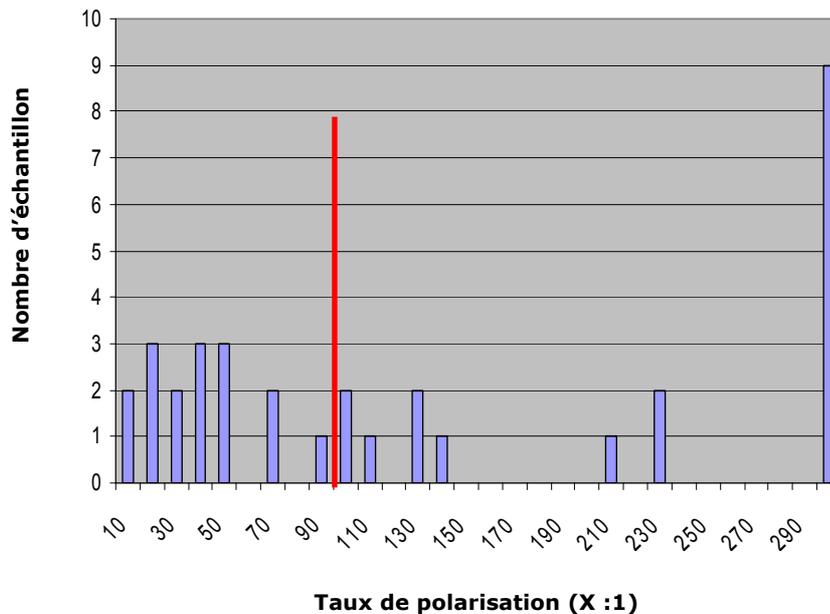


Figure 83 : Puissance stable à 561 nm avec les versions collées pour les 38 échantillons testés

A.1.3 Mesure de taux de polarisation

Le taux de polarisation du faisceau laser visible a aussi été mesuré à l'aide d'un cube polarisant de référence. L'axe 0° de ce polariseur est parfaitement référencé à la verticale. Pour calculer le taux de polarisation, on règle le cube en rotation de façon à mesurer le maximum de puissance sur le détecteur puis on le tourne de façon à mesurer le minimum. On vérifie en faisant cela que le maximum est bien proche de l'axe 0° du cube et que le minimum se trouve vers l'axe 90°. D'après la spécification, les cavités réalisées devaient avoir leur axe de polarisation vertical et un taux minimum de 100 :1, c'est-à-dire que pour 100 mW de puissance sur l'axe à 0°, 1 mW est sur l'axe à 90°.

La figure 84 montre la répartition du taux de polarisation pour les 35 échantillons validés. Il est intéressant de noter qu'environ seulement 50 % des cavités avaient un taux de polarisation correct, soit supérieur à 100 :1.



**Figure 84 : Taux de polarisation obtenu à 561 nm avec les versions collées.
53% des échantillons sont $\geq 100 :1$**

Plusieurs hypothèses ont été émises afin d'expliquer ce taux de polarisation dégradé :

- mauvais alignement ou désalignement des deux prismes lors de la phase de collage,
- dépolarisation partielle du faisceau visible lors de son aller-retour dans la cavité ayant pour cause une interface mal adhérente.

A.1.4 Mesure de la longueur d'onde et du caractère monofréquence

Toutes ces cavités ont ensuite été testées afin de vérifier qu'il y avait des zones de fonctionnement en température Nd:YAG/lame de phase (St2) et KTP (St3) où le spectre du laser était parfaitement mono-fréquence. Pour cela, nous avons mis en place un banc de caractérisation permettant de connaître finement la longueur d'onde avec une précision de 6 pm et de quantifier le bruit de partition de l'onde émise.

La longueur d'onde est mesurée précisément à l'aide d'un analyseur de spectre optique à balayage de très haute résolution (Q8341 Advantest). Cet analyseur haute-résolution est le plus résolutif que j'ai trouvé disponible sur le marché. Sa résolution est de 6 pm entre 400 et 600 nm. Cet analyseur a une très haute résolution dans le domaine du visible mais a deux inconvénients :

- Son rapport signal à bruit maximal est de 35 dB.
- Sa bande spectrale est 350-1100 nm. Nous ne pouvions donc pas l'utiliser pour vérifier le caractère mono-fréquence des raies fondamentales dans la bande des 1100 nm. Pour cela nous utilisons un analyseur ANDO AQ6315A qui n'a qu'une résolution de 50 pm mais qui a un rapport signal sur bruit supérieur à 70 dB.

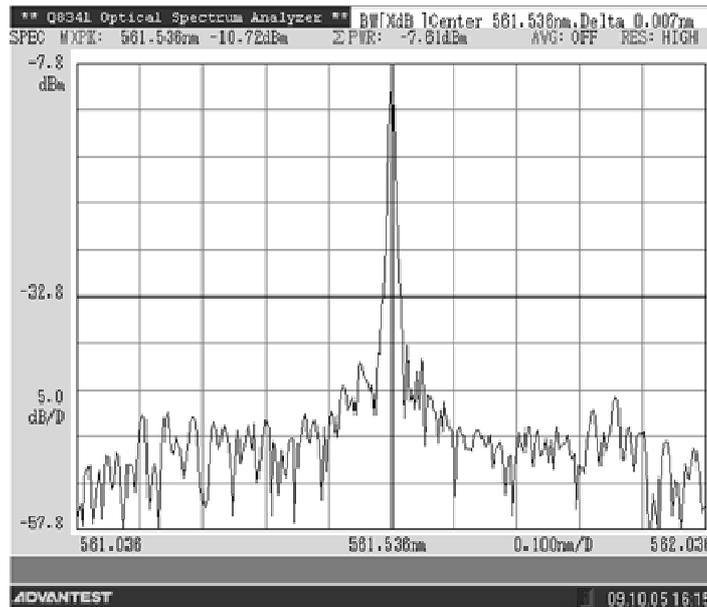
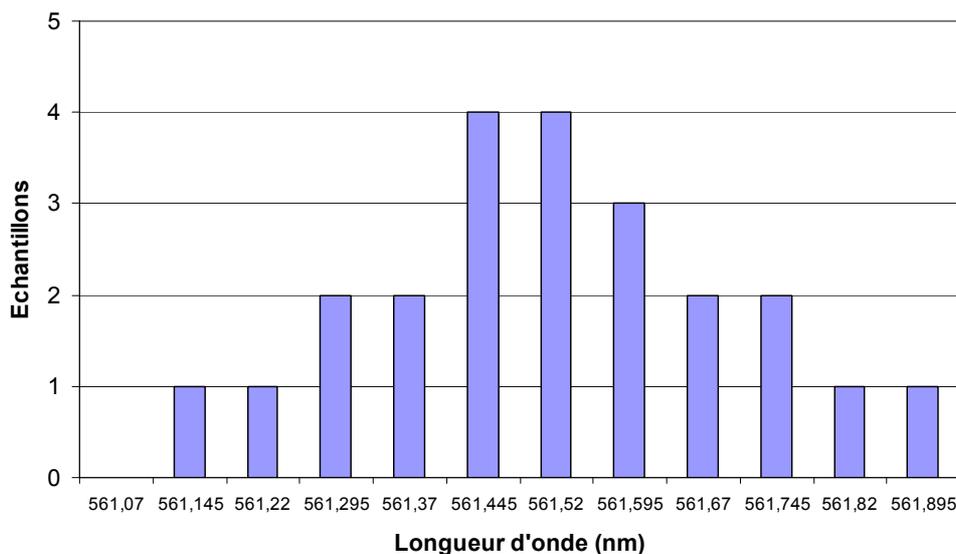


Figure 85 : Exemple de spectre obtenu avec un analyseur de spectre Q8341 Advantest

Remarque : les petits pics adjacents, de part et d'autre du pic central, sont des artéfacts de mesure. Ils apparaissent ou disparaissent en fonction de la position de la fibre optique.



**Figure 86 : Longueur d'onde mesurée avec les versions collées
Lambda = 561,47 nm +/- 0,5 nm**

Le graphique, figure 86, montre la répartition des longueurs d'onde mesurées à l'aide de l'analyseur haute résolution pour 24 cavités microchips intégrées. La longueur d'onde centrale est 561,47 nm.

Le caractère mono-fréquence était confirmé à l'aide d'un banc de mesure constitué d'une photodiode rapide (OPHIR FPS-1) et d'un oscilloscope à échantillonnage. Quand le laser n'était pas parfaitement mono-fréquence, il apparaissait un bruit d'amplitude très largement supérieur à 0,2 % rms (root mean square = valeur quadratique moyenne du signal) dans la bande 10Hz-20MHz. Ce principe de mesure de bruit est aussi utilisé à

l'intérieur des têtes lasers SLIM afin de vérifier constamment que le laser reste mono-fréquence. Si le bruit mesuré augmente très légèrement, un algorithme fait varier de quelques centièmes la température du doubleur afin que ce bruit retende vers 0.

La figure 87 montre ce qui se passe quand deux raies à 561 nm apparaissent successivement. Le laser émet à λ_1 puis à λ_2 alternativement. La mesure de puissance de sortie varie au cours du temps : valeur haute pour λ_1 , valeur basse pour λ_2 . Ce laser n'est pas multifréquence mais bistable. Le bruit d'intensité résultant est fort et facilement détectable. Nous allons chercher des points de fonctionnement éloignés d'une telle configuration et où le laser est parfaitement mono-fréquence.

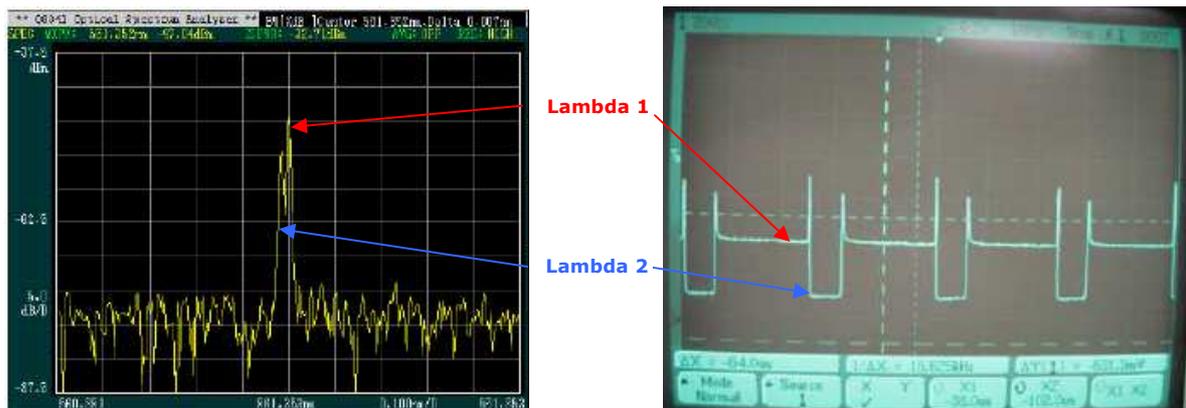


Figure 87 : Exemple de bruit de battement pour un laser bi-mode

Suite aux instabilités mises en évidence à long terme et suite au mauvais rendement de fabrication de ces cavités, il a été décidé, tout en continuant d'améliorer les procédés de fabrication des cristaux, de réaliser des cavités complètement assemblées par adhérence moléculaire.

Cependant, ces premières versions « collées » auront permis de montrer la faisabilité de ces lasers 561nm, de mettre le doigt sur les points sensibles à améliorer et d'optimiser l'angle de coupe du doubleur.

A.2 Test des cavités avec DPM

Cette cavité laser est auto-alignée et monolithique. L'assemblage cristallin appelé AMR (Alignement free Monolithique Resonator) contient un élément polarisant DPM c'est à dire que les deux prismes à angle de Brewster collés sont remplacés par deux prismes en SiO₂ (Pure Silica) contactés sur une lame étalon de YAG de 200 μm d'épaisseur. Les autres constituants de ce microchip sont ceux de l'ancienne version « collée » (figure 88).

Ce type de cavité a permis de démontrer la faisabilité de sources laser émettant plus de 200 mW de 561 nm mono-fréquence. Mais la réalisation du polariseur à base de 3 lames contactées entre elles puis sciées et polies n'était pas un procédé industriellement viable. Si la cavité était mise sous contrainte thermique forte, l'adhérence moléculaire pouvait changer en fonction du temps et de la température. Le laser assemblé n'était pas stable. La longueur d'onde pouvait varier dans le temps ainsi que les paramètres de réglage. Si l'adhérence n'était pas parfaite, le laser pouvait tout simplement arrêter de fonctionner car la cavité s'ouvrait.

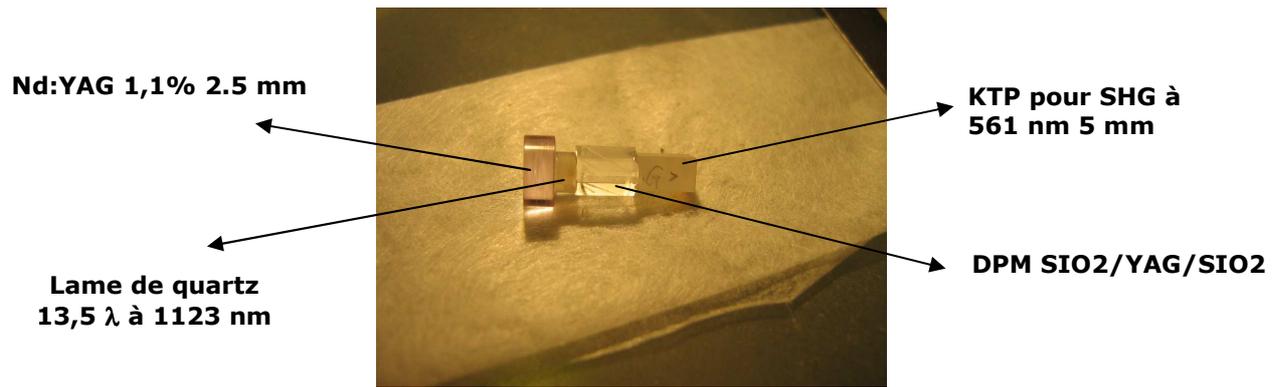


Figure 88 : Photo de l'assemblage cristallin AMR avec l'élément polarisant DPM

Seules deux cavités de ce type ont pu être réalisées. Une seule d'entre elles a été déclarée conforme suite aux tests de contrôle d'entrée et était très stable. Elle a été intégrée dans une tête laser Oxixus et a pu être entièrement testée. Elle a permis de démontrer que ce type de laser microchip ne variait pas dans le temps. Le phénomène de « dérive » observé avec les anciennes cavités n'a pas été observé même après un cycle en étuve de +5 à + 50°C.

A.3 Test des cavités avec DPM à traitement diélectrique

Ces cavités laser microchips sont auto-alignées et monolithiques. Elles comportent un élément polarisant de type DPM avec un traitement diélectrique. Les Nd:YAG et les KTP sont les mêmes que dans les versions antérieures et sont contactés de la même manière. La lame de phase (onde ou demi-onde) a été modifiée afin d'optimiser les pertes imposées aux modes adjacents et aux modes à l'ISL de la cavité.

Lors du contrôle d'entrée de ces premiers lasers microchips, nous nous sommes rendu compte que ces cavités avaient un rendement nettement supérieur à celles contenant des doubles prismes collés.

Plusieurs versions cristallines ont été testées. Je ne présenterai par la suite que les résultats concernant les microchips développés pour obtenir une puissance à 561 nm supérieure ou égale à 200 mW.

A.3.1 Cavité microchip avec lame de phase de 18 λ

La première version de microchip testée pour les lasers 200 mW était composée d'un Nd:YAG dopé à 1,1% de 2,5 mm de long, d'une lame d'onde de 18 λ et d'un KTP de 5 mm de long. La longueur de l'assemblage était de 14,78 mm. Il logeait donc sans problème dans la tête laser des lasers SLIM Oxixus qui pouvait accepter une cavité cristalline de 16 mm de long.

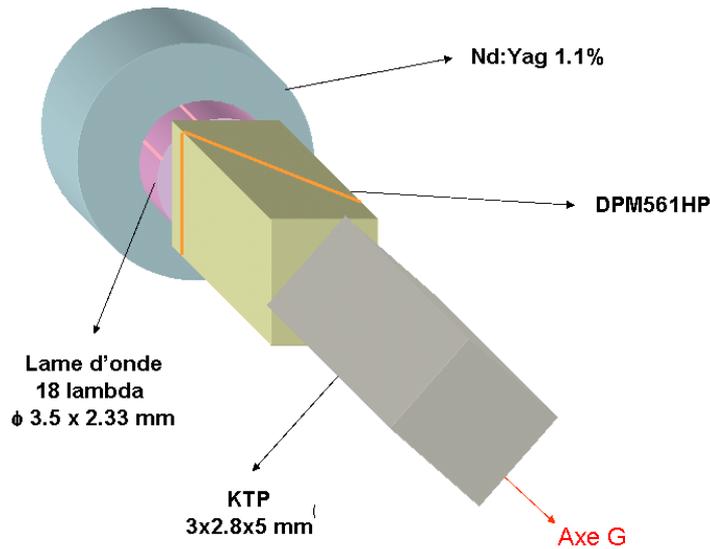


Figure 89 : Structure de la cavité microchip AMR avec lame d'onde 18 λ

Pour chaque microchip testé, après optimisation des températures de fonctionnement des cristaux, nous avons vérifié que cette puissance était stable sur au moins une heure. Puis nous avons relevé la puissance de sortie à 561 nm, le taux de polarisation et la longueur d'onde.

Nous avons testé 34 microchips de ce type. 5 échantillons ont été jugés non-conformes (pas d'effet laser ou puissance instable inférieure à 120 mW) et 13 émettaient une puissance stable à 561 nm supérieure à 300 mW avec au maximum 2,6 W de pompe.

Les résultats sont présentés ci-après dans la figure 90 :

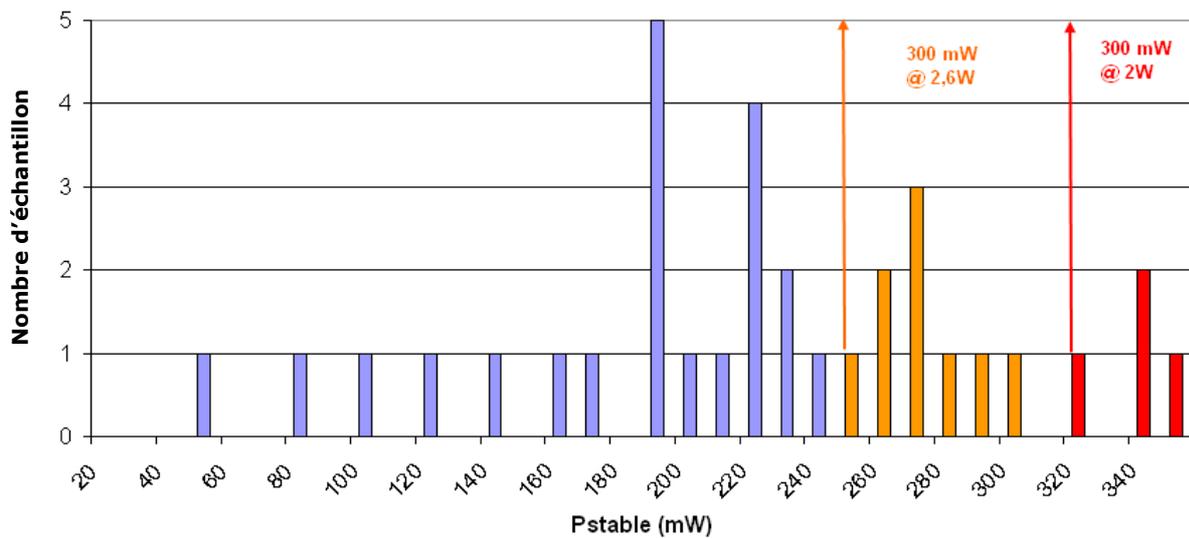


Figure 90 : Puissance stable à 561 nm à la sortie des microchips AMR avec lame d'onde 18 λ

Cette version permet donc d'obtenir la puissance désirée.

Les taux de polarisation du faisceau visible en sortie des microchips étaient corrects car 88% des cavités testées émettaient un faisceau avec un taux de polarisation supérieur ou égal à 100 :1 (figure 91).

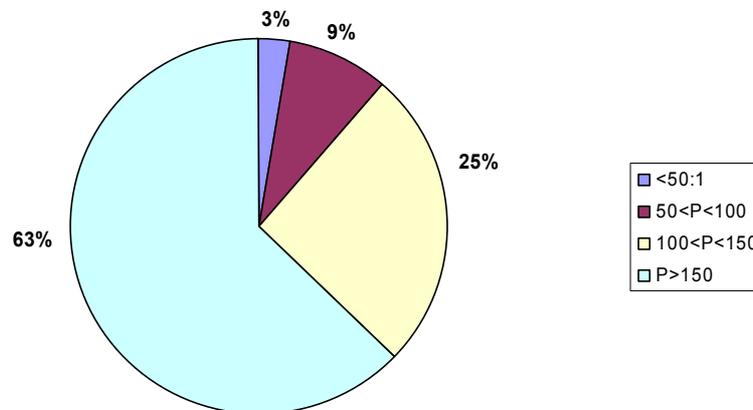


Figure 91 : Répartition des taux de polarisation à la sortie des microchips avec lame d'onde 18 λ

La dépolarisation partielle du faisceau peut être expliquée de la manière suivante (figure 92) :

Le cristal de KTP double le faisceau à 1123 nm dans les deux sens. C'est-à-dire qu'un faisceau à 561 nm sort de la cavité laser à travers le miroir du KTP et qu'un autre repart en arrière avec un léger décalage spatial dû au walk-off. Ce faisceau contra-propagatif retransverse le polariseur, la lame de phase et le Nd:YAG.

Puis il est réfléchi par le miroir HR de l'entrée de la cavité et retransverse ainsi la lame de phase, le polariseur et le KTP. Il y a donc en sortie deux faisceaux superposés. Ces 2 faisceaux peuvent être en phase (maximum de puissance à 561 nm) ou bien déphasés. Pendant son aller-retour dans la cavité, il suffit que l'un des axes de polarisation des cristaux soit légèrement décalé pour que la polarisation de ce faisceau soit un peu modifiée.

D'après les calculs effectués, le couple polariseur/lame de phase ne commence à introduire une rotation de polarisation significative qu'à partir de +/- 7° d'erreur d'angle entre l'axe Z de la lame de phase et l'axe du DPM. Les tolérances d'assemblage étant de moins de 3°, il y a très peu de probabilité pour que le laser soit dépolarisé à cause de l'ensemble polariseur/lame de phase.

Si le Nd:YAG devient biréfringent sous l'action de l'échauffement produit par le faisceau de pompe et s'il n'a pas été orienté et contacté suivant les axes préconisés, l'axe de polarisation du faisceau de retour peut rencontrer localement un indice différent et très légèrement devenir elliptique. La lentille thermique peut être aussi un peu différente dans cette zone. En retransversant le polariseur, si l'angle d'incidence a varié, la transmission des deux composantes orthogonale et parallèle a pu changer. On peut donc observer dans ce cas un taux de polarisation entre 100 :1 et 50 : 1.

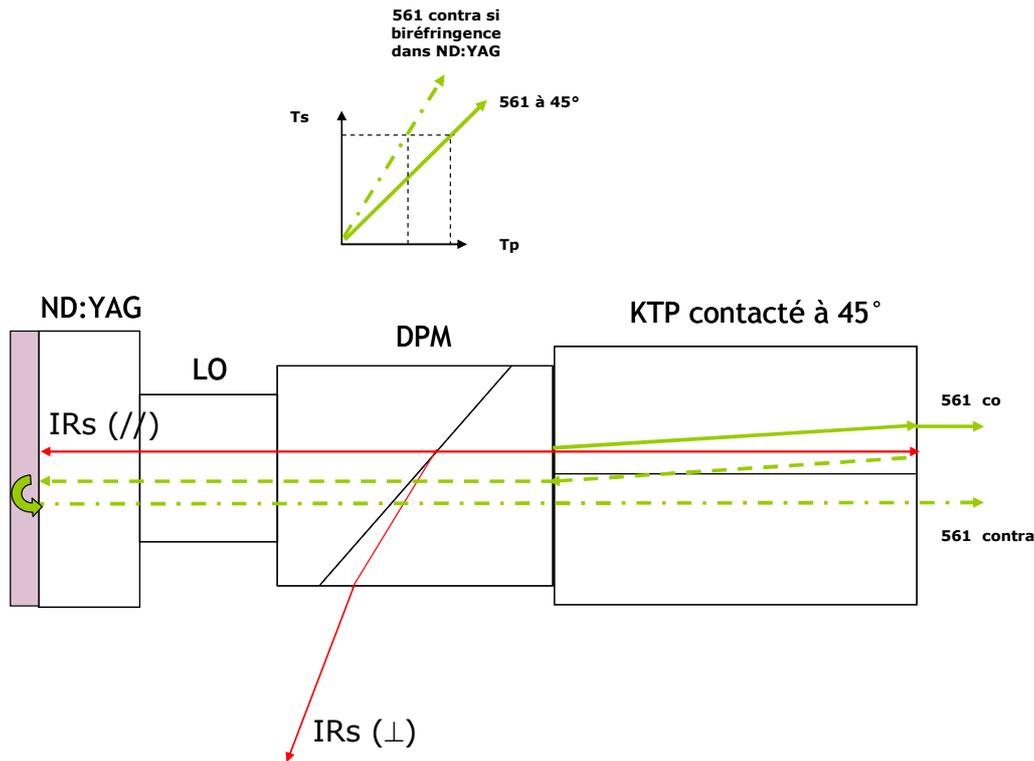


Figure 92 : Trajets des faisceaux à 561 nm dans la cavité microchip

Il est à noter que nous avons testé un microchip ayant un taux de polarisation de 30 :1. Il a été classé non-conforme suite à un défaut de tenue de l'adhérence moléculaire entre le DPM et la lame de phase. Un gros défaut d'adhérence peut donc aussi introduire une dépolarisation du faisceau 561 nm. Ces cavités sont généralement toutes rejetées lors des tests du contrôle d'entrée.

9 des 13 lasers microchips testés à 300 mW ont ensuite été intégrés dans des têtes laser Oxxius. Ces lasers ont été paramétrés sans problème grâce au logiciel d'auto-paramétrage développé pour la production et ont passé les tests finaux sans dérogation. Ils se comportent tous de la même manière et sont très stables dans le temps. Il faut cependant noter qu'avec une même cavité, en fonction des températures choisies pour les cristaux, on peut améliorer un taux de polarisation ou bien le dégrader. D'une façon générale, quand la cavité est intégrée dans la tête laser, comme nous cherchons toujours à avoir un laser mono-fréquence, avec une forte puissance de sortie et avec un profil de faisceau spatial gaussien de circularité proche de 90%, nous nous plaçons toujours dans les cas les plus favorables.

A.3.2 Cavité microchip avec lame de phase de $21,5\lambda$

Cette version de microchip est la dernière que j'ai pu tester. Elle a été créée suite au travail que j'ai effectué sur les microchips à 532 nm émettant entre 300 et 600 mW. Il a été montré que les zones de fonctionnement mono-fréquence, donc sans bruit, étaient de plus en plus petites lorsque l'on augmentait la puissance de 808 nm et de 532 nm. J'ai donc recalculé les filtres pour cette cavité. Je cherchais à avoir à la fois une perte supérieure à 0,3% sur les modes à l'ISL et supérieure à 4% sur les modes adjacents.

Pour améliorer les pertes sur les modes à l'ISL, il fallait réduire la longueur de cavité. Les possibilités étaient les suivantes :

- réduire l'épaisseur de la lame de Nd:YAG au risque d'avoir moins de puissance en intra-cavité sur le mode fondamental,
- réduire la longueur du KTP avec le risque d'avoir un mauvais filtrage quand le KTP est inférieur à 5 mm et une baisse de rendement non-linéaire,
- réduire la longueur du DPM à son minimum. C'est l'option qui a été choisie.

Pour améliorer les pertes sur les modes adjacents, il fallait augmenter l'épaisseur de la lame de phase tout en restant onde ou demi-onde.

En fait, il était encore possible d'augmenter à la fois les pertes sur les modes à l'ISL et sur les modes adjacents, sans augmenter la longueur de l'assemblage. En augmentant l'épaisseur de la lame de phase ($21,5 \lambda$ au lieu de 18λ) et en diminuant celle du DPM à 4 mm (longueur minimale faisable par FEE), on obtient une optimisation des deux filtres. Quand on augmente seulement la lame de phase, on améliore les pertes sur les modes à l'ISL mais on dégrade les pertes sur les modes adjacents.

J'ai donc fait un compromis, qui a permis, tout en gardant un KTP et un Nd:YAG de mêmes longueurs, d'optimiser les pertes sur les modes de cavité.

Cette cavité est donc constituée d'un Nd:YAG dopé à 1,1% de 2,5 mm de long, une lame de phase de $21,5 \lambda$, un DPM de 4 mm de long et un KTP de 5 mm de long (figure 93).

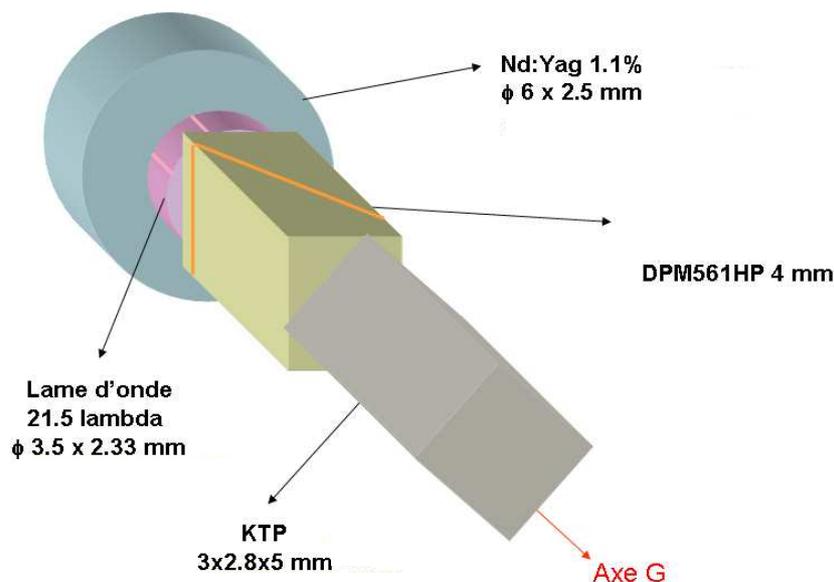


Figure 93 : Cavité microchip optimisée pour la haute puissance avec lame de phase de $21,5 \lambda$

J'ai pu tester 5 cavités de ce type. Les résultats étaient très prometteurs car toutes les cavités permettaient de réaliser des lasers ayant une puissance supérieure à 300 mW pour 2,6 W de puissance de pompe au maximum. La figure 94 montre la répartition en puissance des 5 échantillons.

Pour 300 mW de 561 nm, j'ai mesuré environ 35 mW de 1123 nm résiduel à la sortie de la cavité. Comme le miroir de sortie a un taux de réflexion de 99,9 % à 1123 nm, on peut estimer la puissance de 1123 nm en intra-cavité à au moins 35 W. Le rendement de

conversion optique pompe/visible est quant à lui de 15%, ce qui constitue un très bon rendement pour un pompage de cette puissance.

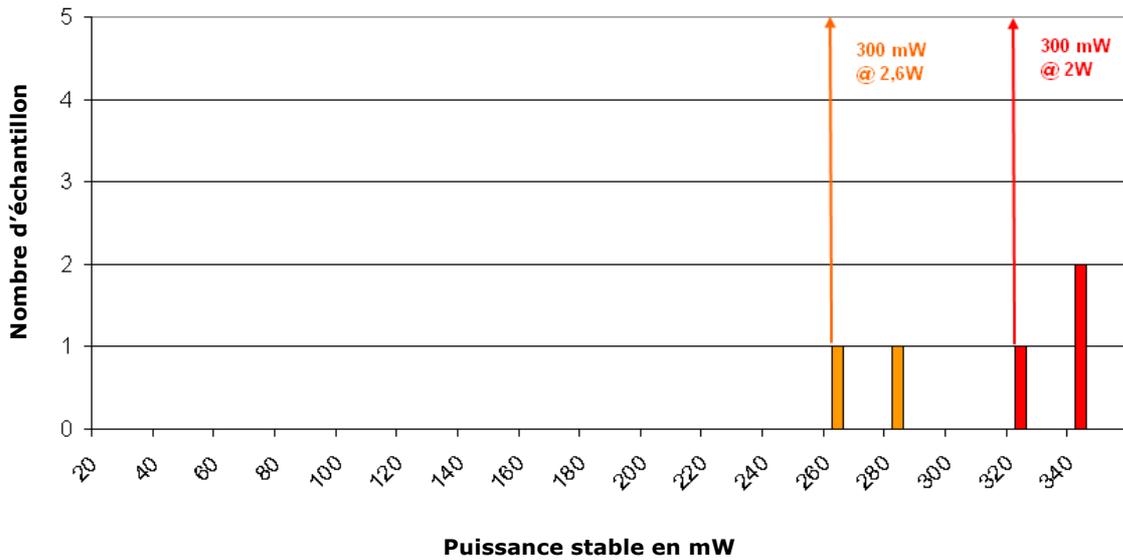


Figure 94 : Répartition des puissances à la sortie des microchips avec lame de phase $21,5 \lambda$

Le taux de polarisation du faisceau visible était assez différent d'un microchip à l'autre car la consigne d'orientation de l'axe du Nd:YAG par rapport à la lame de phase et au KTP n'avait pas été respectée lors de l'assemblage (figure 95).

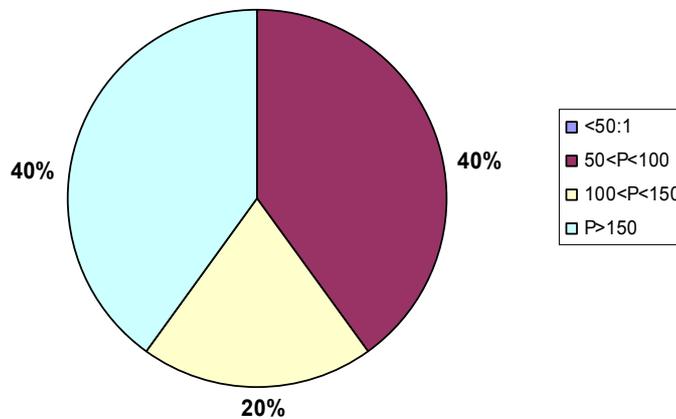


Figure 95 : Répartition du taux de polarisation à la sortie des microchips avec lame de phase $21,5 \lambda$

Après avoir été qualifiées, ces cavités ont été intégrées dans une tête laser SLIM Oxxius.

A.4 Test des lasers complets à 561 nm de 200 mW à 500 mW

J'ai testé 14 lasers SLIM 561 émettant 200 mW et 5 émettant 300 mW en continu. Je ne présenterai les résultats obtenus à 200 mW que sous forme de tableau de synthèse à la fin de ces paragraphes. Je vais, par contre, expliciter en détail les résultats obtenus à

500 mW et à 300 mW car ceux-ci ont fait l'objet de plusieurs communications présentées à la conférence Photonics West 2010 [1] [2].

A.4.1 Résultats obtenus à 500 mW

J'ai tenté de régler un laser SLIM à 500 mW afin, d'une part d'étudier le comportement des cavités et des sous-ensembles à cette puissance, et d'autre part de mettre en évidence ou non un problème de tenue à la puissance des microchips (gray track, vieillissement prématuré, instabilité thermique, mauvaise adhérence ...). Je présente ci-dessous les résultats obtenus à 500 mW.

A.4.1.a Mesure de la variation $d\lambda/dT_{KTP}$

Le microchip utilisé pour ces essais est du type AMR avec lame de phase de $21,5 \lambda$ (voir A.3.2). Il a été intégré dans une tête laser SLIM de façon à pouvoir le contrôler finement. Afin de caractériser cette nouvelle version de microchip, j'ai commencé par effectuer des mesures de variation de longueur d'onde en fonction de la température du doubleur $d\lambda/dT_{KTP}$ afin de quantifier le delta de température entre chaque mode de cavité.

La figure 96 montre la variation de la longueur d'onde en sortie de cavité microchip en fonction de la température du cristal de KTP.

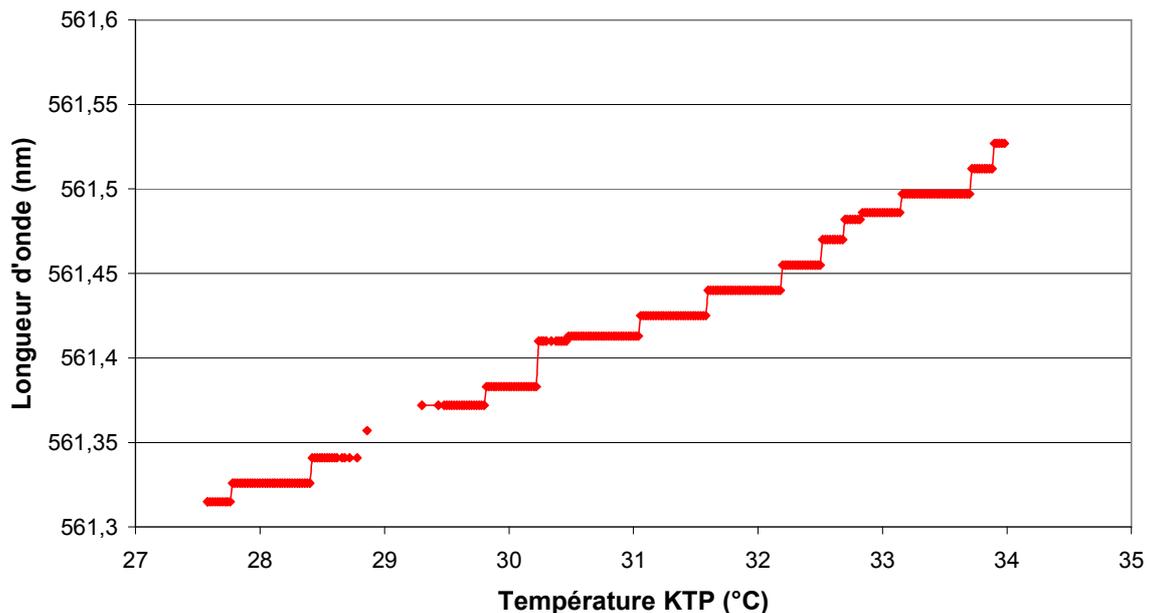


Figure 96 : Variation de la longueur d'onde en fonction de la température du cristal de KTP

D'après ces mesures, on peut calculer pour chaque pallier la variation de longueur d'onde $d\lambda/dT_{KTP}$ en fonction de la température du KTP. Ici, le $d\lambda/dT_{KTP}$ est d'environ 37 pm/°C. Ce résultat est cohérent avec ce que l'on peut calculer avec le logiciel SNLO (environ 40 pm/°C).

Il y a un saut de mode de cavité environ tous les 0,47 °C pour une température de consigne du KTP (St3) entre 30 et 33 °C. Si l'on souhaite travailler avec une température

de consigne St3 proche de 32°C, nous aurons moins de 0,4° de marge pour affiner le réglage du premier filtre de Lyot.

A.4.1.b « Signature » et choix du point de fonctionnement

Pour expliquer le choix du point de fonctionnement que j'ai étudié, je vais introduire ici la notion de « signature ». La signature est propre à chaque cavité laser microchip. Elle représente les zones de fonctionnement mono-fréquence du laser et montre la puissance visible mesurée par le sous-ensemble détection (voir annexe A3) lorsque le signal émis est sans bruit. Elle est obtenue en faisant varier très finement par pas de 0,01 °C la température de consigne du KTP (St3) pour une température de consigne fixe du Nd:YAG (St2). Ce tracé est double car il est enregistré une fois dans le sens montant et une fois dans le sens descendant, afin de mettre en avant les phénomènes d'hystérésis. Cette signature permet donc de déterminer les zones de fonctionnement mono-fréquence de la cavité pour une température de Nd:YAG/lame de phase donnée. Certains lasers ont des signatures très chaotiques. Les lobes ou zones de réglage ne sont pas symétriques ou bien sont trop proches les uns des autres.

Dans la signature figure 97, j'ai choisi de travailler avec le lobe le plus haut, le plus large et le plus symétrique. Les essais que j'ai réalisés à 500 mW ont permis de vérifier que ce type de lobe permettait, si on augmentait la puissance pompe, d'atteindre sans difficulté une puissance 500mW à la sortie de la tête laser SLIM, tout en restant parfaitement mono-fréquence.

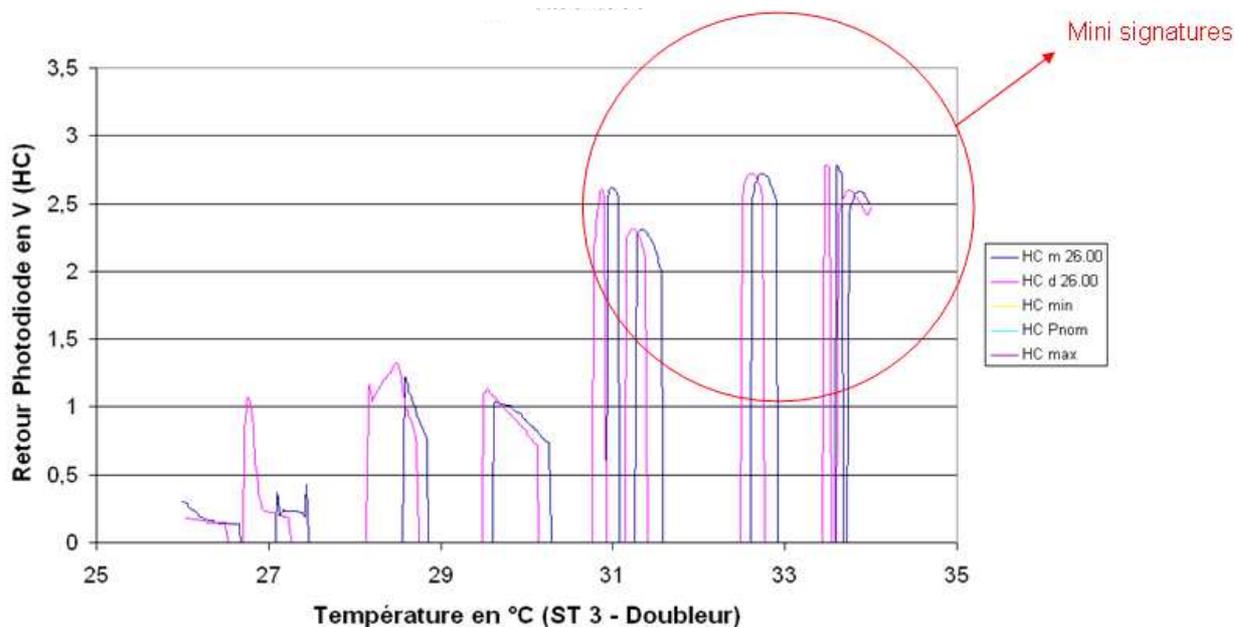


Figure 97 : Signature du laser testé avec St2 = 26 °C pour St3 de 26 à 34 °C

Pour cela, j'ai tracé des mini-signatures entre 32 et 34 °C de température doubleur pour 25,7 °C de température Nd:YAG pour des courants de pompe I_{pompe} de 2200 mA à 2900 mA soit pour une puissance de pompe de 2 W à 2,8 W (figure 98).

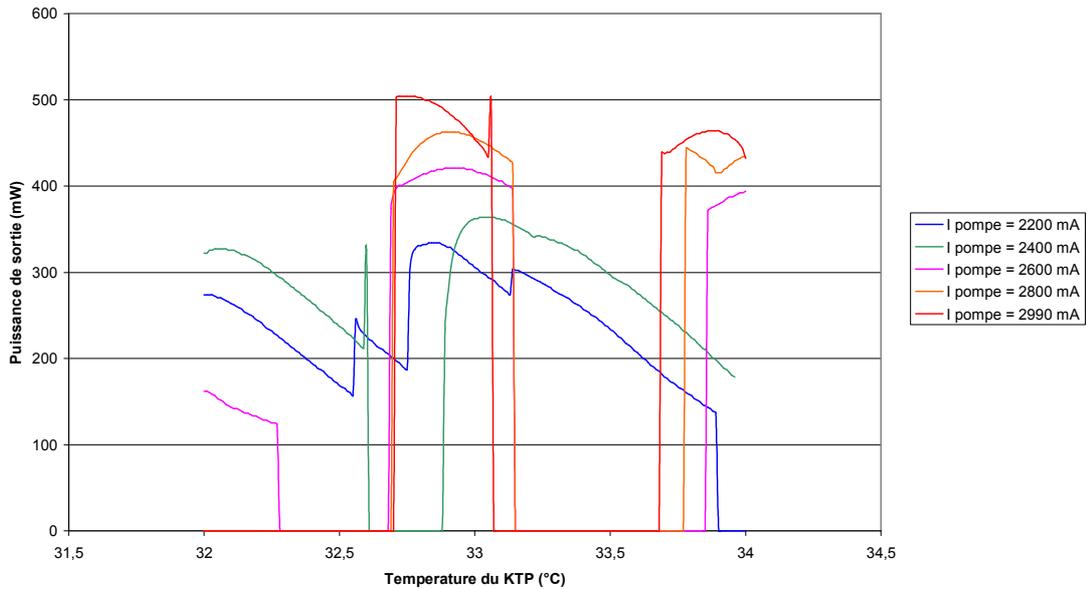


Figure 98 : Mini-signatures du laser à 553 nm à St2 = 25,70 °C pour St3 de 32 à 34 °C et pour une puissance de pompe variant de 2 W à 2,8 W

Un laser émettant 500 mW de façon stable a été montré en réglant le laser sur le lobe orange, c'est-à-dire à St2 = 25,7 °C, St3 = 32,62 °C et $I_{\text{pompe}} = 2990$ mA.

Il est intéressant de remarquer que les lobes se déplacent légèrement d'une puissance de pompe à l'autre et changent de forme.

Ceci est tout à fait normal car plusieurs phénomènes entrent en jeu :

- la longueur d'onde de la pompe varie en fonction de son courant,
- la température interne réelle du Nd:YAG et celle de la lame de phase varient en fonction de la puissance de pompe incidente et de son efficacité,
- la température interne du KTP change car la puissance d'infrarouge dans la cavité augmente.

Les filtres de la cavité se décalent aussi en fonction de la puissance de pompe.

Remarque : le laser émet aussi en dehors des lobes de fonctionnement donnés par la signature. Sa puissance peut être parfois supérieure à 500 mW mais son spectre n'est pas mono-fréquence.

A.4.1.c Spectre du laser 500 mW

Le laser est sans bruit et parfaitement mono-fréquence. Il n'a pas de raies parasites même en dessous de 40 dB. Il émet à 561,49 nm et son taux de polarisation est de 500 :1.

Les spectres obtenus sont présentés dans la figure 99. Le premier spectre est mesuré par l'analyseur de spectre haute-résolution Advantest Q8341. Il permet de voir si des raies adjacentes parasites oscillent dans la cavité car sa résolution dans le visible est de l'ordre de 8 pm. Le second spectre est obtenu à l'aide d'un analyseur de spectre visible Ando. Sa résolution est d'environ 50 pm dans cette gamme de longueur d'onde. Ce spectre montre qu'il n'y a pas de raie parasite à l'ISL du KTP (environ 1,6 nm).

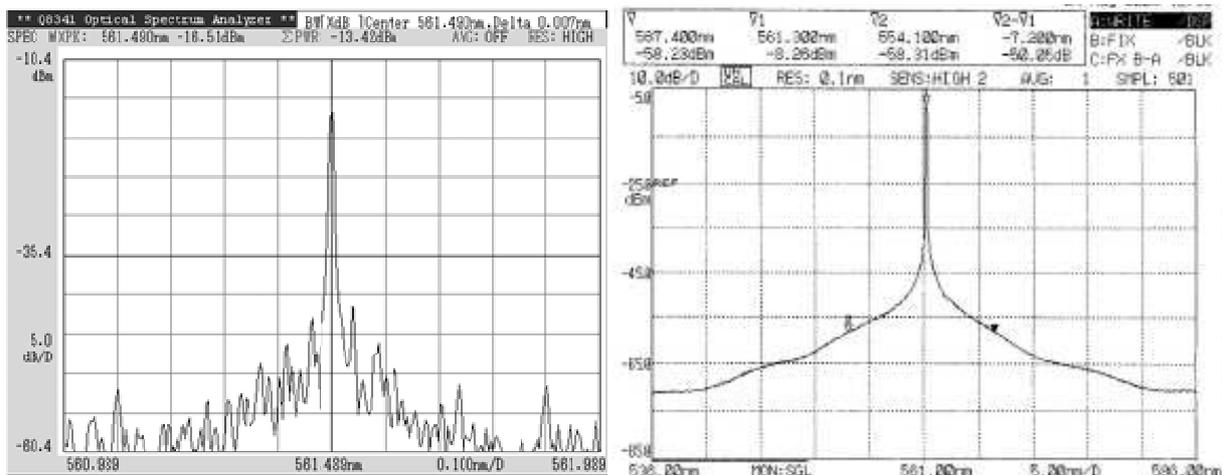


Figure 99 : Spectres mono-fréquence à 500 mW avec les OSA Advantest et Ando

A.4.1.d Puissance à 561 nm versus puissance de pompe

Partant de ce point de fonctionnement, j'ai ensuite tracé la courbe de la puissance obtenue à 561 nm en fonction de la puissance de pompe injectée. Je me suis assurée pour cela qu'il n'y ait pas de saut de mode. Pour chaque point de mesure, j'ai ajusté finement la température d'accord de phase du KTP afin d'avoir le maximum de puissance à 561 nm.

Les courbes obtenues sont représentées figure 100 :

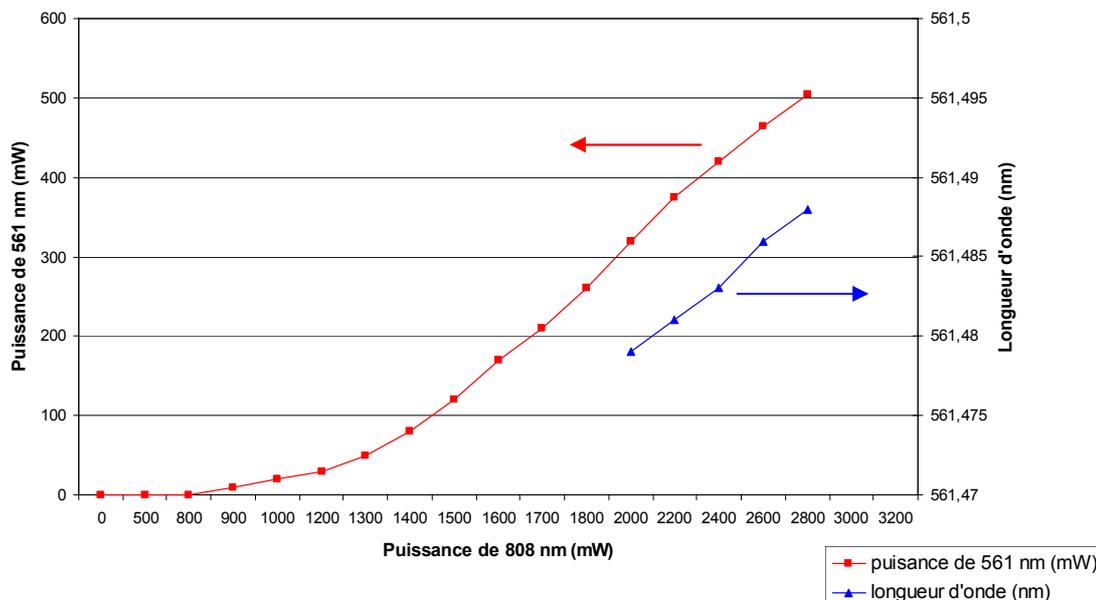


Figure 100 : Variation de la puissance émise à 561 nm en fonction de la puissance de pompe

Le « seuil du phénomène » de laser à 561 nm semble se trouver à environ 900 mW de 808 nm. La pente en régime linéaire est de 29 %. La courbe ne présente pas encore de

fléchissement de pente qui pourrait montrer un début de « saturation ». L'efficacité de conversion optique pompe/visible est de 18 % à 500 mW. Ces résultats sont très proches de ceux obtenus avec les sources SLIM 532 nm. En effet, il a été montré une efficacité de 25 %, dans les mêmes conditions de pompage, pour un laser SLIM 532 nm 500 mW étudié pour le projet européen Osiris (annexe A.5.3).

Cette efficacité pourrait être encore améliorée en diminuant le diamètre du faisceau de pompe et en augmentant la longueur de la cavité. Or, ces deux axes d'amélioration ne sont pas envisageables dans le laser SLIM actuel car le microchip occupe déjà toute la place qui lui est allouée. Il faudrait développer un boîtier, plus long, mieux adapté aux lasers 561 nm 500 mW.

Il serait possible dans ce cas :

- d'y implémenter une diode laser de 4 W ou 5W,
- de mettre en forme son faisceau afin d'optimiser le rendement d'injection,
- d'augmenter la longueur de la cavité laser,
- d'insérer un nouveau système de détection dédié aux puissances supérieures ou égales à 500 mW.

A.4.1.e Recherche de phénomène de gray track

Ce laser 500 mW était très stable quand on le démarrait manuellement. Pendant les 12 premières heures de test, j'ai cependant observé une légère baisse de puissance à la sortie du système de détection (figure 101). Ce laser n'était pas régulé de façon automatique en puissance (mode APC Automatic Power Control) car la photodiode du SE détection avait déjà saturé à 480 mW. En modifiant la température du KTP de 0,1 °C, la puissance initiale a été retrouvée. S'il y avait eu un vrai problème de gray track, il n'aurait pas été possible de retrouver la puissance initiale en changeant la température d'accord de phase du KTP.

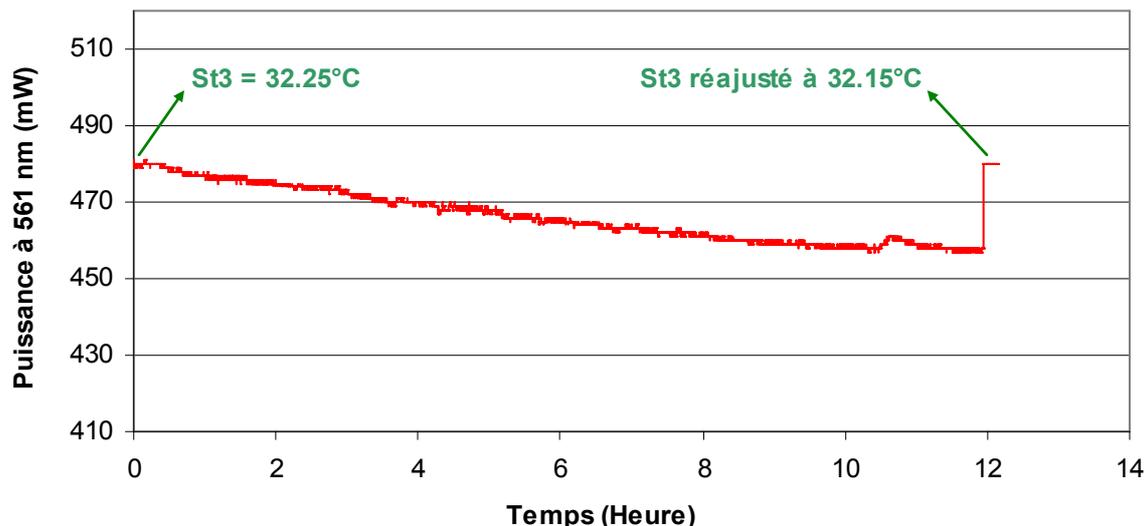


Figure 101 : Variation de la puissance émise à 561 nm en fonction du temps à tout fixe sans l'algorithme d'asservissement en puissance pendant 12 heures

D'après ces premiers tests, il semblerait donc qu'il n'y ait pas de phénomènes de gray track dans les microchips émettant à 561 nm ou, tout du moins, que le seuil de ce phénomène soit au-dessus de 500 mW. Pour mémoire, des dégradations très nettes, dues au gray track, avec noircissement du KTP, ont été observées dans des microchips Oxixus émettant 200mW de 532 nm et comportant un KTP standard.

A.4.1.f Tentative de démarrage avec le logiciel automatique

Pour la suite des tests, il m'a été impossible d'utiliser le logiciel embarqué de démarrage automatique du laser. Quasiment une fois sur deux, les points trouvés en manuel ne fonctionnaient pas en automatique. Le lobe n'était pas sélectionné par l'algorithme ou bien le laser y était bruité. Il semblerait que les effets thermiques dans ce laser soient beaucoup plus importants à 500 mW qu'à 300 mW. Les constantes thermiques sont différentes ainsi que l'hystérésis thermique. Je n'ai pas eu la possibilité de faire modifier l'algorithme de démarrage automatique pour paramétrer ce laser à 500 mW et je n'ai donc pas pu lui faire passer la batterie de tests réalisés sur les lasers 300 mW.

Il est possible aussi que la puissance de pompe ait été un peu trop juste pour ce point de réglage. Le driver de courant ne pouvant pas dépasser 3A, je n'ai pas pu intégrer de pompe semi-conductrice plus puissante.

Il serait intéressant de refaire ces essais avec une pompe de 4 W ou 5 W et d'ajuster finement la longueur d'onde de celle-ci afin de mieux étudier le comportement de ce type de cavité. La distance entre la diode et la face d'entrée du microchip ainsi que le profil du faisceau de pompe seraient aussi à optimiser pour cette gamme de puissance.

Par la suite, ce laser a été réglé à 300 mW avec le logiciel de paramétrage automatique. Il a passé tous les tests finaux sans difficulté. Puis, il a été placé sur un banc de vieillissement afin d'accumuler des heures de fonctionnement tout en vérifiant la stabilité de puissance et de longueur d'onde à long terme.

A.4.2 Résultats obtenus à 300 mW

Des lasers SLIM complets, émettant 300 mW et plus, ont été réalisés avec des cavités microchips décrites dans le chapitre précédent. Ils ont tous été paramétrés de façon automatique par le logiciel développé pour le réglage en production des lasers SLIM Oxixus. Son algorithme est complexe et ne sera pas explicité dans ce document.

A.4.2.a Liste et état des lasers réalisés

5 lasers SLIM 300 mW ont été testés. 4 d'entre eux sont encore aujourd'hui en fonctionnement. Ils sont parfaitement mono-fréquences et stables dans le temps. Le 5^{ème} a défailli pendant les tests de rampe en température suite à un défaut d'adhérence moléculaire dans la cavité microchip.

Les 4 premiers lasers SLIM 300 mW comportent des microchips AMR avec une lame de phase de 18λ . Le 5^{ème} laser SLIM comporte un microchip AMR avec lame de phase de $21,5 \lambda$. Ils contiennent les mêmes sous-ensembles que les lasers de production émettant 200 mW à l'exception du laser semi-conducteur de pompe qui est réglé pour émettre 2,6 W au lieu de 2 W.

Numéro SLIM	Numéro AMR	Version microchip	Puissance de sortie à 561 nm (mW)	Etat des tests finaux
Proto 300-1	92	18 λ	300	OK
Proto 300-2	126	18 λ	300	défaillance
Proto 300-3	169	18 λ	300	OK
Proto 300-4	196	18 λ	300	OK
Proto 300-5	175	21,5 λ	300	OK

Table 19 : Tableau des lasers SLIM à 561 nm émettant 300 mW

A.4.2.b Exemples de résultats à 300 mW

Tous ces lasers SLIM ont été testés sur les bancs de tests finals de la production afin de vérifier qu'ils répondaient bien au cahier des charges demandé.

Les paramètres suivants ont été automatiquement mesurés :

- Stabilité de puissance pendant 16h dans un environnement climatique variant de +15 °C à +45 °C suivant un cycle prédéfini, calcul de la dérive de $P=f(t)$.
- Démarrages multiples à différentes températures de semelle,
- Temps de démarrage,
- Recherche de chute de puissance en cours de fonctionnement pendant le cycle en température.
- Longueur d'onde et caractère mono-fréquence du faisceau
- Paramètres optiques de faisceau,
- Taux de polarisation du faisceau et écart de verticalité,
- Puissance moyenne stable de visible,
- Puissance résiduelle d'infrarouge,
- Bruit optique à différentes températures ambiantes,
- Démarrage à froid après arrêt de 2 jours : temps de démarrage, longueur d'onde à chaud et à froid, stabilité de puissance pendant 16h sous rampe thermique.

Les résultats présentés ci-après ont été obtenus avec le laser Proto 300-3.

*** Stabilité de puissance pendant 16h sous rampe 15 °C-45 °C**

Ce test permet de vérifier la stabilité de puissance $P=f(t)$ pendant 16h dans un environnement climatique variant de +15 °C à +45 °C suivant un cycle prédéfini. Il permet aussi de vérifier que le cristal de KTP ne se détériore pas sous l'action du faisceau visible généré.

La figure 102 représente en fonction du temps la puissance émise à 561 nm par le laser, la température mesurée sur le doubleur (St3) et celle mesurée sur la semelle du laser (Lt5).

La dérive de puissance pendant les rampes appliquées au laser, de +15 °C à +45 °C, est de +/- 0,31 % pendant 16 heures. La température mesurée sur le doubleur varie de +/- 0,02 °C et ne présente pas de pente négative franche. Il n'y a donc pas de phénomène de gray track dans le cristal de KTP à 561 nm.



Figure 102 : Stabilité de puissance pendant 16 heures avec rampe de T_{semelle} de 15 °C à 45 °C

*** Démarrages successifs sous rampe 15 °C-45 °C :**

Cet essai permet aussi de vérifier qu'il n'y a pas de dérive de fonctionnement du laser et de l'algorithme de démarrage en fonction du temps et en fonction de la température ambiante. La température ambiante est représentée par la température It5 mesurée sur le boîtier (figure 103).

Avec ce test, nous montrons aussi que le laser démarre toujours avec la même puissance en moins de 10 minutes pour des températures ambiantes comprises entre 15 °C et 45 °C.

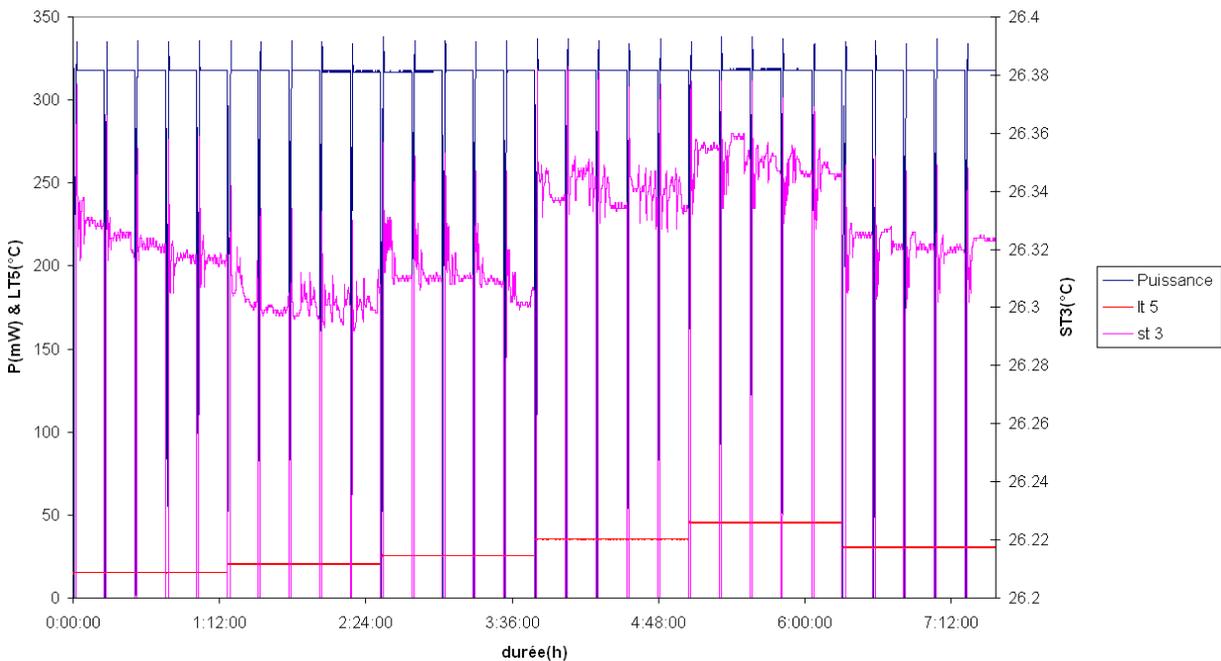


Figure 103 : Démarrages successifs avec rampe de T_{semelle} de 15°C à 45°C

Nous pouvons voir sur la figure 103 que le laser démarre à chaque fois en moins de 5 minutes.

Une petite dérive de la température de 0,02°C, mesurée sur le KTP (St3), a été observée au début de cet essai quand la température extérieure de la semelle du laser était à 30 °C. Celle-ci n'est pas significative.

Le laser SLIM est donc capable de démarrer sur le point de fonctionnement choisi quelle que soit la température ambiante. La température mesurée sur le KTP ne varie pas de plus de 0,06 °C pendant tout le test. Le point de fonctionnement choisi permet donc de démarrer sur le même mode laser. La longueur d'onde du laser ne varie pas d'une température ambiante à l'autre.

* Mesure de la longueur d'onde et du taux de polarisation :

La longueur d'onde a été mesurée à l'aide de l'analyseur de spectre optique Advantest haute résolution Q8341 (figure 104). Le système de détection interne du SLIM indique aussi que le laser est sans bruit et donc parfaitement mono-fréquence à la longueur d'onde de 561,536 nm. Cette longueur d'onde n'a pas varié aussi bien au début des tests, que pendant les rampes en longueur d'onde, qu'après un redémarrage après un arrêt de 4 jours.

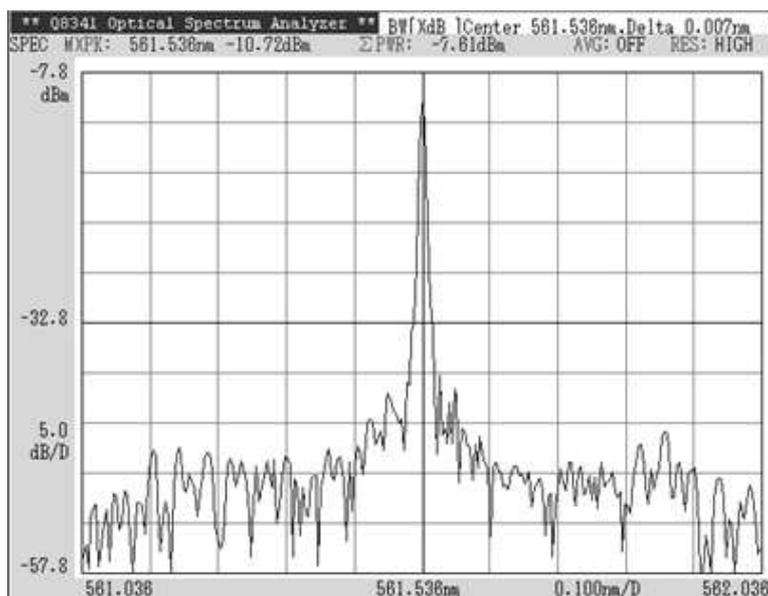


Figure 104 : Spectre mono-fréquence à 300 mW

Le taux de polarisation mesuré est de 384 : 1 avec un axe de polarisation de -4° par rapport à la référence de verticalité.

* Paramètres optiques du faisceau visible :

Les paramètres optiques du faisceau ont été mesurés à l'aide d'un analyseur de faisceau Coherent. Le laser Proto 300-3 a un diamètre, en sortie de boîtier, de 0,48 x 0,45 mm pour une divergence de 1,32 x 1,28 mrad. Ces diamètres de faisceau sont légèrement inférieurs à ceux mesurés sur les autres SLIM 300 mW. Le profil du laser est

parfaitement gaussien avec une circularité de 0,94. La figure 105 montre une allure de ce faisceau.

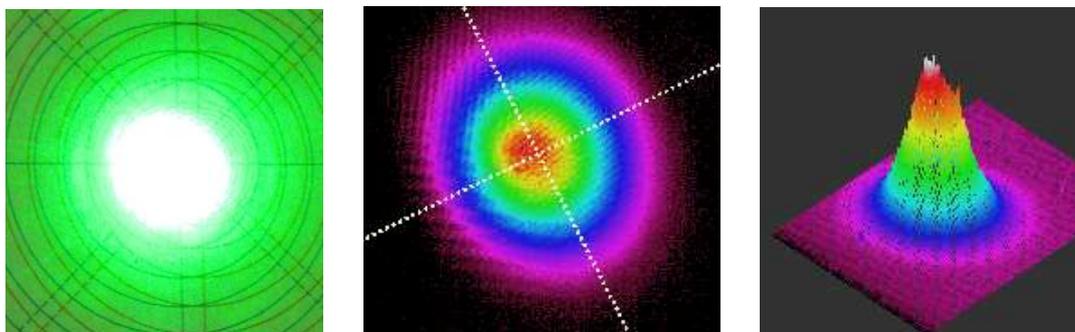


Figure 105 : Tache et profils du laser après collimation en sortie de boîtier SLIM

A.4.2.c Tableau récapitulatif des paramètres mesurés à 200 et 300 mW

*Le tableau 20 montre les statistiques des mesures de paramètres obtenus avec les 14 lasers SLIM 561 nm émettant 200 mW :

	Désignation valeur	Moyenne	Min	Max	Spécification	Validation
01_Profil	diamètre du faisceau en sortie X	0,63	0,58	0,69	0,65+/-0,15	oui
	diamètre du faisceau en sortie Y	0,61	0,56	0,65	0,65+/-0,15	oui
	Circularité sortie de source	0,97	0,92	1,00	>0,85	oui
02_M2	Divergence réelle sur l'axe X	1,18	1,09	1,46	<1,3	oui
	Divergence réelle sur l'axe Y	1,21	1,07	1,47	<1,3	oui
	M ² X	1,04	1,01	1,07	<1,2	oui
	M ² Y	1,06	1,03	1,09	<1,2	oui
	2W0x	0,63	0,52	0,68	<1,2	oui
	2W0y	0,63	0,52	0,69	<1,2	oui
	calcul Z0x	-0,06	-0,24	0,09	-0,2-0,2	oui
	calcul Z0y	-0,07	-0,19	0,04	-0,2-0,2	oui
03_Polarisation	astigmatisme	-2,60	-18,70	18,10	<50	oui
	Polarisation	1464,28	102,45	12567,00	100 min	oui
04_IR_résiduel	écart par rapport à la verticale (±°)	-0,36	-2,00	3,00	+/- 5 deg	oui
	Puissance résiduelle	0,00	0,00	0,02	0,5 mW	oui
05_BruitOptique	Bruit optique @30°C	0,06	0,04	0,09	<0,2 rms	oui
	Bruit optique @25°C	0,06	0,04	0,09	<0,2 rms	oui
	Bruit optique @15°C	0,07	0,05	0,10	0,2	oui
06_Spectre	λ mesurée	561,35	561,16	561,69	1	oui
	Monomode	oui	0,00	0,00	monofréquence <40 dB	oui
07_Démarrage_à_différentes_tempsératures_case	Puissance moyenne à 25°C	210,73	202,70	224,40	P nom + 10% max	oui
	Temps de démarrage	4,53	2,83	7,50	<10 mn	oui
	Dérive P=f(t) (sans tenir compte du bruit) ±	0,41	0,22	0,61	+/- 1 %	oui
	Nombre de power drops	0,08	0,00	1,00	0	non
	durée max de power drop	6,77	0,00	88,00	0	non
09_Demarrage_a_froid	Temps de démarrage	4,94	3,14	8,13	<10 mn	oui
	Dérive P=f(t) (sans tenir compte du bruit) ±	0,51	0,29	0,97	+/- 1 %	oui
	Lambda_début	561,33	561,16	561,69		oui
	Lambda_fin	561,33	561,16	561,69	<2 pm	oui

Table 20 : Statistiques des paramètres obtenus avec les lasers SLIM 561 nm 200 mW

La quantité d'échantillons par version cristalline intégrée est la suivante : 12 échantillons en version 18 λ et 2 en version 21,5 λ. Toutes les caractéristiques de ces lasers sont dans la fourchette de tolérances des spécifications requises. Sur les 14 lasers, un seul a eu une baisse de puissance (drop), très rapide (88 s), pendant les tests de stabilité en température. Ce laser était le premier à avoir été réglé à 200 mW. Comme il devait partir

en urgence pour une exposition dans un salon, nous n'avons pas eu le temps d'optimiser ces paramètres de fonctionnement logiciel.

* Les résultats statistiques des lasers réglés à 300 mW sont présentés ci-dessous dans la table 21:

	Désignation valeur	Moyenne	Min	Max	Specification	Validation
01_Profil	diamètre du faisceau en sortie X	0,59	0,48	0,68	0,65+/-0,15	non
	diamètre du faisceau en sortie Y	0,56	0,45	0,62	0,65+/-0,15	non
	Circularité sortie de source	0,95	0,91	0,98	>0,85	oui
02_M2	Divergence réelle sur l'axe X	1,25	1,14	1,32	<1,3	oui
	Divergence réelle sur l'axe Y	1,26	1,21	1,29	<1,3	oui
	M ² X	1,03	1,02	1,05	<1,2	oui
	M ² Y	1,01	0,88	1,07	<1,2	oui
	2W0x	0,60	0,56	0,66	<1,2	oui
	2W0y	0,57	0,49	0,63	<1,2	oui
	calcul Z0x	-0,12	-0,33	0,18	-0.2-0.2	oui
	calcul Z0y	-0,14	-0,25	0,06	-0.2-0.2	oui
	astigmatisme	-4,30	-30,30	18,30	<50	oui
03_Polarisation	Polarisation	464,25	384,00	570,00	100 min	oui
	écart par rapport à la verticale (±°)	-0,25	-4,00	7,00	+/- 5 deg	oui
04_IR résiduel	Puissance résiduelle	0,00	0,00	0,00	0,5 mW	oui
05_BruitOptique	Bruit optique @30°C	0,07	0,03	0,16	<0,2 rms	oui
	Bruit optique @25°C	0,06	0,03	0,14	<0,2 rms	oui
	Bruit optique @15°C	0,04	0,03	0,05	0,2	oui
06_Spectre	λ mesurée	561,30	560,91	561,54	+/- 1 nm	oui
	Monomode	oui	0,00	0,00	monofréquence <40 dB	oui
07_Démarrage_à_différentes températures_case	Puissance moyenne à 25°C	316,50	305,00	322,00	P nom + 10% max	
	Temps de démarrage	4,78	4,60	5,00	<10 mn	oui
	Dérive P=f(t) (sans tenir compte du bruit) ±	0,39	0,31	0,49	+/- 1 %	oui
	Nombre de power drops	0,00	0,00	0,00	0	oui
	durée max de power drop	0,00	0,00	0,00	0	oui
09_Demarrage_a_froid	Temps de démarrage	5,22	3,67	6,50	<10 mn	oui
	Dérive P=f(t) (sans tenir compte du bruit) ±	0,69	0,47	0,80	+/- 1 %	oui
	Lambda début	561,43	561,27	561,54		oui
	Lambda fin	561,43	561,27	561,54	<2 pm	oui

Table 21 : Statistiques des paramètres obtenus avec les lasers SLIM 561 nm 300 mW

Tous les lasers testés à 300 mW répondent aux spécifications demandées dans le cahier des charges. Il est intéressant de remarquer que le M² des lasers 300 mW est aussi bon que celui des lasers 200 mW et qu'il est toujours inférieur à 1,1. De plus, les variations de puissance au cours du temps, pendant des rampes de température de +15 °C à + 45 °C, sont d'environ +/- 0,4 % pour les deux puissances.

Pour terminer, tous ces lasers sont très stables en longueur d'onde car celle-ci ne varie pas de plus d'un pm pendant tous ces essais, même après plusieurs redémarrages à chaud comme à froid.

A.5 Conclusion

Pour conclure, j'ai montré qu'il était possible de réaliser des lasers DPSS compacts mono-fréquence émettant plus de 200 mW de puissance continue à 561 nm. La puissance de ces lasers est stabilisée à mieux que +/- 1% pour une gamme de température extérieure de fonctionnement de 15 °C à 45 °C. La longueur d'onde émise est mono-fréquence et ne varie pas de plus de 2 pm même en cas de redémarrages successifs de la source à différentes températures ambiantes. Le profil spatial de ces lasers est TEM₀₀ avec une circularité moyenne de 0,95. Le bruit RMS mesuré est inférieur à 0,1 % dans la gamme 10 Hz-20 MHz. Ces lasers compacts correspondent en tous points au cahier des charges demandé.

B. Mise en œuvre des cavités microchips à 553 nm

B.1 Test des cavités microchips à 553 nm

La figure 106 est une photographie d'une des cavités microchips à 553 nm. Elle comporte un disque de Nd:YAG dopé à 1,1% de 2,5 mm d'épaisseur, une lame d'onde en quartz d'épaisseur 23λ à 1106 nm, un élément polariseur DPM avec un traitement optimisé à 561 nm et un cristal de KTP orienté pour la génération optimale d'une onde de seconde harmonique à 553 nm.

Cette étude a porté sur 6 cavités : 3 d'entre elles comportaient un cristal de KTP orienté à $78,4^\circ$ et 3 autres un KTP à $78,6^\circ$. La longueur de ces cavités était d'environ 15 mm. Les pertes optiques linéaires étaient inférieures à 0,5 % par aller-retour. Ceci est un facteur clef de l'efficacité de cette raie à 1106 nm.

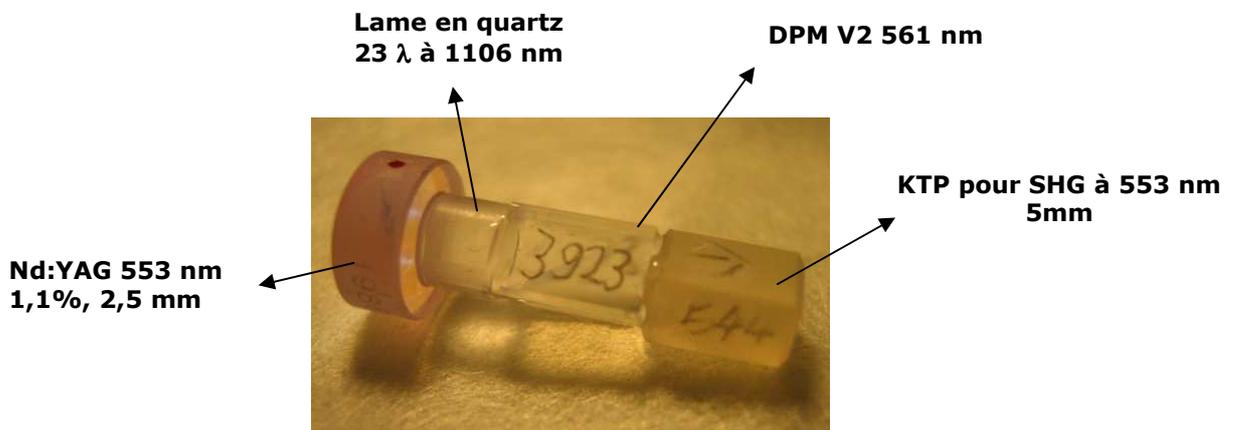


Figure 106 : Photo d'un laser microchip émettant à 553 nm

Ces cavités étant complètement assemblées par adhérence moléculaire, on ne pouvait donc jouer que sur les températures d'asservissement des cristaux et sur la puissance de la pompe pour les étudier.

B.1.1 Test des cavités en fonction de la puissance de pompe

De façon à être sûre de réguler correctement et précisément les cristaux en température, j'ai tout de suite intégré ces cavités dans une embase SLIM. Afin de mesurer le bruit de battement généré par la cavité, j'ai utilisé le système de détection des SLIM 561 nm et le logiciel de pilotage des cavités. Des couples de température Nd:YAG / lame de phase (St2) et d'accord de phase du KTP (St3) qui permettaient d'obtenir du 553 nm ont tout d'abord été recherchés. Puis, ces températures ont été optimisées afin que ce laser mono-fréquence ait le plus de puissance possible. Et là, surprise ! Les résultats ont dépassé toutes nos espérances. Je pensais avoir des difficultés à atteindre 150 mW avec 2W de puissance de pompe. Or il a été possible d'optimiser 350 mW de 553 nm à la sortie du système de détection. En augmentant la puissance de la pompe jusqu'à son maximum, soit 2,8 W, j'ai même pu régler la cavité microchip, de façon stable, à 500 mW; ce qui correspondait à 544 mW à la sortie de la cavité.

Ayant trouvé une plage de fonctionnement large en température de KTP (St3), j'ai ensuite tracé la courbe de puissance à 553 nm en fonction de la puissance de pompe à 808nm. Au début des tests, avec une puissance de pompe de 2 W, j'avais 350 mW de 553 nm pour 20 mW d'infrarouge résiduel. Si le taux de réflexion du miroir de sortie est bien de 99,9 %, on peut en déduire que la puissance en intra-cavité de 1106 nm est de l'ordre de 20 W.

La table 22 présente les résultats de test d'une cavité à 553 nm. Elle permet de voir l'évolution de la puissance émise à 553 nm en fonction de la puissance de pompe à 808 nm. Pour chaque point de mesure, l'efficacité optique en % a été calculée. La longueur d'onde et le caractère mono-fréquence de ce point de l'onde correspondante ont aussi été relevés.

Puissance de pompe (mW)	Puissance de 553 nm (mW)	Efficacité optique (%)	Longueur d'onde (nm)	Monofréquence	Bruit
1860,3	296	15,91	553,136	oui	non
1977,3	310	15,68	553,127	oui	non
2094,3	340	16,23	553,127	oui	non
2211,3	345	15,60	553,127	oui	non
2328,3	422	18,12	552,978	oui	non
2445,3	433	17,71	552,979	oui	non
2562,3	430	16,78	552,981	oui	non
2679,3	450	16,80	552,981	oui	non
2796,3	544	19,45	552,969	oui	non

Table 22 : Variation de la puissance et de la longueur d'onde en fonction de P_{pompe}

Cette table a permis de construire les courbes, figure 107. On peut voir que l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de la pompe n'est pas parfaitement linéaire. Ceci est dû au fait que je n'ai pas optimisé de façon fine la température d'accord de phase du KTP pour chaque point de mesure. Le laser a, de plus, changé de mode entre 2,2 W et 2,3 W de pompe. Autre point important, pour faire ces essais, j'ai dû travailler capot ouvert. Les mesures ont donc été légèrement influencées par les courants d'air occasionnés par du passage dans le laboratoire.

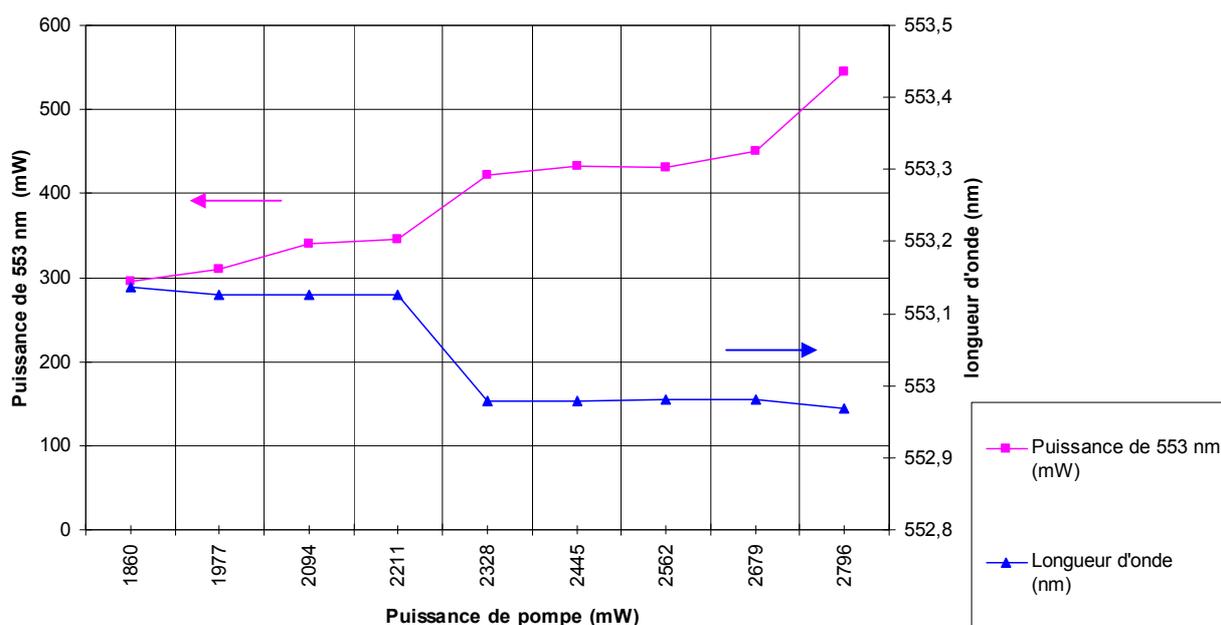
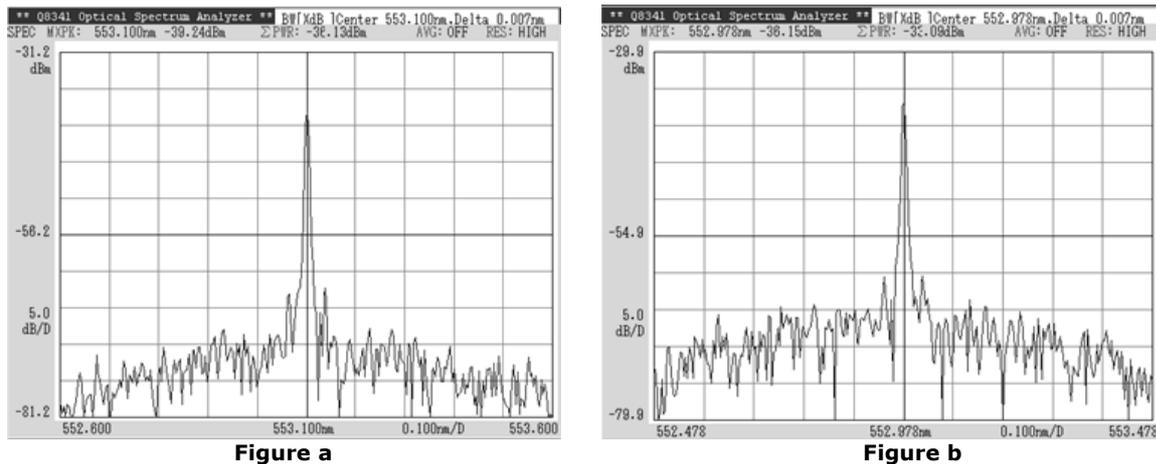


Figure 107 : Variation de la puissance et de la longueur d'onde en fonction de P_{pompe}

Si j'avais la possibilité de refaire cette expérience, je partirais des points de fonctionnement permettant d'avoir 500 mW de 553 nm et je réglerais précisément la température du KTP afin de rester sur le même mode pendant la variation de puissance de la pompe. Je ferais aussi varier la pompe de 2,8 W à 200 mW afin de faire apparaître la courbe de seuil de ce type de cavité. Cependant par analogie avec le laser microchip à 561nm, je peux dire que le seuil se trouve vers 900 mW de pompe à 808 nm.

La figure 108 présente les spectres mono-fréquence de ce laser 553 nm à 350 mW et 540 mW. Les niveaux de bruit mesurés sont de plus largement inférieurs à 0,2 % rms.



**Figure 108 : Spectres de sortie mono-fréquences d'un laser 553 nm émettant
a : 350 mW et b : 540 mW**

J'ai ainsi pu démontrer une efficacité optique d'environ 19,5 % pour ces cavités mono-fréquences à 553 nm. Elle est du même ordre que celle que j'ai obtenue avec les lasers 500 mW 561 nm.

Il serait intéressant d'expliquer pourquoi le rendement optique est identique à 561 nm et à 553 nm alors que le spectre de fluorescence montre clairement que la raie à 1106 nm est 4 dB plus faible que celle à 1123 nm. Le d_{eff} du KTP 553 nm (3,76 pm/V) est du même ordre que celui du KTP 561 nm (3,69 pm/V). Les KTP 561 nm et 553 nm sont coupés tous les deux dans le même plan cristallographique; ils sont issus du même matériau de base et ont la même longueur. Le Nd:YAG utilisé et l'élément polarisant DPM sont identiques.

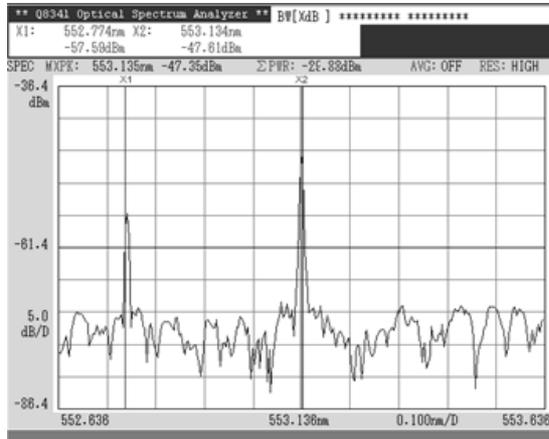
La bande passante à 3 dB de chacune des quatre raies de la bande 1106-1123 nm est approximativement égale à 1,5 nm. Elle est du même ordre que celle à 1064 nm. Cependant, la section d'émission à 1123 nm et à 1106 nm est respectivement 10 fois et 20 fois plus faible qu'à 1064 nm. La raie à 1106 nm est plus faible que la raie à 1319 nm et n'est normalement pas très efficace. Heureusement, aucune absorption par état excité n'est censée réduire les efficacités laser à 1106 nm et 1123 nm laser.

Si la perte du trajet aller-retour dans la cavité est petite (ce qui est le cas pour ces cavités), le seuil laser peut être bas même pour les transitions les plus faibles. Loin du seuil laser, le rendement est conditionné par la concurrence entre les pertes non-linéaires et linéaires. La meilleure efficacité est obtenue pour la meilleure conversion non-linéaire.

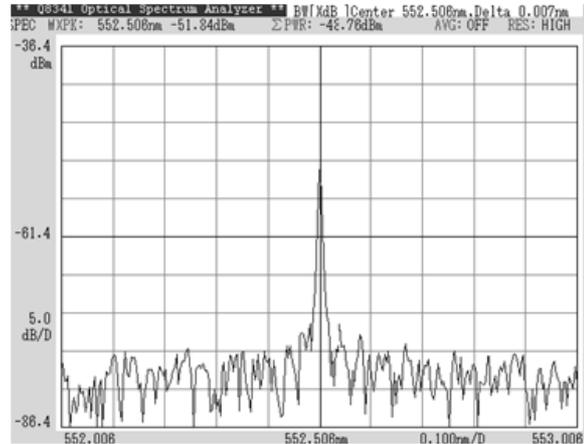
Tous ces résultats ont fait l'objet d'une communication et ont été présentés à Photonics West 2010 [2].

B.1.2 Recherche de points de fonctionnement atypiques

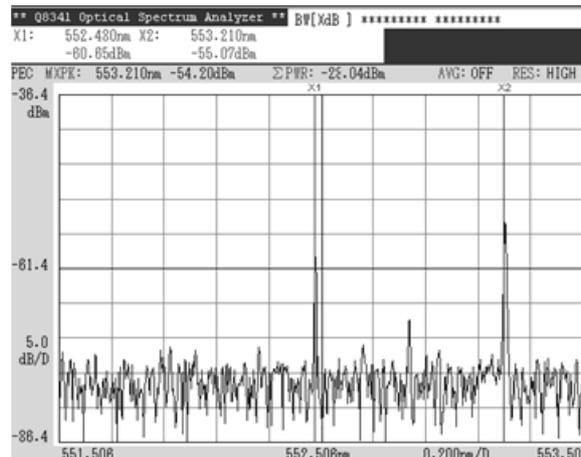
J'ai ensuite réglé la cavité de façon à faire apparaître différents modes de fonctionnement (figure 109).



(a) Apparition d'un pic à l'ISL à 552,77 nm
Tache double et instable
St2 = 23,9 °C ; St3 = 32,2 °C
Laser bruyé et puissance 300 mW stable



(b) Laser mono-fréquence à 552,56 nm
Tache très propre et légèrement ovale
St2 = 23,8 °C ; St3 = 32,25 °C
Laser sans bruit et puissance 370 mW stable



(c) Apparition de plusieurs pics à l'ISL
Tache double et instable
St2 = 27 °C ; St3 = 32,8 °C
Laser bruyé et puissance 50 mW instable

Figure 109 : Formes du spectre en fonction des températures de consigne

Les points de fonctionnement sans bruit sont tous mono-fréquences. L'apparition d'un pic à l'ISL, même 30 dB en dessous du pic principal, apporte du bruit et est mesuré instantanément par le SE détection. J'ai remarqué, cependant, qu'une raie ayant une puissance 50 dB en dessous du pic principal n'est pas vue par ce dispositif. Il est donc possible d'avoir un laser SLIM ayant une raie parasite à 50 dB en dessous de la raie principale si la température du KTP est mal réglée.

B.1.3 Mesures des paramètres de faisceau

A l'aide d'une caméra OPHIR, j'ai fait une acquisition, à 30 cm, du profil du faisceau et mesuré son diamètre pour une puissance de 300 mW et 500 mW. Afin de supprimer l'infrarouge résiduel provenant du laser de pompe et de la raie fondamentale du laser, j'ai utilisé le sous ensemble SE détection qui comporte un filtre infrarouge.

Le type de profil typique de faisceau à 500 mW est représenté figure 110 :

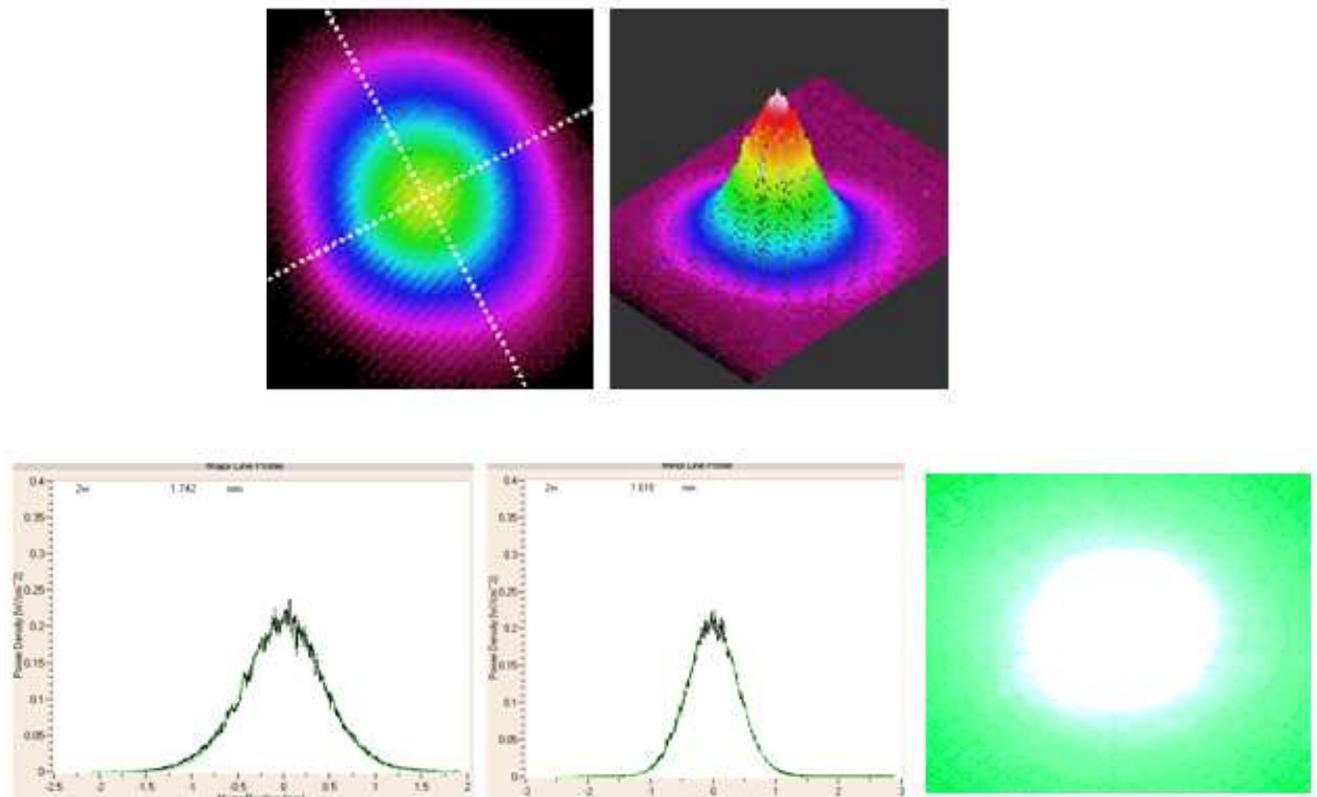


Figure 110 : Profil typique d'un faisceau à 553 nm

Le profil est légèrement ovale et correspond à ce qu'on doit obtenir avec un cristal ayant un walk-off de 21 mrad. La circularité est de 0,85. La divergence est de l'ordre de 5,5 mrad sur un axe et 6,3 mrad sur l'autre axe.

Ce sont des résultats très proches de ceux observés avec les lasers à 561 nm émettant 500 mW.

B.2 Test des lasers complets à 200 mW

Les 6 cavités testées ont été intégrées dans un laser SLIM avec un SE polariseur car les cavités microchips avaient toutes un mauvais taux de polarisation. 5 d'entre elles ont été paramétrées à 200 mW pour cette étude et 1 à 50 mW pour une démonstration chez un client. Il y a très peu d'écart de réalisation entre un SLIM 553 nm et un SLIM 561 nm 300 mW. En effet, tous les sous-ensembles sont identiques à l'exception de la cavité cristalline. C'est un laser qui sera très facilement transférable en production quand la cavité laser aura été validée et que la fourniture de chaque cristal sera stabilisée.

Je rappelle ci-dessous les spécifications optiques demandées pour ces lasers.

	min	typique	max	remarques
Longueur d'onde (nm)	552,5	553	553,5	SLM, mais pic à l'ISL toléré
Puissance (mW)		50	200	
Diamètre du faisceau (mm)		TBT	1.05	A l'ouverture
Circularité	0,80	0,85		
Divergence (mrad)	0,7	1	1,3	1/e ² plein angle
Qualité de faisceau			1,2 M ²	
Stabilité de pointé (μrad)		5	10	
Taux de polarisation		100 :1		non critique car laser fibré par le client
Stabilité sur 8 heures (%)			+/-1	A +/-3°C
Bruit RMS (%)			0,2	rms, 10 Hz-2MHz, +15 to 45 °C
Température base (°C)	+15 °C		+45 °C	

Table 23 : Rappel du cahier des charges du laser à 553 nm

B.2.1 Auto-paramétrage des lasers à 553 nm

Chaque laser a été réglé à l'aide du logiciel d'auto-paramétrage développé par mes collègues Julien Beaurepaire et Julien Rouvillain. Ce logiciel réalise des signatures représentant la cartographie des paramètres de fonctionnement des lasers. Pour cela, il change les consignes de :

- St1 et I1, respectivement la température de consigne et le courant de la pompe,
- St2, la température de consigne du couple Nd:YAG/ lame de phase,
- St3, la température fine de consigne du KTP.

L'algorithme est capable de calculer des trios de paramètres de réglage, à l'aide de l'étude des pentes et des largeurs des lobes de fonctionnement sans bruit. Il établit ensuite la liste de tous les trios possibles et les hiérarchise avec des coefficients de probabilité.

Le logiciel essaye le trio de paramètres le plus probable et vérifie ensuite sa stabilité en faisant varier les paramètres de la pompe, les températures internes et externes. Si celui-ci ne convient pas, il teste le trio suivant.

Note : Que de chemin parcouru entre les premiers réglages effectués à la main et maintenant ! Un grand bravo à ces messieurs.

Voici figure 111, un exemple d'une des signatures réalisées et le point choisi par le logiciel d'auto-paramétrage. Personnellement, j'aurai choisi ce lobe en priorité car il est symétrique, assez large, suffisamment puissant et sans lobe adjacent qui pourrait gêner le réglage fin des températures.

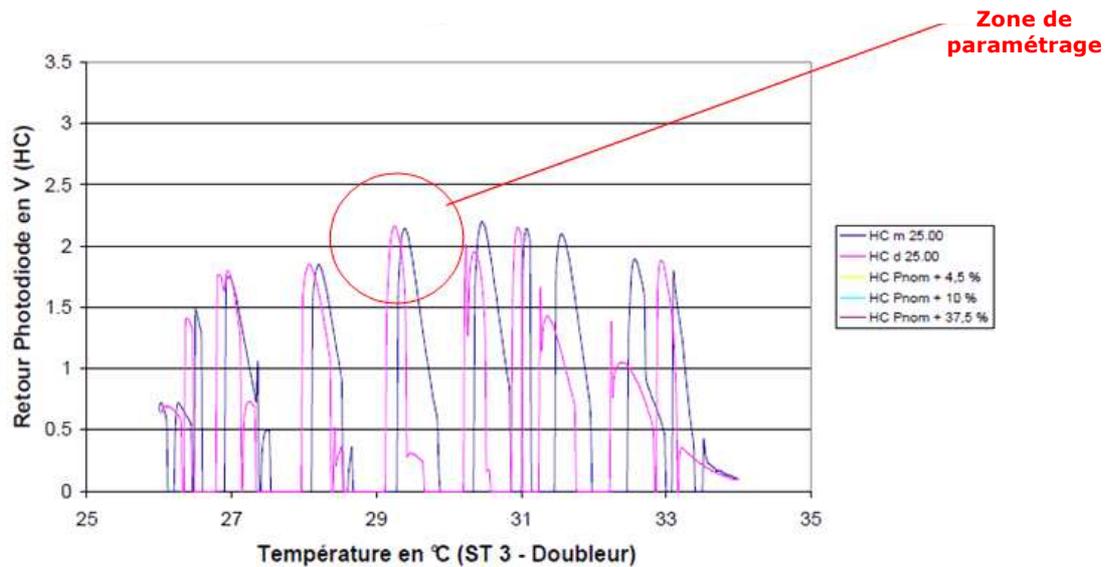


Figure 111 : Exemple de signature d'un laser microchip 553 nm

B.2.2 Stabilité au cours du temps

Pour réaliser ce test, le laser est positionné, capot hermétiquement fermé, sur un banc de test automatisé comportant une semelle chauffante. Le laser SLIM est vissé sur cette semelle, le contact thermique étant assuré par une feuille métallisée autocollante (Pad). Un cycle en température est ainsi appliqué à l'embase du laser SLIM et permet de vérifier que le logiciel d'asservissement réagit correctement (représenté par It5 dans la figure 112).

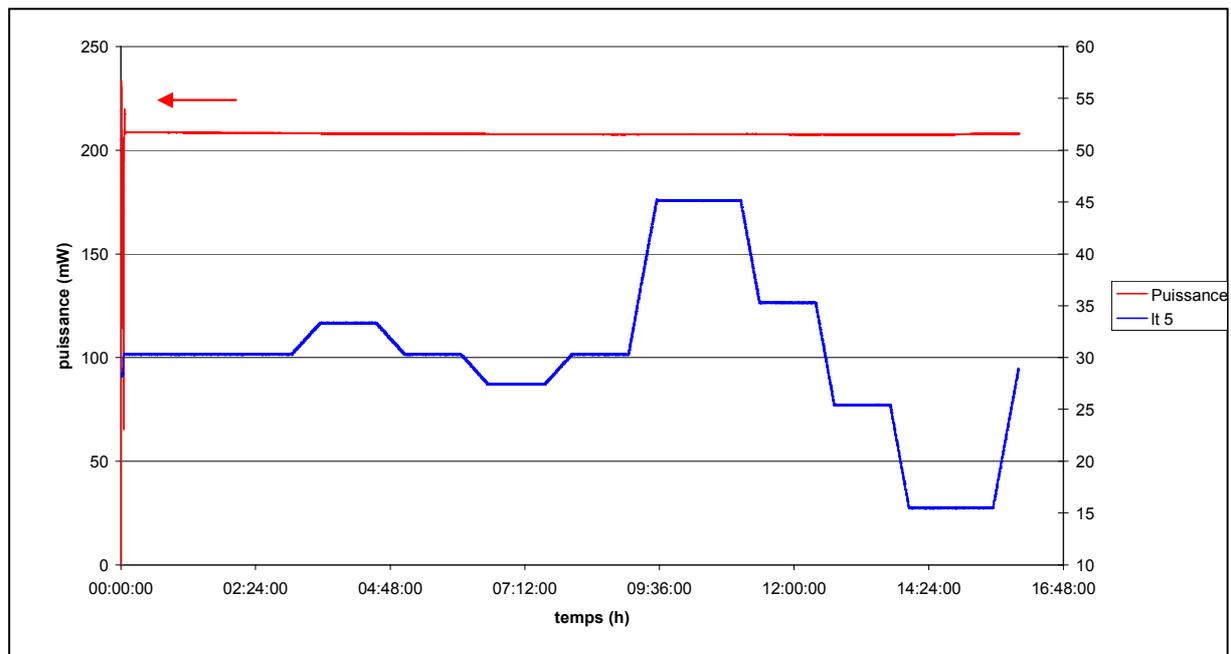


Figure 112 : Stabilité de puissance d'un laser à 553 nm sous rampes 15 °C – 45 °C (stabilité +/- 0,36 %)

Le cycle programmé des variations de température semelle Lt5, pendant 16 heures, est le suivant :

- Variation de la température de la semelle de 30 °C à +/- 3 °C pendant 9 heures avec des rampes de 3 °C et des périodes de stabilité de 3 heures à 1 heure. Cette première partie de mesure permet de vérifier la stabilité du laser et la tenue de l'algorithme à une variation lente de la température de +/- 3 °C. Elle simule les variations de température dans un laboratoire normalement climatisé et des variations de température de 0,1 °C par minute.

- Variation de la température de la semelle de 45 °C à 15 °C avec des rampes en température rapide et des périodes de stabilisation d'une heure. Cette seconde partie sert à vérifier que l'algorithme est capable de suivre lorsque les variations de température sont de 0,5 °C par minute. Ces pentes correspondent plus à ce qui peut se passer pendant des phases de démarrage.

L'exemple ci-dessus (figure 109) montre une variation de +/- 0,36 °C pendant ce cycle de température. Ce qui est parfaitement dans la spécification de +/- 1 % requise.

B.2.3 Démarrages successifs à différentes températures

Sur le même banc de test réglable en température, sont réalisés 3 démarrages successifs à différentes températures de semelle de façon à vérifier que le laser démarre bien de façon automatique sur le même mode.

La séquence est la suivante : 3 démarrages à 15 °C, 3 démarrages à 35 °C, 3 démarrages à 25 °C, 3 démarrages à 45 °C et finalement 3 démarrages à 30 °C.

Dans l'exemple ci-après (figure 113), le laser 200 mW à 553 nm a réussi tous ses démarrages de 15 °C à 45 °C. Les spécifications de démarrage sont donc remplies.

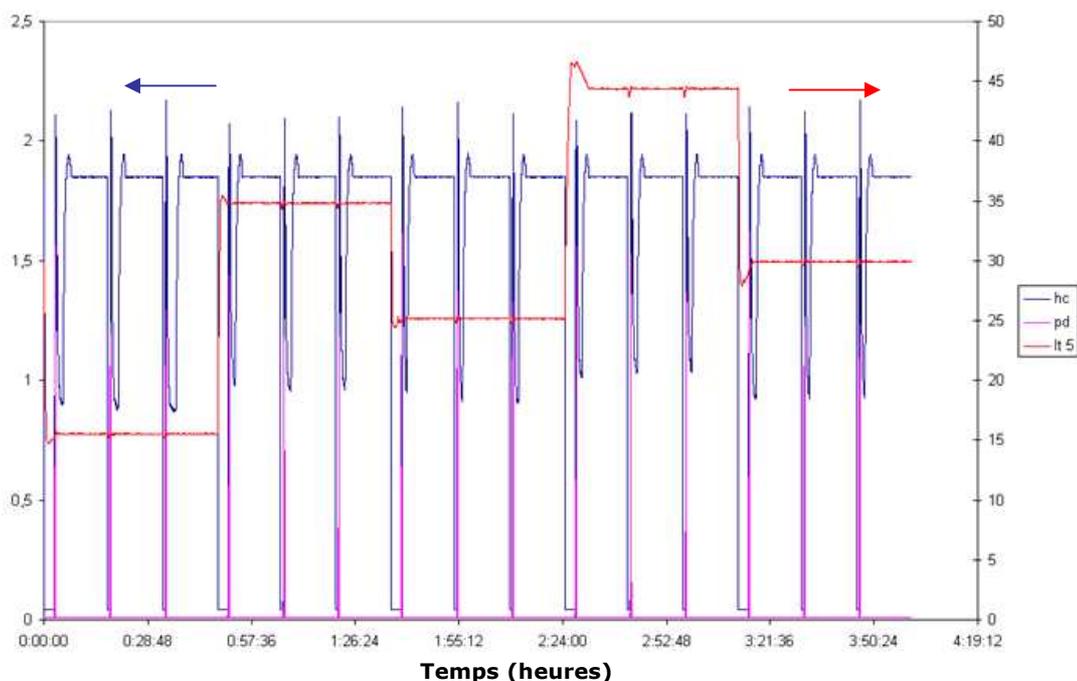


Figure 113 : Démarrages multiples d'un laser à 553 nm à différentes températures semelle

B.2.4 Démarrage après plusieurs jours d'arrêt

Afin de s'assurer que le laser démarrera en automatique sur le lobe de fonctionnement programmé, le laser est arrêté au moins pendant 2 jours. Il est ensuite rallumé en mode automatique. Sont alors de nouveau mesurées, la longueur d'onde et la courbe de puissance émise en fonction du temps ($P=f(T)$) pour une température semelle fixe de 30°C. Ce test permet aussi de mettre en évidence une défaillance quelconque dans le laser SLIM que cela soit au niveau de la cavité microchip qu'au niveau de la tenue mécanique des autres sous-ensembles.

Les courbes ci-dessous (figure 114) montrent le démarrage dit « à froid » après 4 jours d'arrêt et la stabilité de puissance à une température de semelle fixe pendant 60 heures.

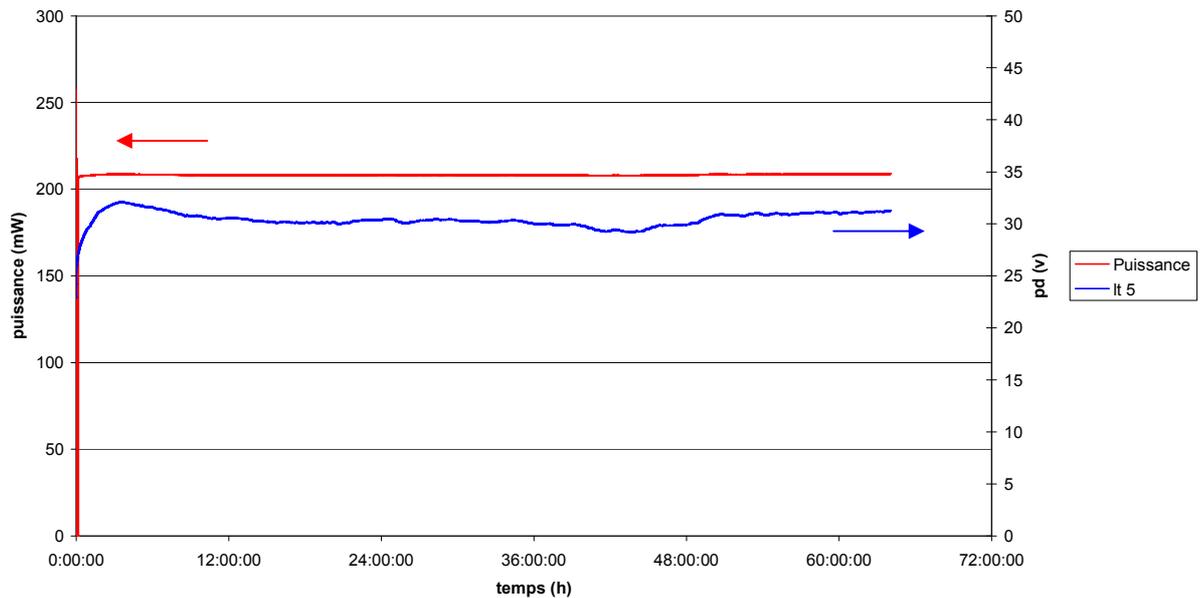


Figure 114 : Stabilité de puissance après démarrage dit « à froid » (stabilité +/- 0,46 %)

La puissance de sortie de ce laser a bougé de +/- 0,46 % pendant les 64 heures de test pour une température semelle d'environ 30 °C et une température ambiante naturellement variable entre 17-25 °C. La longueur d'onde de ce laser, au début des tests de stabilité en rampe de température, était de 552,871 nm. A la fin des tests de stabilité après le démarrage à froid, la longueur d'onde est toujours de 552,871 nm. La longueur d'onde du laser n'a donc pas bougé de plus d'un picomètre pendant la durée de ces essais.

Les résultats des 5 lasers à 553 nm sont résumés dans la table 24.

Tous les lasers testés ont démarré, en moins de 5 minutes, sur le même mode quelque soit la température de la semelle entre +15 °C et +45 °C. Leur démarrage est identique à chaud et à froid. Ils émettent tous au minimum 208 mW. Les dérives de puissances mesurées lors des cycles thermiques de +15 °C +45 °C sont toutes inférieures à +/- 0,5 %. Aucun saut de puissance n'a été observé pendant les tests, ni aucun fonctionnement bruité. Les lasers n'ont jamais été multi-modes pendant les rampes de température. L'algorithme d'asservissement, développé pour les lasers 561 nm, fonctionne donc très bien sur les lasers 553 nm.

	917	918	929	969	998	
SN source	917	918	929	969	998	
SN driver	804		763	844		
Version cristaux	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	
Version Soft	3.1.2 spec3	3.1.2 spec3	2.1.31 spec 3	2.1.31 spec 3	2.1.31 spec 3	
Désignation du laser	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	
07_Démarrage_à_différentes	Démarrage à 15°C	3	3	3	3	
	Puissance moyenne à 15°C	218,3	209,5	207,8	208,8	215,3
	Démarrage à 25°C	3	3	3	3	3
	Puissance moyenne à 25°C	218,4	211,30	208,00	209,10	215,90
	Démarrage à 30°C	3	3	3	3	3
	Puissance moyenne à 30°C	218,4	212,4	208,6	209,6	216
	Démarrage à 35°C	3	3	3	3	3
	Puissance moyenne à 35°C	218,5	211,9	208,3	209,5	215,9
	Démarrage à 45°C	3	3	3	3	3
	Puissance moyenne à 45°C	218,6	212,3	208,7	209,8	215,9
08_PuissanceVSTemps	Durée du test	16	16	16	16	38
	Temps de démarrage	4,75	3,5	4,5	3,5	3,42
	Dérive P=f(t) (sans tenir compte du bruit) ±	0,39	0,16	0,36	0,41	0,35
	Pourcentage de bruit	No	No	No	No	No
	Nombre de passages bruités	0	0	0	0	0
	Temps maximum de rattrapage	0	0	0	0	0
	Temps moyen de rattrapage	0	0	0	0	0
	Nombre de power drops	0	0	0	0	0
	durée max de power drop	0	0	0	0	0
	09_Demarrage_a_froid	Durée de l'arrêt	3	2	3	2
Durée du test (heures)		64	16	16	64	16
Temps de démarrage		4,25	4	5,5	4	3,8
Dérive P=f(t) (sans tenir compte du bruit) ±		0,44	0,28	0,46	0,29	0,4

Table 24 : Mesures de paramètres obtenus avec les lasers SLIM 553 nm 200 mW

B.2.5 Mesures de la longueur d'onde et du taux de polarisation

Pour chaque laser SLIM, la longueur d'onde a été relevée à l'aide d'un analyseur de spectre optique visible très haute résolution. Le taux de polarisation et sa verticalité ont été mesurés à l'aide d'un polariseur de Glan-Thompson de référence.

Les résultats de mesure de ces paramètres sont rassemblés dans le tableau 25 :

	917	918	929	969	998	
SN source	917	918	929	969	998	
SN driver	804		763	844		
Version cristaux	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	
Version Soft	3.1.2 spec3	3.1.2 spec3	2.1.31 spec 3	2.1.31 spec 3	2.1.31 spec 3	
Désignation du laser	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	
03_Polarisation	Polarisation	4475	427	4365	480	5466
	écart par rapport à la verticale (±°)	4	2	-1	-2	-3
04_IR_résiduel	Puissance résiduelle	0	0,0000	0,0000	0,0138	0,0000
05_BruitOptique	Bruit optique @30°C	0	0,0487	0,0342	0,0253	0,0505
	Bruit optique @25°C	0,0397	0,0605	0,0342	0,0271	0,0694
	Bruit optique @15°C	0,0359	0,0529	0,0612	0,0233	0,0636
06_Spectre	λ mesurée	552,851	552,778	552,871	552,857	552,917
	Monomode	Yes	Yes	Yes	Yes	No
09_Demarrage_a_froid	Lambda_début	552,852	552,778	552,871	552,858	552,917
	Lambda_fin	552,852	552,778	552,871	552,857	552,917

Table 25 : Mesures de paramètres obtenus avec les lasers SLIM 553 nm 200 mW

Les taux de polarisation sont tous supérieurs à 400 : 1 avec une verticalité entre -3° et +4°. Ce qui est dans la gamme de spécification.

Les longueurs d'ondes sont toutes comprises entre 552,77 nm et 552,92 nm. Tous les lasers sont parfaitement mono-fréquence à l'exception du SOU-0998 qui présente un petit mode parasite, à 544,9 nm, à 51 dB en dessous du pic à 552,9 nm. Ce pic parasite semble provenir du doublage de la raie 1089 nm. Cette raie du Nd:YAG, qui ne peut normalement pas laser, se trouve ici favorisée par le taux de réflexion des miroirs HR du Nd:YAG et du KTP 553 nm qui semblent être supérieurs à 99 % dès 1087 nm. Dans le cas de cette cavité, il faudrait refaire le paramétrage en décalant légèrement la température de la lame de phase afin de créer des pertes supplémentaires à 1089 nm.

La longueur d'onde de tous les lasers testés n'a pas bougé de plus de 1 pm, entre les premiers tests de stabilité et la fin de tests après démarrage après plusieurs jours d'arrêt.

B.2.6 Paramètres de faisceau après réglage du SE collimation

Chaque faisceau de laser SLIM à 553 nm a été collimaté avec le sous-ensemble SE collimation.

A l'aide d'un analyseur de faisceau et de M2 Cohérent, nous avons mesuré chaque profil de laser.

La table 26 résume les paramètres de faisceau mesurés pour les 5 lasers SLIMs testés :

	917	918	929	969	998	
SN source	917	918	929	969	998	
SN driver	804		763	844		
Version cristaux	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	
Version Soft	3.1.2 spec3	3.1.2 spec3	2.1.31 spec 3	2.1.31 spec 3	2.1.31 spec 3	
Désignation du laser	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	553-200-COL-OE	
Tdiode - ST1						
Tcristaux - ST2R - ST3R						
	Température diode	26.8	25.7	35	29.1	34.5
	Température Yag	25	31	28	25	30
	Température Cristal	26.03	32.29	33.4	27.46	34.71
01_Profil	diamètre du faisceau en sortie X	0.62	0.622	0.548	0.88	0.557
	diamètre du faisceau en sortie Y	0.594	0.611	0.51	0.68	0.549
	Circularité sortie de source	0.96	0.98	0.93	0.89	0.99
02_M2	Divergence réelle sur l'axe X	0.9	1.18	1.28	1.12	0.937
	Divergence réelle sur l'axe Y	0.89	1.21	1.29	1.19	0.957
	M ² X	1.05	1.05	1.04	1.03	1.18
	M ² Y	1.06	1.06	1.06	1.05	1.16
	2W0x	0.818	0.627	0.57	0.644	0.879
	2W0y	0.839	0.616	0.582	0.623	0.847
	calcul Z0x	0.304	-0.146	0.057	-0.098	0.144
	calcul Z0y	0.244	-0.126	0.032	-0.103	0.048
	astigmatisme	-6.5	3.9	-5.6	-0.9	10.52

Table 26 : Mesures de paramètres de faisceau obtenus avec les lasers SLIM 553 nm 200 mW

Tous les lasers 200 mW à 553 nm ont un M² de l'ordre de 1,1 sur les deux axes. Leurs divergences après la mise en forme de faisceau varient entre 0,9 et 1,29 mrad. Les diamètres de faisceau en sortie des lasers SLIM varient de 0,57 mm à 0,87 mm. La circularité est comprise entre 0,89 et 0,99.

Le SE collimation permet donc aussi de re-circulariser le faisceau légèrement ovale du laser à 553 nm.

La position du waist suivant X et Y du faisceau de sortie calculé se trouve entre -14 cm et + 30 cm. Ce qui correspond au cahier des charges du laser.

Si on compare ces résultats avec ceux mesurés avec des lasers 561 nm de même puissance, on se rend compte que les circularités sont quasiment équivalentes. Par contre les diamètres de sortie sont un peu plus petits car les lasers 553 nm sont un peu plus divergents que ceux à 561 nm.

B.2.7 Tableau de résultats

Le tableau 27 présente l'ensemble des paramètres mesurés avec les lasers SLIM 553 nm et les compare avec l'attendu. Tous les paramètres ont été validés et correspondent aux spécifications du cahier des charges.

	Paramètres mesurés	Moyenne	Min	Max	Spécification	Validation
01_Profil	diamètre du faisceau en sortie X	0.65	0.55	0.88	0,6 +/- 0,15 mm	oui
	diamètre du faisceau en sortie Y	0.59	0.51	0.68	0,6 +/- 0,15 mm	oui
	Circularité sortie de source	0.95	0.89	0.99	>0.85	oui
02_M2	Divergence réelle sur l'axe X	1.08	0.90	1.28	<1.3 mrad	oui
	Divergence réelle sur l'axe Y	1.11	0.89	1.29	<1.3	oui
	M ² X	1.07	1.03	1.18	<1.2	oui
	M ² Y	1.08	1.05	1.16	<1.2	oui
	2W0x	0.71	0.57	0.88	<1.2	oui
	2W0y	0.70	0.58	0.85	<1.2	oui
	calcul Z0x	0.05	-0.15	0.30	-0.2-0.2	oui
	calcul Z0y	0.02	-0.13	0.24	-0.2-0.2	oui
03_Polarisation	Polarisation	3042.60	427.00	#####	100 : 1 min	oui
	écart par rapport à la verticale (±°)	0.00	-3.00	4.00	+/-5	oui
04_IR_résiduel	Puissance résiduelle	0.00	0.00	0.01	<0.5	oui
05_BruitOptique	Bruit optique @30°C	0.04	0.03	0.05	<0.2	oui
	Bruit optique @25°C	0.05	0.03	0.07	<0.2	oui
	Bruit optique @15°C	0.05	0.02	0.06	<0.2	oui
06_Spectre	λ mesurée	552.85	552.78	552.92	1	oui
	Monomode	oui	0.00	0.00	monofréquence <40 dB	oui
07_Démarrage_à_différentes_tempsératures_case	Puissance moyenne à 25°C	212.54	208.00	218.40	P _{nom} +10% max	oui
	Temps de démarrage	3.93	3.42	4.75	<10 mn	oui
	Dérive P=f(t) (sans tenir compte du bruit) ±	0.33	0.16	0.41	<+/-1%	oui
	Nombre de power drops	0.00	0.00	0.00	0	oui
	durée max de power drop	0.00	0.00	0.00	0	oui
09_Demarrage_a_froid	Temps de démarrage	4.31	3.80	5.50	<10 mn	oui
	Dérive P=f(t) (sans tenir compte du bruit) ±	0.37	0.28	0.46	<+/-1%	oui
	Lambda_début	552.86	552.78	552.92	1	oui
	Lambda_fin	552.86	552.78	552.92	1	oui

Table 27 : Statistiques des paramètres mesurés avec les lasers SLIM 553 nm 200 mW

Pour conclure, j'ai montré qu'il était possible de réaliser des lasers DPSS compacts mono-fréquences émettant plus de 200 mW de puissance continue à 553 nm. Comme pour les lasers 561 nm précédemment développés, la puissance des lasers 553 nm est stabilisée à mieux que +/- 1 % pour une gamme de température de fonctionnement de 15 à 45 °C. La longueur d'onde émise est mono-fréquence et ne varie pas de plus de 2 pm même en cas de redémarrages successifs de la source à différentes températures ambiantes. Le profil de faisceau est gaussien TEM₀₀ et a une circularité d'environ 0,9. Les rendements de conversion pompe/visible sont de l'ordre de 20 % et sont très proches des 25 % obtenus avec nos cavités émettant à 532 nm.

B.3 Test de fonctionnement longue durée

Pour ce test, un laser SLIM à 553 nm a été installé sur le banc de vieillissement des lasers pendant deux semaines. Il a fonctionné sur un simple radiateur ventilé, dans une pièce du laboratoire où la température ambiante a varié entre 18 °C la nuit et 25 °C la journée. Sa puissance de sortie mesurée à l'aide d'un détecteur externe Ophir, son courant de diode de pompe et ses températures de fonctionnement ont été relevées toutes les 30 secondes pendant 339 heures. Sa longueur d'onde a été mesurée de temps en temps quand l'analyseur haute-résolution Advantest était disponible.

Les courbes suivantes représentent, pour les premières (figure 115) : la puissance de sortie du laser et le courant de la diode de pompe en fonction du temps, et pour les secondes (figure 116) : la longueur d'onde, les températures du doubleur (St3) et de la semelle (It5).

La puissance de sortie de ce laser a varié de +/- 0,41 % pendant les 339 heures de test tandis que le courant de pompe a varié de +/- 20 mA.

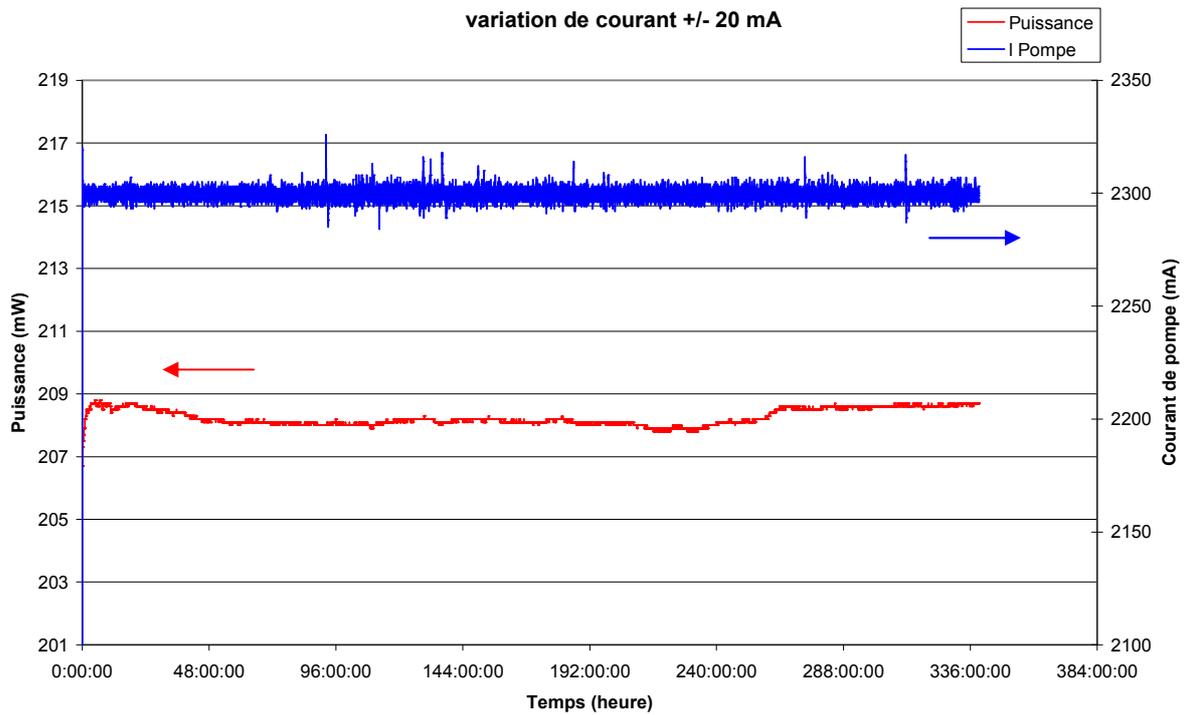


Figure 115 : Stabilité de puissance pendant 339 heures sur un radiateur ventilé
Stabilité de puissance = +/- 0,41 %
Stabilité de courant de pompe = +/- 20 mA

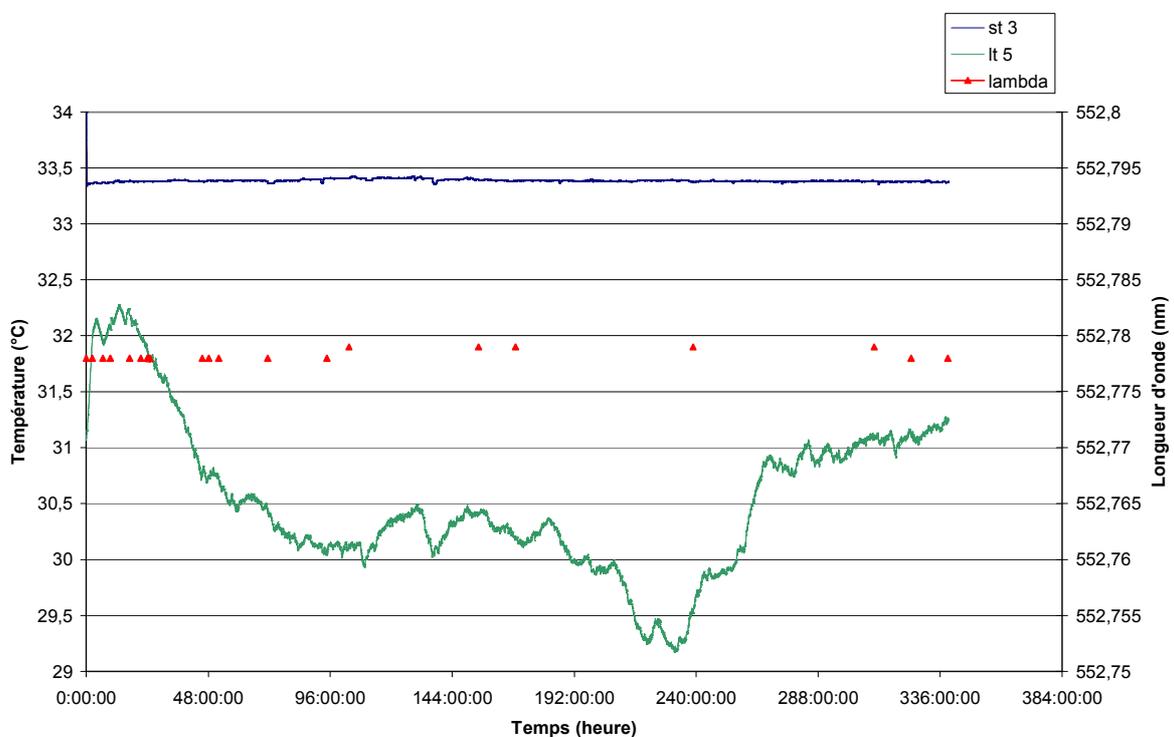


Figure 116 : Stabilité de longueur d'onde et de température KTP pendant 339 heures
Stabilité en longueur d'onde = 1 pm pour un delta de St3 de +/- 0,33 °C et de Lt5 de +/- 1,56 °C

Le laser est resté mono-fréquence pendant toute la durée du test et sa longueur d'onde n'a varié que d'1 pm seulement. La température du doubleur a fluctué de +/- 0,33 °C afin d'optimiser le point de fonctionnement du laser pendant que la température de la semelle variait de +/- 1,56 °C.

Aucune détérioration due à un phénomène de gray track n'a été observée pour ce laser comportant un KTP standard et émettant 200 mW à 553 nm.

B.4 Conclusion

Pour conclure, j'ai montré qu'il était possible de réaliser des lasers DPSS compacts mono-fréquences émettant plus de 200 mW de puissance continue à 553 nm. Comme pour les lasers 561 nm précédemment développés, la puissance des lasers 553 nm est stabilisée à mieux que 1 % pour une gamme de température de fonctionnement de 15 à 45 °C. La longueur d'onde émise est mono-fréquence et ne varie pas de plus de 2 pm même en cas de redémarrages successifs de la source à différentes températures ambiantes. Le profil de faisceau est gaussien TEM₀₀ et a une circularité d'environ 0,9. Les rendements de conversion pompe/visible sont de l'ordre de 20 % et sont très proches des 25 % obtenus avec nos cavités émettant à 532 nm.

C. Recherche des défauts de fiabilité

Dans cette partie, je vais mettre en avant les problèmes de fiabilité que nous avons rencontrés avec les cavités microchips et avec la tête laser SLIM.

Un gros travail a été effectué afin de fiabiliser la fabrication des cavités lasers. Nous sommes passés d'un taux de défaillance supérieur à 50 % pour les premières versions à un taux inférieur à 20 % pour les dernières. Au niveau de la tête laser complète, des actions ont été menées afin d'éviter toutes sources de défaillance à long terme (pollution/détérioration des optiques ou de la diode de pompe, limitations logicielles et physiques des consignes de température des cristaux).

C.1 Recherche des défauts de fiabilité de la cavité microchip

Pour les premières versions de cavités microchips avec double prisme, le taux de défaillance lors des tests de contrôle d'entrée était de 50 % ; puis d'environ 20 % en cours de fonctionnement après intégration dans les SLIM.

Ces défauts étaient essentiellement dus à des problèmes de tenue du contactage par adhérence moléculaire, principalement aux interfaces Nd:YAG/lame de phase et 2^{ème} prisme/KTP. Nous avons aussi observé une modification à long terme de la fermeture de cavité causée par le vieillissement des brides de ciment-colle. Les paramètres de ces cavités laser « dérivait » après un cycle en température ou bien après un arrêt de quelques heures. Le laser redémarrait alors très difficilement avec ses réglages d'origine. L'algorithme d'asservissement, malgré sa complexité, ne permettait pas toujours d'assurer un fonctionnement sans saut de mode de la cavité au cours du temps et lors de rampes en température.

Par contre, aucune dégradation des miroirs de la cavité n'a été mise en évidence même lors des essais ayant permis de montrer la faisabilité d'une émission continue à 500 mW de 561 nm.

Afin de remédier à tout ceci, plusieurs actions correctrices ont été mises en œuvre :

- Utilisation de disques de Nd:YAG plus épais (2,5 mm au lieu de 1,6 mm) afin d'éviter toute déformation importante sous l'action de la chaleur apportée par la pompe ;

- Optimisation de la qualité de polissage des cristaux avec l'introduction de la réglementation MIL-O-13830A ;
- Mise en place d'un plan de réalisation des cristaux avec un grand nombre de points de contrôle de la qualité (surface, parallélisme, homogénéité, emballage unitaire sans trace de contaminant...) ;
- Vérification de l'état de surface de toutes les faces des cristaux contactées et nettoyage approfondi avant contactage ;
- Suppression des brides de ciment-colle et du joint en silicone autour du gap d'air, par l'introduction du double prisme monolithique (DPM) intégrant un traitement diélectrique interne contactable ;
- Introduction d'une phase de vieillissement thermique des microchips chez le fabricant ;
- Vérification visuelle des adhérences moléculaires par microscopie et enregistrement de données afin de pouvoir faire des comparaisons en cas de défaillance ;
- Mise en place d'une procédure de contrôle d'entrée des microchips comportant la réalisation d'une cartographie automatique de fonctionnement de la cavité.

Les dernières versions de lasers microchips AMR ont donné de très bons résultats en termes de puissance émise et de stabilité à très long terme. Le taux de non-conformité n'est plus que de 20 % au maximum. Cependant, le taux de polarisation du faisceau laser visible n'est pas toujours supérieur à 100:1 malgré l'orientation des axes cristallins du Nd:YAG par rapport à l'axe Z de la lame de phase. Ces microchips, hors tolérance, ont été classés en dérogés.

Le tableau 28, présente ci-dessous, le nombre d'échantillons réalisés par version de microchips AMR, le taux de défaillance observée lors des tests de contrôle d'entrée et le nombre de défaillance après intégration dans un laser SLIM :

Version de microchips	Contrôle d'entrée des microchips				Contrôle après intégration des microchips dans le laser SLIM			
	Quantité testée	Conforme	Dérogé	Non conforme	Quantité intégrée	Conforme <200 mW	Conforme >=200 mW	Non conforme
561 AMR 18λ	34	40 %	38 %	21 %	20	90 %	0 %	10 %
561 AMR 23,5λ	5	25 %	75 %	0 %	5	0 %	100 %	0 %

Table 28 : Statistiques de conformité des lasers microchips à 561 nm testés

Les microchips dérogés, qui avaient un taux de polarisation entre 50:1 et 100:1, ont pu être tout de même intégrés dans un laser SLIM grâce à l'option au SE polariseur. Les cavités non-conformes avaient soit une cavité dite « ouverte », soit un fonctionnement instable, soit une cartographie de fonctionnement très inhomogène.

Toutes les cavités laser n'ont pas été intégrées dans un laser SLIM. Oxxius étant une société privée, les commandes des clients étaient prioritaires. Afin de minimiser les problèmes, ont été utilisées en premier les cavités déclarées conformes au contrôle d'entrée, puis celles qui étaient dérogées à cause du taux de polarisation.

J'ai pu pour des essais R&D, intégrer des cavités dites « instables » afin de vérifier si nos indicateurs étaient valables. Trois des cinq SLIM non-conformes contenaient ces cavités dérogées pour instabilité. Par contre, deux lasers SLIM, déclarés non-conformes lors des tests finaux en fin de production, intégraient des cavités déclarées conformes au contrôle d'entrée. Après expertise, nous nous sommes rendu compte que le problème ne provenait pas du laser microchip à proprement dit. Le premier SLIM présentait un double faisceau en sortie du boîtier laser occasionné par une optique cassée dans le SE détection. Le second avait subi un choc thermique consécutif à une défaillance de la carte de pilotage des éléments Peltier ; le gradient thermique trop important entre le Nd:YAG et le KTP avait fait déconnecter partiellement les cristaux.

C.2 Recherche des défauts de fiabilité du laser SLIM

Afin de vérifier que le laser SLIM, dans son intégralité, était fiable, nous avons réalisé des essais de fonctionnement à long terme sur certains d'entre eux. Ils ont tous été montés sur une plaque métallique servant de dissipateur thermique et laissés en fonctionnement pendant plus de 3000 heures. Ils se trouvaient tous dans une pièce du laboratoire réservée à cet effet. La température de cette pièce n'était pas spécialement régulée. Les lasers ont tous subi plusieurs arrêts et redémarrages dus à des coupures de courant aléatoires. Ils ont vécu chacun leur « vie ». Nous relevions, de façon régulière, la puissance émise par le laser et les paramètres principaux de régulation. Nous regardions aussi en champ lointain l'aspect de la tache visible afin de vérifier son homogénéité et tenter de détecter une éventuelle détérioration des optiques à l'intérieur du module.

C.2.1 « Pollution » des optiques

Au début de ces essais, nous avons eu des problèmes de « pollution » sur certaines optiques dans la tête laser. Au bout de quelques heures de fonctionnement, le faisceau de certains lasers se constellait (figure 117) et la puissance de sortie baissait ou augmentait régulièrement. Des expertises ont été menées en 2009 sur les systèmes de détection défaillants. Il a été montré que certaines colles UV optiques dégazient même après leur polymérisation complète. Des particules attirées par le faisceau laser se déposaient sur les optiques qu'il traversait (figure 119). Nous avons essentiellement observé des « pollutions » sur la face d'entrée du SE détection (le filtre infrarouge) et sur celle de sortie (la lame de renvoi) (figure 118). Exceptionnellement, des taches de pollution ont été vues sur la fenêtre de sortie du SLIM ou bien sur les lentilles du SE collimation. La propreté initiale de ces optiques avait été, dans ce cas, grandement mise en doute. Des procédés de nettoyage approfondis de toutes les optiques ont été mis en place au sein d'Oxxius ainsi que des recommandations auprès des fournisseurs afin qu'ils n'utilisent plus de solvant ou d'emballage contaminant (ex : les boîtes avec du gel de contact contiennent un composé siliconé).

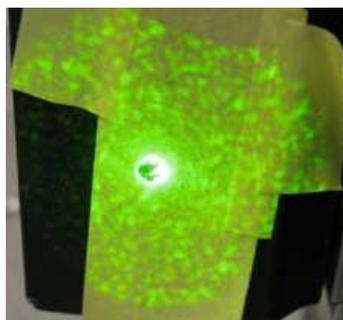


Figure 117 : Photographie d'un faisceau à 561 nm constellé

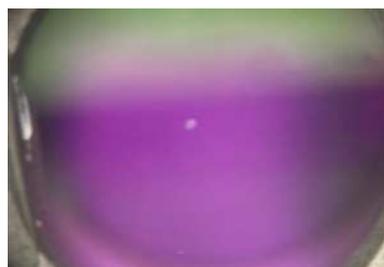


Figure 118 : Tache de « pollution » observée sur une face d'entrée de lame de renvoi



Figure 119 : (a) Auréole de solvant déposé: diamètre 90 µm, (b) Poussière : diamètre 25 µm

C.2.2 Essais de vieillissement à très long terme

Afin de s'assurer que le laser SLIM n'avait pas de problème de conception qui ne se révèle qu'à très long terme, des essais ont été réalisés avec deux lasers 561 nm à 300 mW pendant respectivement 10 000 heures et 6 000 heures. La puissance de sortie a été relevée avec un photo-détecteur Ophir ; les températures de consigne de la diode et des cristaux ont été enregistrées ainsi que le courant de la diode de pompe.

Pendant ces essais, les lasers ont été aléatoirement éteints puis rallumés suite à des coupures de courant (ce qui était relativement fréquent).

Les graphiques suivants montrent l'évolution de ces paramètres pour les deux lasers testés.

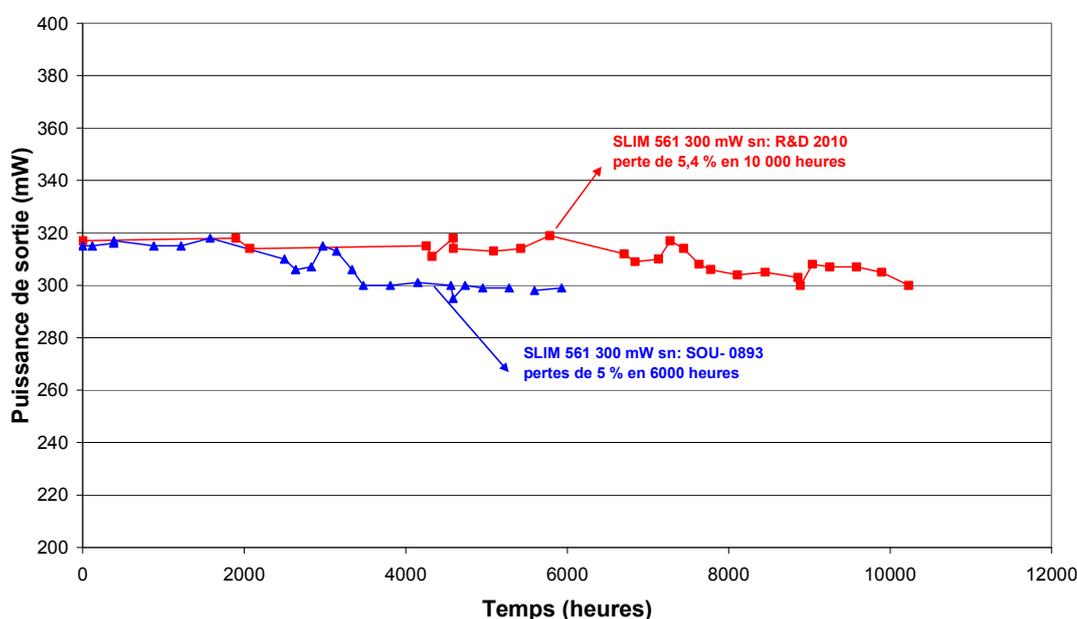


Figure 120 : Variation de la puissance des lasers 300 mW à 561 nm en fonction du temps

Comme le montre la figure 120, le premier laser (en rouge) a perdu 5,4% de sa puissance en 10 000 heures ; alors que le second (en bleu) a baissé de 5% en 6 000 heures. Cette perte est probablement due à une opacification très lente des optiques du SE collimation ou du SE détection. Cependant, le local dans lequel étaient testées ces sources n'étant pas exempt de poussière, des particules ont pu aussi se déposer sur la fenêtre de sortie du capot.

SLIM 561 nm 300 mW- Tests de vieillissement

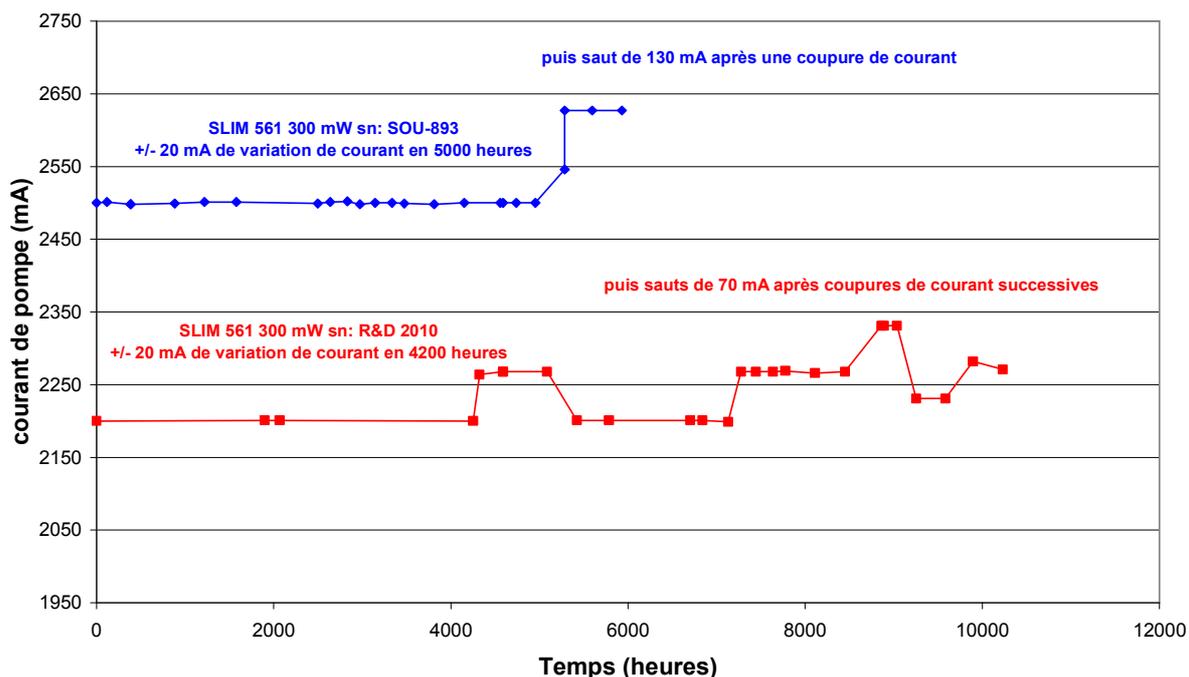


Figure 121 : Variation du courant des diodes de pompe en fonction du temps

Lorsque l'on regarde l'évolution du courant de pompe (figure 121), on peut voir qu'il a varié au maximum de 150 mA, soit d'environ 5 %, pour les deux lasers. Ce résultat est bien meilleur que ce qui est annoncé dans les spécifications constructeurs des diodes de pompe. En effet, à une puissance de 2 W, leur courant peut baisser de 10 % au bout de 10 000 heures à une température de 25 °C.

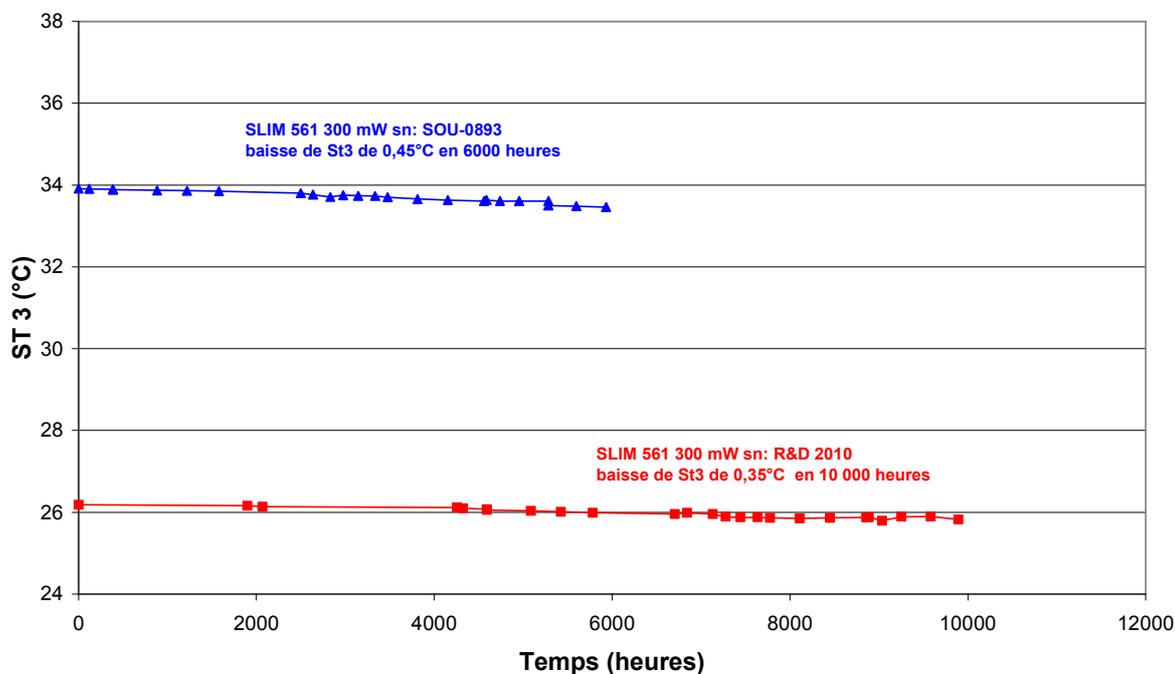


Figure 122 : Variation de la température du KTP en fonction du temps

Le graphique présenté dans la figure 122 montre la variation de température du doubleur pour les deux lasers. La température de consigne du KTP St3 a baissé de 0,35 °C pour le

premier laser et de 0,45 °C pour le second. Je ne saurais pas dire, vu la pente très faible de cette dérive, si cela peut s'expliquer par une absorption supplémentaire du KTP (gray track) ou par une variation du coefficient thermique de la graisse de contact entre le KTP et sa monture en cuivre.

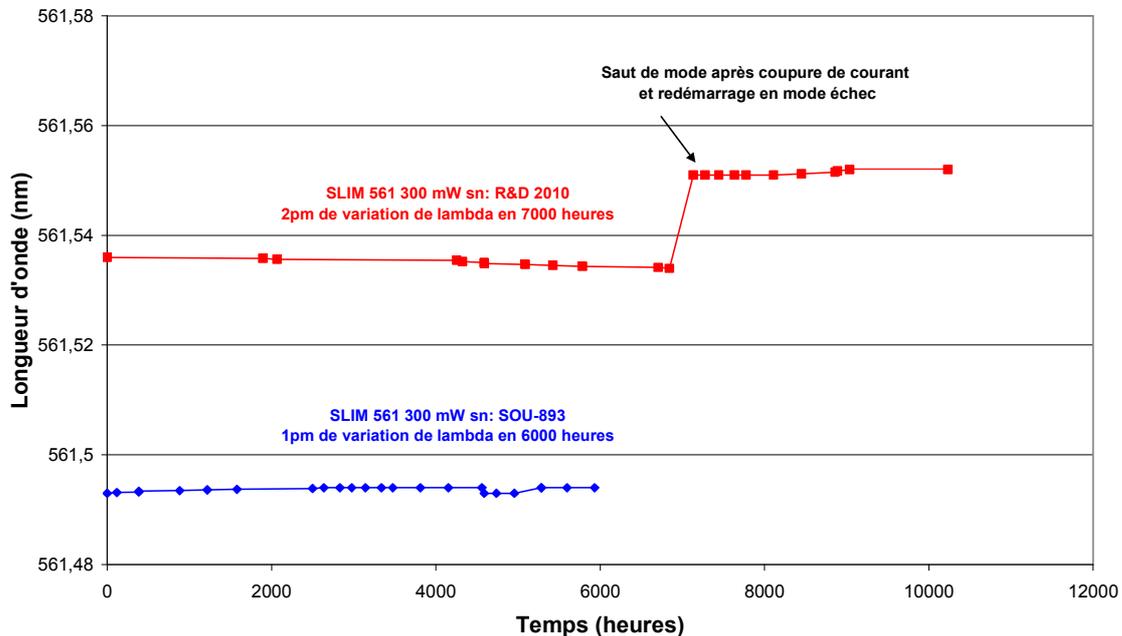


Figure 123 : Variation de la longueur d'onde des lasers en fonction du temps

Selon la figure 123, la longueur d'onde de ces deux lasers n'a pas varié de plus de 2 pm pendant au moins 6 000 heures de test malgré les différents arrêts et redémarrages. Le premier laser n'a pas réussi à redémarrer sur ses points de paramétrages initiaux au bout de 7200 heures. Il a démarré, en mode échec, sur le mode de cavité adjacent au mode initial. Il n'a bougé que de 17 pm. Pour ce laser, le fait que le SE diode soit vissé à travers l'embase au lieu d'être collé sur la surface en alumine de l'élément Peltier de la diode peut expliquer un tel comportement.

C.2.3 Test en enceinte climatique

Pour vérifier la tenue en température du laser SLIM à 553 nm dans son intégralité, celui-ci a été placé dans une enceinte climatique. L'ensemble a été soumis à un cycle en température ambiante de 25 °C à 60 °C pendant 4 heures ; ce qui correspond à environ 35–70 °C sur le dessus du boîtier SLIM. Ce test aurait pu mettre en évidence les éventuels défauts de la structure. Il a permis aussi de voir si les colles et graisses thermiques utilisées évoluaient si l'on dépassait les températures de fonctionnement recommandées.

Les résultats présentés figure 124 tiennent compte des déformations mécaniques de la semelle et des pièces supports des sous-ensembles ainsi que des problèmes dus à la cavité laser microchip. Des signatures fines montrant le comportement du laser SLIM ont été relevées avant la mise en étude (1 : tracé en rose), à la sortie de l'étuve (2 : tracé en bleu clair) et 16 heures plus tard (3 : tracé en bleu foncé). La longueur d'onde ainsi que la température du KTP St3 sur laquelle le software de démarrage automatique s'était positionné ont aussi été relevées. La température de l'ensemble Nd:YAG/lame de phase était réglée à 22 °C.

Sur les courbes suivantes, on peut voir qu'à la sortie de l'étuve, le laser a légèrement évolué. Le software a réussi tout de même à démarrer le laser en mode échec (le mode 14), c'est-à-dire qu'il a réussi à trouver un autre point de fonctionnement stable avec des conditions de température St2 et St3 en dehors des plages de réglage standards. La longueur d'onde au démarrage n'est plus garantie au picomètre près car dans ce mode de démarrage, le software peut faire démarrer le laser SLIM sur un mode de cavité adjacent. 16 heures après cet essai, la nouvelle signature réalisée à température ambiante montre que le laser fonctionne de nouveau. Sa signature correspond parfaitement à celle obtenue avant le cycle thermique. Le laser redémarre en mode automatique sur le même mode de cavité que précédemment. La longueur d'onde n'a pas varié d'un pm.

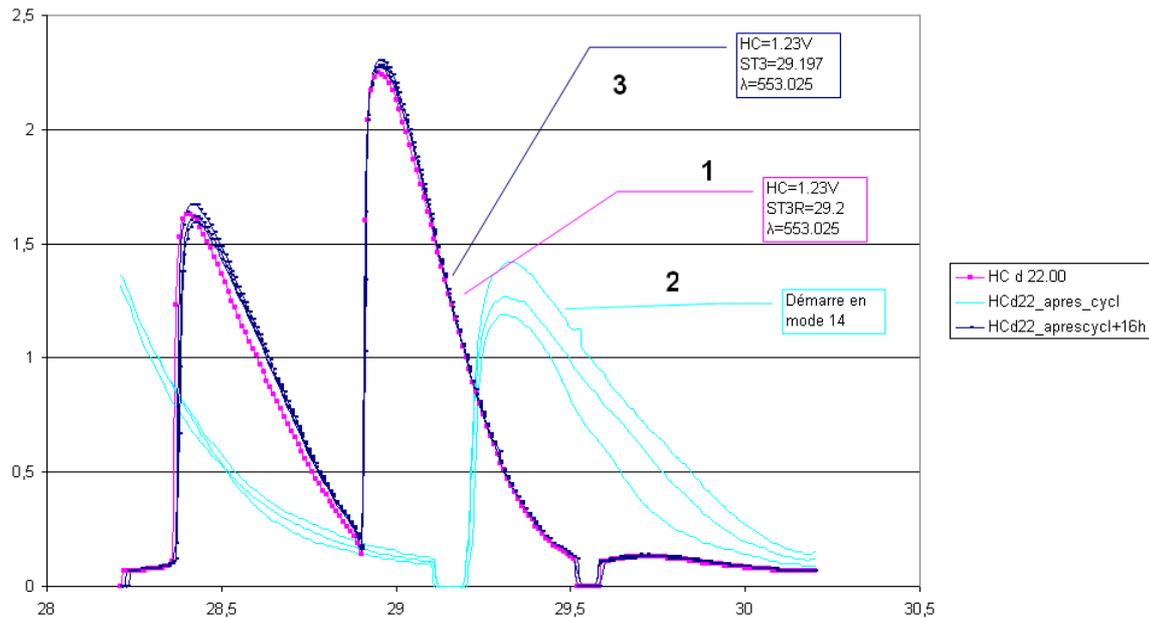


Figure 124 : Signature du laser avant et après passage en enceinte climatique entre 25 °C et 60 °C

Ce test a montré que le laser SLIM à 553 nm était relativement résistant aux chocs thermiques à hautes températures et que les interfaces n'avaient pas changé de constante thermique. Le démarrage en mode « échec » à la sortie de l'étuve provient du fait que la semelle en cuivre et les pièces mécaniques se sont dilatées. Ce n'est pas la cavité laser microchip qui a évolué mais la position de la pompe par rapport à la cavité. Lorsque tous les sous-ensembles ont retrouvé leur position d'origine, la cavité a retrouvé sa signature initiale.

Des tests à température plus basse n'ont pas été effectués car ce laser devait être prêté à un client pour une démonstration et nous n'avons pas voulu prendre le risque de le détériorer. En effet, lorsque la température ambiante est en dessous de 15 °C, en cas d'augmentation rapide de la température ambiante et si le boîtier du laser n'est pas parfaitement étanche, il y a un fort risque de condensation à l'intérieur de la tête laser. La moindre condensation peut occasionner de gros dommages sur la face émettrice de la diode laser de pompage, sur les faces externes de la cavité microchip et sur les optiques des sous-ensembles détection et collimation.

C.2.4 Conclusion

Les tests de vieillissement de plus de 6000 heures n'ont pas révélé de défauts de conception majeurs (dilatation des pièces mécaniques, variation des coefficients thermiques des colles et pâte de contact, pollution ou détérioration des optiques...). Nous n'avons pas réussi à mettre en évidence un quelconque problème de gray track dans les cristaux de KTP-F à 300 mW alors qu'il avait été très facilement observé avec un laser émettant une puissance continue de 200 mW à 532 nm.

Il reste cependant encore des études à mener pour contrôler et fiabiliser les interfaces contactées par adhérence moléculaire. Ceci passera par une étude fine des interactions matière/matière et par la mise en place d'appareils de mesures optiques qualitatives et quantitatives dont nous ne disposons pas encore.

D. Bibliographie de la 4^{ème} partie

[1] T. Georges, C. Chauzat, A. Poivre, **Half-Watt single frequency yellow 561 nm and yellow-green 553 nm DPSS lasers with record 19% optical conversion efficiency**, San Francisco CA, USA, 2010, Solid state lasers XIX : Technology and Devices, Proc. SPIE, Vol. 7578, pp 75780T.1 -75780T.7.

[2] T. Georges, C. Chauzat, A. Poivre, N. Landru, J. Rouvillain, **Short and long term frequency stability of linear monolithic intra-cavity frequency-doubled solid-state laser**, San Francisco CA, USA, 2010, Solid State Lasers XIX: Technology and Devices, Proc. SPIE, Volume 7578, pp. 75780U.1-75780U.7.

Conclusion et perspectives



L'objet de cette thèse était l'étude approfondie d'une solution permettant de réaliser de façon industrielle des lasers solides ultra-compacts émettant une raie mono-fréquence à 561 nm ou à 553 nm. Motivée par le remplacement des lasers à gaz et à colorant se situant dans la gamme 550-570 nm, elle a abouti à une architecture, brevetée par la société Oxsius, de laser solide de type microchip pompé par diode. Ces lasers compacts sont composés d'un cristal de Nd:YAG émettant à 1123 nm (ou à 1106 nm), d'une lame de phase, d'un élément polarisant et d'un cristal non-linéaire permettant de générer une onde de seconde harmonique visible en intra-cavité. Les différents composants de cette cavité sont assemblés par adhérence moléculaire et ne contiennent aucune partie mobile. Les caractéristiques du profil de faisceau, le caractère mono-fréquence du spectre d'émission et le faible bruit d'amplitude font que ces lasers microchips sont parfaitement dédiés à des applications liées à la métrologie, aux biotechnologies et à la recherche médicale.

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons montré que les lasers émettant aux longueurs d'onde 561 nm et 553 nm étaient très demandés pour des applications touchant aux domaines des sciences du vivant et de la métrologie de pointe telles que la spectroscopie Raman ou bien la spectroscopie de flux par fluorescence. Puis, après avoir décrit les différents types de technologie de laser disponibles, nous avons justifié l'intérêt d'étudier et de développer ces lasers DPSS microchips par rapport aux solutions déjà existantes.

Nous avons rappelé, dans la seconde partie, quelles étaient les contraintes technologiques et environnementales liées au développement de ces cavités microchips. Les caractéristiques de la diode de pompe et les dimensions maximales de ces cavités ont été figées par les développements précédemment réalisés au sein d'Oxxius. Il aurait été inutile d'effectuer un quelconque dimensionnement en ne connaissant pas ces caractéristiques. Nous avons ensuite expliqué pourquoi nous avons choisi comme milieu amplificateur un cristal de Nd:YAG.

Puis, nous avons présenté les différentes générations de l'élément polarisant qui permet de sélectionner l'état de polarisation de l'onde fondamentale oscillant dans la cavité. Cet élément est une des clefs de l'architecture particulière de cette cavité. La dernière génération de ce composant a été brevetée (DE 10 2009 047 471). Il est composé de deux lames de référence en SiO₂ assemblées par adhérence moléculaire. L'originalité du concept tient au fait qu'un traitement diélectrique contactable a été déposé sur l'une des deux lames côté interne. Le sandwich assemblé est ensuite orienté de façon à ce que le traitement soit à angle de Brewster. Il nous a ainsi été possible de créer un élément polarisant qui ne crée aucune perte sur une onde incidente (*p*) polarisée parallèlement et qui introduit 12,5% de pertes sur une onde incidente (*s*) polarisée orthogonalement.

Après une rapide description de la tête laser Oxsius dans son ensemble, nous avons introduit quelques généralités au sujet des effets non-linéaires et de la génération de seconde harmonique dans un cristal de type mm². Nous avons montré ensuite comment avec l'aide du logiciel SNLO nous avons choisi d'utiliser un cristal de KTP-F pour réaliser le doublage de fréquence.

Nous avons expliqué pourquoi, afin de garantir le caractère mono-fréquence de l'émission infrarouge fondamentale, il était utile d'introduire 2 filtres de Lyot dans la cavité. Le premier filtre de Lyot est constitué par un cristal biréfringent (le KTP-F) orienté à 45° des axes de l'élément polarisant. Ce filtre est très sélectif. Son intervalle spectral libre est d'environ 1,7 nm. Il permet de sélectionner le mode principal de la cavité et crée des pertes sur les modes adjacents se trouvant à +/- 30 pm. Le second filtre de Lyot est réalisé par un autre cristal biréfringent (lame de phase en quartz) orienté lui aussi à 45° des axes de l'élément polarisant. Ce filtre est moins sélectif car il a un intervalle spectral libre de 17 nm. Il permet de supprimer les modes naturels gênants du Nd:YAG qui peuvent osciller dans la cavité (par exemple le 1112 et le 1116 nm pour un laser à 1123 nm). Cette architecture de dispositif laser continu pompé par diode comprenant deux filtres a été brevetée par la société Oxxius en 2007 (EP 2018688).

Par la suite, nous avons proposé une étude théorique simplifiée de la cavité microchip, basée sur une théorie de calcul de filtre de Lyot avec des matrices de Jones 2x2 proposée par H. Nagai en 1992. Ce modèle nous a permis de déterminer quelles étaient les épaisseurs des éléments biréfringents nécessaires pour réaliser le taux de filtrage souhaité pour des modes situés à l'ISL de la cavité (modes axiaux) et à l'ISL du filtre de Lyot du KTP.

Dans la troisième partie de ce document, nous avons présenté le mode d'assemblage original de ces cavités microchips : l'adhérence moléculaire. Ce procédé est couramment utilisé pour l'assemblage de plaques de silicium utilisées dans l'industrie du semi-conducteur. Les matériaux contactés entre eux sont généralement de même nature. Dans nos cavités, nous avons réalisé des adhérences moléculaires entre différents matériaux (Nd:YAG sur SiO₂ et SiO₂ sur KTP-F). Nous avons montré la faisabilité et la tenue dans le temps de ce procédé pour des densités de puissance de l'ordre de 5 MW/cm². Aucune « colle » classique n'aurait pu convenir pour de telles densités de puissance.

Dans cette partie nous avons aussi présenté les résultats de test d'angle de coupe des KTP-F. Nous avons montré que, pour réaliser le doublage de fréquence optimal d'une onde à 1123 nm, l'angle de coupe du cristal non linéaire de KTP-F était $\varphi = 0^\circ$ et $\theta = 75,5^\circ$ suivant le plan de coupe XZ au lieu de $\theta = 75,3^\circ$ calculé par SNLO. Ce résultat a été confirmé par le test d'une quarantaine d'échantillons identiques obtenus après la découpe d'un cristal de KTP-F de 20 x 20 x 5 mm³ sur lequel avait été déposé un miroir de sortie de cavité HR > 99,9 % à 1123 nm. Afin d'industrialiser le composant, il nous a fallu travailler main dans la main, pendant 3 ans, avec nos différents fournisseurs de KTP-F. Ils avaient l'habitude d'orienter des cristaux pour la génération de seconde harmonique à 532 nm mais n'avaient pas de procédés suffisamment précis pour orienter les cristaux à mieux que 0,1° près. Nous avons dû comparer leurs outils de mesure et les étalonner.

Le cristal doubleur de fréquence choisi pour réaliser le doublage de fréquence d'une onde à 1106 nm est un aussi cristal de KTP-F. Il est coupé suivant le même plan que celui du KTP-F à 561nm. De la même manière que précédemment, il a été montré que l'angle de coupe optimal du KTP-F était $\varphi = 0^\circ$ et $\theta = 78,4^\circ$ au lieu de $\theta = 78,2^\circ$ calculé par SNLO. Nous retrouvons l'écart de 0,2° observé avec le 561 nm. Il reste cependant encore des études à mener pour déterminer les tolérances de cet angle de coupe. Il aurait été possible d'utiliser un cristal de KTA mais nous ne l'avons pas fait faute de temps. Ce cristal pourrait être intéressant car il a un rendement non linéaire supérieur à celui du KTP et n'est pas sensible, à ma connaissance, au gray track.

Lorsque nous avons testé ces cristaux de KTP-F en cavité déployée, nous avons mis en évidence un effet non linéaire du troisième ordre dans le KTP-F : l'effet Raman. Le seuil Raman obtenu est environ 10 fois plus faible que celui rapporté dans les publications car cet effet apparaît à partir de 1,5 W de pompe à 808 nm. Par somme de fréquence avec les raies naturelles du Nd:YAG, il nous est ainsi possible de créer des cavités lasers DPSS

qui émettent à de nouvelles longueurs d'onde dans la bande 540-600 nm, comme par exemple à 545 nm ou à 588 nm. Les premiers essais de cavités Raman Oxixius à 588 nm ont d'ailleurs fait l'objet d'une communication présentée à Photonics West en 2012.

Dans la quatrième partie de ce manuscrit, nous avons présenté les résultats de test obtenus avec les cavités microchips émettant à 561 nm et à 553 nm. Des résultats statistiques en termes de fiabilité de l'adhérence des cavités et de fiabilité de l'ensemble de la tête laser ont été exposés.

Nous avons montré qu'il était possible de réaliser des lasers DPSS compacts mono-fréquences émettant plus de 500 mW de puissance continue à 561 nm avec seulement 2,6 W de puissance de pompe à 808 nm. Les rendements de conversion pompe/visible sont de l'ordre de 19 % et sont très proches des 25 % obtenus avec nos cavités émettant à 532 nm. La puissance de l'onde fondamentale à 1123 nm dans la cavité est estimée à environ 35 W. Ces très bons résultats sont dus au fait que les pertes intrinsèques de la cavité microchip pour l'onde fondamentale sont largement inférieures à 0,5%, que l'angle de coupe du KTP-F a été optimisé et que le double filtre de Lyot est très sélectif. A 200 mW d'émission continue, la longueur d'onde est mono-fréquence et ne varie pas de plus de 2 pm même en cas de redémarrages successifs de la source à différentes températures ambiantes. Le profil de faisceau à 561 nm est gaussien TEM₀₀ et a une circularité d'environ 0,9 après remise en forme par un sous-ensemble de collimation. La puissance émise à 561 nm est stabilisée à mieux que 1 % pour une gamme de température de fonctionnement de 15 °C à 45 °C. Nous n'avons pas observé de phénomènes de saturation. La puissance de l'onde émise à 561 nm étant directement liée à la puissance à 1123 nm générée en intra-cavité, il serait possible d'émettre plus de 500 mW en continu à condition de pouvoir rallonger la longueur de la cavité et d'augmenter la puissance de la pompe à 808 nm. Il serait alors intéressant d'étudier les effets thermiques causés par l'onde fondamentale IR dans le cristal de KTP.

Nous avons réalisé des tests de fonctionnement de très longue durée avec des lasers DPSS microchips à 561 nm émettant 300 mW en continu. Les tests de vieillissement de 6000 heures et 10 000 heures n'ont pas révélé de défauts de conception majeurs (dilatation des pièces mécaniques, variation des coefficients thermiques des colles et pâte de contact, pollution ou détérioration des optiques...). La puissance de sortie a baissé d'environ 5 % pendant cette période. Cette décroissance a été attribuée entre autre au vieillissement des optiques internes de prélèvement et de mise en forme du faisceau et à la pollution déposée à l'extérieur de la tête laser sur la fenêtre sortie. Nous n'avons pas observé de dégradation due à l'effet gray track dans ces cavités car la température automatique de consigne du KTP a très peu évolué pendant cette période (environ 0,4° C).

Par la suite, nous avons montré que, grâce à l'architecture particulière de notre cavité, il était possible de faire osciller la raie à 1106 nm du Nd:YAG et réaliser par génération de seconde harmonique des lasers DPSS compacts mono-fréquence émettant plus de 200 mW de puissance continue à 553 nm. Comme pour les lasers 561 nm précédemment développés, la puissance des lasers 553 nm est stabilisée à mieux que 1 % pour une gamme de température de fonctionnement de 15 °C à 45 °C. La longueur d'onde émise est mono-fréquence et ne varie pas de plus de 2 pm même en cas de redémarrages successifs de la source à différentes températures ambiantes. Le profil de faisceau est gaussien TEM₀₀ et a une circularité d'environ 0,9. Les rendements de conversion pompe/visible sont de l'ordre de 20 %. Nous n'avons pas réussi à mettre en évidence un quelconque problème dû à l'effet du gray track dans le cristal de KTP-F à 553 nm pendant 300 heures de test avec une puissance émise de 200 mW. Mais comme la longueur d'onde se rapproche de 532 nm, on peut estimer que le seuil du phénomène de gray track a des probabilités d'être inférieur à celui du 561 nm.

Ce succès est dû au fait que les cavités microchips Oxixius sont à très faibles pertes mais aussi au fait que le principe de double filtrage est très efficace. Les miroirs de cavité

déposés ont été conçus afin que les raies de la bande à 1064 nm et celles à 1319 nm ne puissent pas osciller dans la cavité. Les raies de la bande à 1100 nm, à l'exception de la raie à 1106 nm, sont toutes atténuées par le filtrage fin en intra-cavité. Débarrassée de toutes les raies fondamentales parasites qui auraient pu lui voler le gain d'amplification, la raie à 1106 nm peut enfin osciller.

J'ai obtenu ces résultats en 2009. Quatre ans plus tard, je n'ai toujours pas vu d'autre publication faisant état de l'oscillation de la raie à 1106 nm dans un laser solide à base de Nd:YAG et cela malgré l'intérêt porté à cette longueur d'onde par la communauté scientifique. Le laser à 553 nm est, en effet, en train de devenir un laser de référence pour des applications comme la cytométrie en flux car il permet de remplacer (à moindre coût) les lasers à 532 nm et 561 nm.

Cette étude a aussi permis de montrer qu'il était possible de générer des raies Raman dans du KTP-F avec un seuil 10 fois inférieur à ce qui a été publié précédemment. Ces raies sont stables et peuvent être sommées ou doublées en intra-cavité en utilisant le même principe que celui que j'ai présenté dans mes travaux. Elle a ouvert la porte à l'étude de toute une génération de lasers DPSS compacts visibles, à des longueurs d'onde autres que les raies naturelles du cristal amplificateur (Nd:YAG, Nd:YVO4, Nd:GGG...). On peut alors imaginer des cavités lasers émettant, par exemple, du 581 nm obtenu par sommation de fréquence entre de la raie Raman à 1149 nm et de la raie Raman à 1175 nm ou bien du 574,5 nm réalisé par doublage de fréquence de la raie à 1149 nm.

Abstract



Study of microchip lasers based on Nd:YAG frequency-doubled, diode-pumped and emitting in continuous single-frequency at 553 nm or 561 nm with an output power exceeding 200 mW

Replacement of dye lasers emitting in the range 550-570 nm, using solid state lasers, is a real industrial issue. There are many applications both in the field of biomedical research and in metrology. Some solutions have been developed for 561 nm and 553 nm. However, they do not provide fully integrated lasers emitting single-frequency continuous Gaussian beam with a power equal or up to 200 mW.

In this work, we propose a theoretical and experimental study of solid monolithic cavity lasers based on Nd:YAG diode-pumped, frequency-doubled intra-cavity, using a non-linear crystal of KTP. These cavities, consisting of several crystals, are contacted by molecular adhesion. They contain no beam paths in open space and they have the particularity of including a double birefringence filter. We present the results obtained with those cavities emitting at 561 nm for powers greater than 300 mW. Then, after a statistical study and analysis of test results of these cavities in the long term (> 6000 hours), we discuss the potential problems of reliability and we suggest areas for improvement.

For the first time, we show that the line at 1106 nm of the Nd: YAG can oscillate in this type of cavity. Then we demonstrate the feasibility of a compact single-frequency laser at 553 nm continuously, emitting a power of 200 mW to 500 mW with a conversion efficiency of pump / visible laser of about 19%.

Finally, we show that it is possible, in cavities of this type, to oscillate the Raman lines from the lines of the fundamental and doubled frequency in intra-cavity. We open the door to a whole family of solid state lasers emitting in the range of 540-600 nm.

Key words:

Neodymium laser, visible laser, diode-pumped laser, DPSS laser, four-level laser

Annexes- Volume 2



Sommaire

Annexes.....	1
A1. Lasers à colorant.....	3
A2. Données sur les cristaux.....	3
A.2.1 Le Nd:YAG.....	3
A.2.2 Le KTP.....	7
A.2.3 Le KTA.....	8
A.2.4 Le Quartz (SiO ₂).....	9
A.2.5 La Silice (SiO ₂ fused silica).....	10
A3. Description des sous-ensembles d'une tête laser Oxixus.....	11
A.3.1 Le sous-ensemble SE diode.....	11
A.3.2 Le sous-ensemble SE cristaux.....	13
A.3.3 Le sous-ensemble SE polariseur.....	14
A.3.4 Le sous-ensemble SE détection.....	15
A.3.5 Le sous-ensemble SE collimation.....	19
A.3.7 Le sous-ensemble SE capot.....	20
A.3.8 Schéma mécanique de la tête laser Oxixus.....	21
A4. Tableaux de dimensionnement des cavités microchips.....	22
A.4.1 Laser microchip à 561 nm.....	22
A.4.2 Laser microchip à 553 nm.....	23
A5. Publications réalisées au sein du laboratoire d'Oxixus.....	25
A.5.1 Conférences nationales.....	25
A.5.2 Conférences internationales.....	25
A6. Exemples de présentations et de publications.....	26
A.6.1 Article 1 Photonics West 2010.....	26
A.6.2 Article 2 Photonics West 2010.....	32

Table des figures

Figure 1 : Exemple de courbes de réglage pour un laser de pompe Nd:YAG.....	3
Figure 2 : Transitions de type 4 niveaux dans le Nd:YAG pour les raies entre 1060 et 1123 nm.....	3
Figure 3 : Niveaux d'énergie des multiplets 2S+1L _J des ions Ln ³⁺ (diagramme de Dieke).....	4
Figure 4 : Transitions dans le Nd:YAG entre 946 nm et 1318 nm.....	5
Figure 5 : Propriétés physiques et optiques du cristal de Nd:YAG dopé à 1.1%.....	6
Figure 6 : Propriétés physiques et optiques du cristal de KTP	7
Figure 7 : Propriétés physiques et optiques du cristal de KTA	8
Figure 8 : Tableau des indices de réfractons de ces cristaux aux longueurs d'onde utiles	9
Figure 9 : Propriétés physiques et optiques du cristal de quartz α	9
Figure 10 : Tableau des indices de réfractons de la Silice Fused Silica aux longueurs d'onde utiles	10
Figure 11 : Propriété physiques de la Silice Fused Silica.....	10
Figure 12 : Schéma de principe d'une tête laser SLIM Oxxius.....	11
Figure 13 : Axe de polarisation du faisceau à 808 nm par rapport à la monture de la puce SC	12
Figure 14 : Axe de polarisation du faisceau à 808 nm par rapport à la monture de la puce SC	12
Figure 15 : Schéma de principe du sous-ensemble SE diode	13
Figure 16 : Schéma de principe du sous-ensemble SE cristaux.....	13
Figure 17 : Schéma de principe du sous-ensemble SE polarisation	14
Figure 18 : Représentation schématique du polariseur en vanadate YVO ₄	15
Figure 19 : Schéma de principe du sous-ensemble SE détection.....	16
Figure 20 : Variation des taux de réflexion R _{TE} et R _{TM} en fonction de l'angle de la lame.....	17
Figure 21 : Spécification de la photodiode Hamamatsu	18
Figure 22 : Vues du sous-ensemble SE détection.....	19
Figure 23 : Schéma de principe du sous-ensemble SE collimation	19
Figure 24 : Représentation du sous-ensemble SE embase	20
Figure 25 : Représentation du sous-ensemble SE capot	20
Figure 26 : Représentation graphique de la tête laser SLIM	21
Figure 27 : Résultats de calculs des pertes pour une cavité microchip à 561 nm.....	22
Figure 28 : Résultats de calculs des pertes pour une cavité microchip à 553 nm.....	23

A1. Lasers à colorant

Il existe une multitude de colorants organiques qui permettent de couvrir toute la bande spectrale visible. La courbe présentée figure 1 montre les courbes de réglage obtenues par pompage de ces colorants par un laser de pompe Nd:YAG. Pour obtenir un faisceau à 553 nm ou 561 nm, on utilise du Coumarin 500 ou bien de la Rhodamine 590.

Nd:YAG PUMPED LASER DYES (Continuum)⁵³

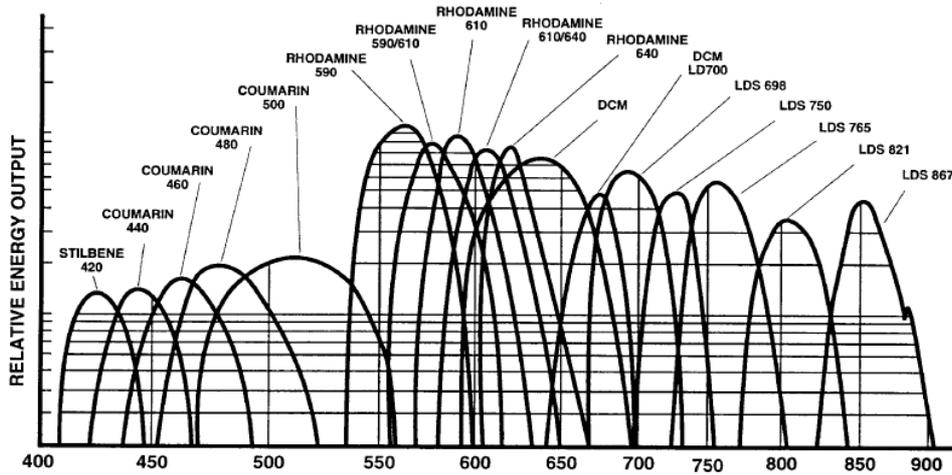


Figure 125 : Exemple de courbes de réglage pour un laser de pompe Nd:YAG

(Source: Exciton.com)

A2. Données sur les cristaux

A.2.1 Le Nd:YAG

Dans le Nd:YAG, l'émission autour de 1060-1123 nm provient de la transition ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$. Cette transition est de type quatre niveaux :

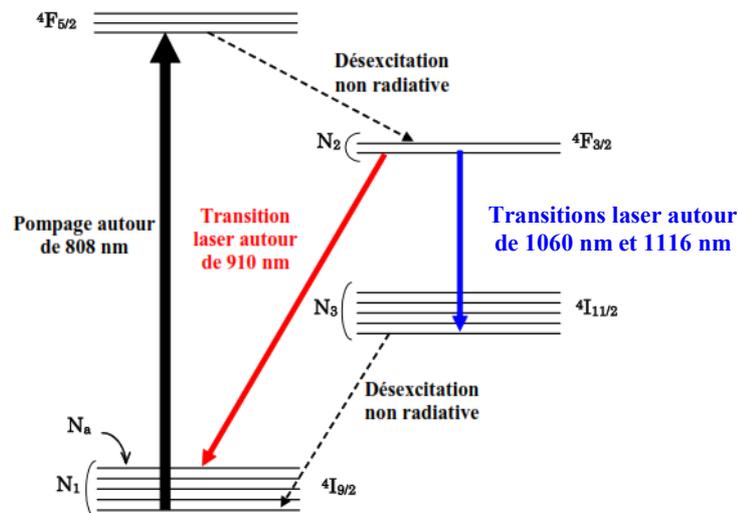


Figure 126 : Transitions laser 4 niveaux dans le Nd:YAG autour de 1060 et 1123 nm.

Tableau des transitions atomiques du Nd:YAG

Neodymium (Nd ³⁺ , 4f ³)—continued						
Host crystal	Laser transition	Wavelength (μm)	Temp. (K)	Optical pump	Mode	
Y ₃ Al ₃ O ₁₂	4F _{3/2} →4I _{9/2}	0.946	260–300	dye laser	cw	
			300	laser diode	cw	
			300	TiS laser	cw	
	4F _{3/2} →4I _{11/2}	1.052	0.9460	300	Xe lamp	p
			1.052	300	Xe lamp	PML
				300	Xe lamp	qcw
			1.0521	300	W lamp	cw
			1.0610–1.0627	77–600	Xe lamp	p
			1.0612	77	Xe lamp	p
			Y ₃ Al ₃ O ₁₂	4F _{3/2} →4I _{11/2}	1.0615	300
1.0637–1.0670	170–900	Xe lamp				p
1.064	300	Xe lamp				PML
1.06415	300	W lamp				cw
	300	Xe lamp				p
1.0646	300	Kr lamp				cw
1.0682	300	Xe lamp				p
1.073	300	Xe lamp				qcw
1.0737	300	Xe lamp				cw
1.0780	300	Kr lamp				cw
1.1054	300	Kr lamp				cw
1.1119	300	W lamp				cw
1.1158	300	W lamp				cw
Y ₃ Al ₃ O ₁₂	4F _{3/2} →4I _{13/2}	1.1225	300	W lamp	cw	
			300	Xe lamp	p	

Figure 128 : Transitions dans le Nd:YAG entre 946 nm et 1318 nm

(Extrait du **Handbook des lasers**, M.J. Weber, section 1: Solid State Lasers, CRC Press, p 20, 2001).

Tableau des spécifications des cristaux de Nd:YAG :

Le Nd:YAG est un cristal non biréfringent de type cubique m3m. Ces propriétés sont résumées dans le tableau suivant :

Physical and Chemical Properties	
Chemical Formula	Nd:Y ₃ A ₁₅ O ₁₂
Crystal Structure	Cubic Garnet
Lattice Constants	12.01Å
Concentration	~ 1.2 x 10 ²⁰ cm ⁻³
Melting Point	1970°C (2240K)
Density	4.56 g/cm ³
Mohs Hardness	8.5
Refractive Index	1.82
Thermal Expansion Coefficient	7.8 x 10 ⁻⁶ /K [111], 0 - 250 °C
Thermal Conductivity	14 W/m /K @20 °C, 10.5 W /m /K @100 °C.

Physical and Optical properties	
Lasing Wavelength	1064 nm
Stimulated Emission Cross Section	2.8x10 ⁻¹⁹ cm ²
Relaxation Time of Terminal Lasing Level	30 ns
Radiative Lifetime	550 ms
Spontaneous Fluorescence	230 ms
Loss Coefficient	0.003 cm ⁻¹ @ 1064 nm
Effective Emission Cross Section	2.8 x 10 ⁻¹⁹ cm ²
Pump Wavelength	807.5 nm
Absorption band at pump wavelength	1 nm
Linewidth	0.6 nm
Polarized Emission	Unpolarized
Thermal Birefringence	High

Figure 129 : Propriétés physiques et optiques du cristal de Nd:YAG dopé à 1.1%

(Source : <http://www.redoptronics.com/KTP-crystal.html>)

A.2.2 Le KTP

Le KTP, Potassium Titanyl Phosphate (KTiOPO₄), est un excellent matériau optique non linéaire. Sa structure cristalline est de type orthorhombique. C'est un cristal biaxe positif appartenant au groupe mm2. Il montre une bonne transparence aux longueurs d'onde comprises entre 350-2700 nm et commence à devenir opaque vers 4500 nm. Il est très largement utilisé dans le doublage de fréquence des lasers infrarouges à 1064 nm.

Le tableau des spécifications des cristaux du KTP standard (KTP-F) :

Optical properties	
Average refractive index	1.8
Coefficients in Sellmeier's equation	
$n^2 = A_i + \frac{B_i}{\lambda^2 - C_i} - D_i \lambda^2$	
for $0.5 < \lambda < 3.5 \mu\text{m}$	C. Bonnin, Cristal Laser
Temperature coefficients of refractive indices, °C ⁻¹	
$\left[T=25^\circ\text{C and } \beta = \frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta T} \right]$	β_{nx} 3.12 x 10 ⁻⁶ β_{ny} 3.6 x 10 ⁻⁶ β_{nz} 6.24 x 10 ⁻⁶
Transparency range, μm	0.35 → 4.5
Residual absorption (PCI) at 1064nm:	<150 ppm/cm
Residual absorption (PCI) at 532nm:	<1.5%/cm
Physical properties	
Chemical formula	KTiOPO ₄
Crystal structure	Orthorhombic
Point group	mm2
Lattice parameters, Å	a 12.82 b 6.40 c 10.59
Hardness (Mohs)	Near 5
Hygroscopic susceptibility	none
Density, g.cm ⁻³	3.03
Specific heat, cal.g ⁻¹ .°C ⁻¹	0.1737
Resistivity (20°C, 20% Humidity), Ohm.cm	10 ⁶
Aperture, mm ² :	from 1x1 to 30x30
Length, mm:	up to 40

Figure 130 : Propriétés physiques et optiques du cristal de KTP

(Source : <http://www.cristal-laser.fr/UserFiles/File/brochures-techniques/ktp.pdf>)

A.2.3 Le KTA

Le KTA, Potassium Titanyle Arsenate (KTiOAsO₄), est un excellent cristal non linéaire. Sa structure cristalline est de type orthorhombique. C'est un cristal biaxe appartenant, comme le KTP, au groupe mm2. Il est souvent choisi pour réaliser des oscillateurs paramétriques optiques (efficacité de conversion d'environ 50 % possible) mais aussi pour la sommation et le doublage de fréquence.

Optical properties

Average refractive index					1.8
Coefficients in Sellmeier's equation	Index	A	B	C	D
$\left[n_i^2 = A_i + \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i} - D_i \lambda^2 \right]$	n _x	1.90713	1.23522	0.19692	0.01025
	n _y	2.15912	1.00099	0.21844	0.01096
	n _z	2.14786	1.29559	0.22719	0.01436
for 0.4 < λ < 4 μm	Fenimore, Schepler, Ramadabran, McPherson, J. Opt. Soc. Am. B Vol 12(5) 1995				
Transparency range, μm					0.35 → 5.3
Residual absorption (PCI) at 1064nm:					<200 ppm/cm

Physical properties

Chemical formula			KTiOAsO ₄
Crystal structure			Orthorhombic
Point group			mm2
Lattice parameters, Å	a		13.12
	b		6.56
	c		10.79
Hardness (Mohs)			5.5
Hygroscopic susceptibility			none
Density, g.cm ⁻³			3.45
Resistivity (20°C, 20% Humidity), Ohm.cm			10 ¹⁶
Aperture, mm ² :			from 1x1 to 10x10
Length, mm:			up to 20

Figure 131 : Propriétés physiques et optiques du cristal de KTA

(Source : <http://www.cristal-laser.fr/UserFiles/File/brochures-techniques/kta.pdf>)

A.2.4 Le Quartz (SiO₂)

Le Quartz α (SiO₂) est un matériau biréfringent utilisé pour la réalisation de lame d'onde de haute précision. Synthétique, il est fabriqué à haute pression et haute température à partir de Silice SiO₂ par méthode hydrothermale.

Les indices et dispersions chromatiques aux longueurs d'onde utilisées sont résumés dans le tableau suivant :

Longueur d'onde	1123 nm	1106 nm	561 nm	553 nm
Indice n _o	1,53330	1,53353	1,54543	1,54580
Indice n _e	1,54201	1,54224	1,55457	1,55496
Dispersion chromatique $\delta n_o / d\lambda$ (μm^{-1})	-0,0133	-0,0134	-0,0461	-0,0480
Dispersion chromatique $\delta n_e / d\lambda$ (μm^{-1})	-0,0138	-0,0140	-0,0477	-0,0496

(Sources: 1- Gorachand Ghosh, **Dispersion-equation coefficients for the refractive index and birefringence of calcite and quartz crystals**, Opt. Commun. 163, 95-102, 1999; 2- site : <http://refractiveindex.info>)

Figure 132 : Tableau des indices de réfraction de ces cristaux aux longueurs d'onde utiles

Propriété	Valeur	Unité
Densité	2,635	g.cm ⁻³
Masse moléculaire	60,06	
Type de cristal	hexagonal	
Dureté	7	Echelle de Mohs
Résistance à la pression	1108	MPa
Module de bloc	36,4	GPa
Module de rigidité	31,14	GPa
Module de Young	76	GPa
Rapport de poisson	0,17	
Coefficient de dilatation thermique	0,5	°C (Moyenne de 20 à 320 °C)
Conductivité thermique	10,7	W/m·K à 323 °K
Point de ramollissement	1740	°C
Résistivité électrique	1,15. 10 ¹⁸	Ω .m
Constante diélectrique	4,3	à 20°C et 1 MHz
Facteur de perte diélectrique	0,00002	à 20°C et 1 MHz

Figure 133 : Propriétés physiques et optiques du cristal de quartz α

La formule utilisée par notre fournisseur de lame de phase est la suivante :

$$\Delta n_Q = \frac{-0,1951994 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda^6 - 0,2153946 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^4 + 0,88330514 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^2 - 0,8976497 \cdot 10^{-5}}{\lambda^2 - 0,13522219 \cdot 10^{-1}}$$

A.2.5 La Silice (SiO₂ fused silica)

La Silice (SiO₂ fused silica) est un matériau amorphe, non biréfringent, obtenu après fusion à 2000°C de Quartz. D'une grande pureté, il est utilisé en optique de précision pour la réalisation de lames et de prismes.

Les indices et dispersions chromatiques aux longueurs d'onde utilisées sont résumés dans le tableau suivant :

Longueur d'onde	1123 nm	1106 nm	561 nm	553 nm
Indice n	1,44893	1,44913	1,45946	1,45979
Dispersion chromatique $\delta n / d\lambda$ (μm^{-1})	-0,0116	-0,0117	-0,0399	-0,0415

(Sources: 1- I. H. Malitson, **Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica**, J. Opt. Soc. Am. 55, 1205-1208, 1965; 2- site : <http://refractiveindex.info>)

Figure 134 : Tableau des indices de réfraction de la Silice Fused Silica aux longueurs d'onde utiles

La dispersion chromatique de la Silice (Fused Silica) peut être approximé par l'équation de Sellmeier suivante :

$$n^2 = 1 + \frac{0,69616630.\lambda^2}{\lambda^2 - 0,00684043^2} + \frac{0,4079426.\lambda^2}{\lambda^2 - 0,11624140^2} + \frac{0,8974794.\lambda^2}{\lambda^2 - 9,896161^2}$$

Où λ est mesurée en micromètres. Cette équation est valable à 20°C entre 0,21 et 3,71 μm .

Propriété	Valeur	Unité
densité	2,203	g.cm^{-3}
dureté	5,3-6,5	Echelle de Mohs
Résistance à la traction	48,3	MPa
Résistance à la pression	>1,1	GPa
Module de bloc	~37	GPa
Module de rigidité	31	GPa
Module de Young	71,7	GPa
Rapport de poisson	0,16	
Coefficient de dilatation thermique	5.5×10^{-7}	°C (Moyenne de 20 à 320 °C)
Conductivité thermique	1,3	W/m.K
Capacité de chaleur	45,3	J/mol.K
Point de ramollissement	1665	°C
Point de recuit	1140	°C
Point de contrainte	1070	°C
Résistivité électrique	$> 10^{18}$	$\Omega.m$
Constante diélectrique	3,75	à 20°C et 1 MHz
Facteur de perte diélectrique	Moins de 0,0004	à 20°C et 1 MHz

Figure 135 : Propriétés physiques de la Silice Fused Silica

A3. Description des sous-ensembles d'une tête laser Oxixus

Le laser SLIM 561 nm haute puissance doit répondre au cahier des charges fonctionnel standard défini par le marketing. Il est constitué des sous-ensembles suivants :

- sous ensemble de pompage (SE diode),
- sous ensemble cristallin (SE cristaux),
- sous-ensemble optionnel de polarisation (SE polariseur),
- sous-ensemble de filtrage de l'infrarouge résiduel et de détection (SE détection),
- sous-ensemble de mise en forme de faisceau (SE collimation)
- d'un boîtier laser hermétique (SE embase + SE capot) et d'un driver électronique

Voici donc l'implantation d'un SLIM 561 nm 300 mW avec polariseur :

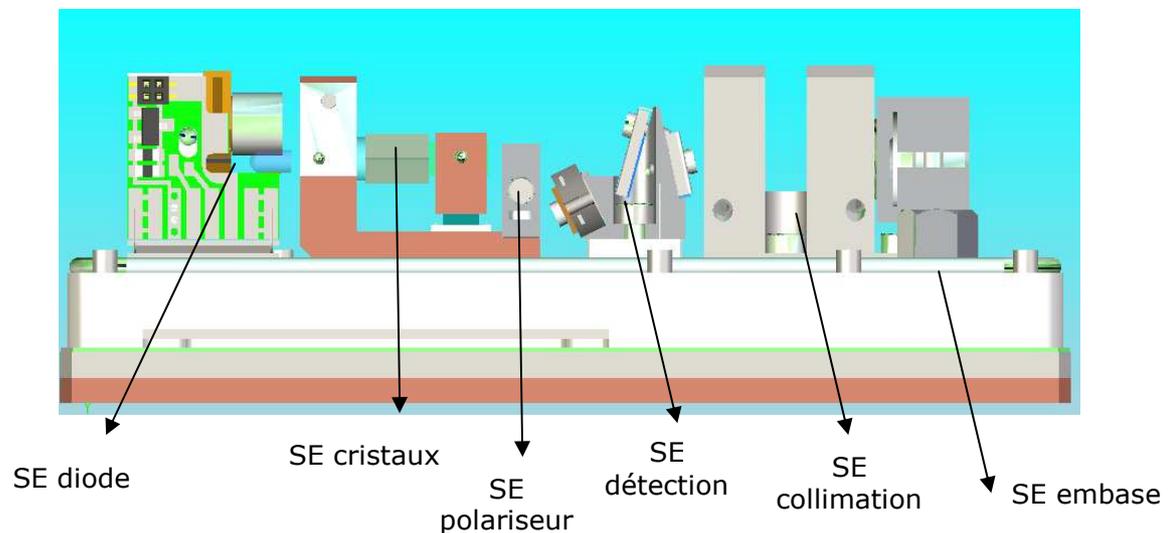


Figure 136 : Schéma de principe d'une tête laser SLIM Oxixus

A.3.1 Le sous-ensemble SE diode

Le SE diode est un sous-ensemble, formé par une diode laser semi-conductrice, une lentille de mise en forme, un dissipateur, une carte électronique pour la diode, une sonde de température de type CTN et un élément Peltier.

Le SE diode doit fournir une émission laser polarisée à 808.4 nm. La puissance optique émise varie entre 1,5 W et 2,6 W. Le profil de ce faisceau est mis en forme de façon à exciter correctement le cristal amplificateur du laser microchip (le Nd:YAG). La puissance de sortie, la longueur d'onde centrale d'émission et le profil ne doivent pas changer au cours du temps.

Pour cela, le SE diode comporte une diode semi-conductrice de 2W ou 3W de profil elliptique ($\frac{3}{4}$) émettant un rayonnement multimode à 808 nm. La face émettrice de la puce a pour dimension 1x100 μ m. Un circuit imprimé miniature permet d'alimenter correctement la diode semi-conductrice.

Cette diode SC est fournie sans une lentille de mise en forme du faisceau. Afin d'obtenir un faisceau correctement focalisé dans le cristal amplificateur, une lentille à gradient d'indice de 0.22 est alignée et collée sur un support vissé sur la diode. La distance entre la puce et la face d'entrée de la diode est spécifiée ainsi que celle entre la face de sortie de la lentille et la face d'entrée du SE cristaux. A la distance de travail, dans le Nd:YAG, le diamètre du faisceau est estimé à environ 80-100 μm .

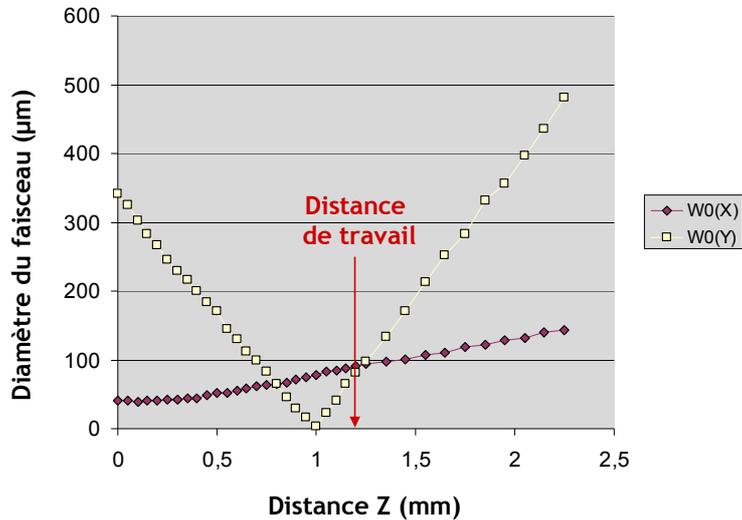


Figure 137 : Axe de polarisation du faisceau à 808 nm par rapport à la monture de la puce SC

La figure 13 représente les diamètres du faisceau de pompe mesurés, par la méthode du couteau, selon les axes X et Y. Z=0 est la distance en mm à la sortie de la lentille à gradient d'indice. Z est la distance de travail. Pour avoir un faisceau à 808 nm relativement circulaire (environ 80 x 90 μm), nous avons choisi de positionner la face d'entrée de la cavité microchip à environ Z=1,2 mm.

Pour que l'efficacité de pompage soit optimale, le faisceau de pompe doit être parfaitement polarisé. L'axe de polarisation de l'émission à 808 nm est parallèle à la section la plus grande de la face émettrice de la diode.

Cette puce semi-conductrice est montée sur une embase de type C. La monture C est vissée sur une pièce mécanique servant à dissiper la chaleur produite par la diode. De façon à assurer la meilleure dissipation possible, une feuille d'indium est intercalée entre la monture C et la pièce mécanique. Une sonde de type CTN permet de mesurer la température au plus proche de la puce. Le logiciel de contrôle embarqué réagit au niveau de la tension de l'élément Peltier afin de réguler la température de la diode. La température de la diode peut ainsi varier de 22°C à 34°C afin d'ajuster la longueur d'onde centrale à 808.4 nm ou 809 nm.

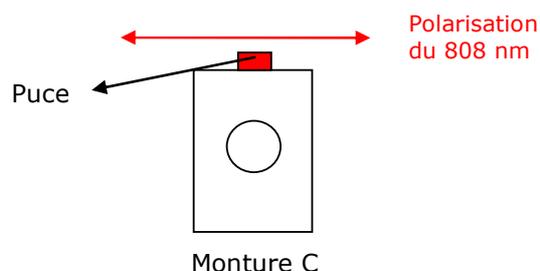


Figure 138 : Axe de polarisation du faisceau à 808 nm par rapport à la monture de la puce SC

La monture C peut être vissée sur le support mécanique de 2 façons différentes : à 0° ou bien à 45°. L'angle de montage de la monture C dépend de l'assemblage cristallin monté dans la tête laser SLIM.

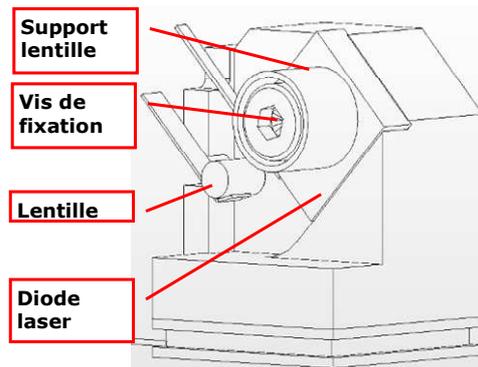


Figure 139 : Schéma de principe du sous-ensemble SE diode

D'une façon générale, l'axe de polarisation de l'émission à 808 nm doit être toujours parallèle au grand côté de l'élément polarisant des lasers microchips. En fonction du type de cavité microchip réalisée, les cristaux doubleurs de fréquence sont, soit contactés à 0° par rapport à l'axe de l'élément polarisant, soit contactés à 45°. Dans tous les lasers SLIM, le cristal doubleur est orienté à 0° de façon à ce que l'axe de polarisation de la longueur d'onde obtenue soit vertical. Tous les cristaux doubleurs sont coupés de façon dissymétrique de façon à repérer visuellement l'axe de polarisation de l'onde visible en sortie. Nous avons décidé que l'axe de polarisation des émissions à 473 nm, 532 nm, 553 nm et 561 nm serait toujours parallèle au petit côté du cristal doubleur. Comme ces différentes longueurs d'onde ne sont pas obtenues par un doublage de fréquence du même type, il a fallu prévoir deux orientations différentes pour la diode de pompe.

A.3.2 Le sous-ensemble SE cristaux

Le sous-ensemble SE cristaux est composé d'une pièce mécanique de support en cuivre, d'un anneau d'indium, d'un laser microchip, d'une pièce de thermalisation en cuivre pour le cristal doubleur et d'un élément Peltier.

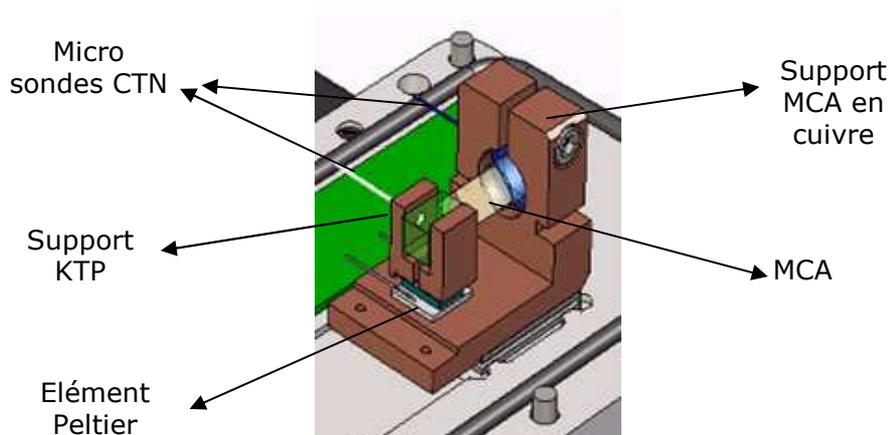


Figure 140 : Schéma de principe du sous-ensemble SE cristaux

Le laser microchip MCA est aligné, par auto-collimation, dans la pièce mécanique support. La précision du pointé est de +/- 200 μm par rapport à la référence d'axe mécanique de la semelle du laser SLIM. Le cristal de Nd:YAG est maintenu par serrage dans la pièce mécanique. Un anneau d'indium sert de joint de contact thermique entre la tranche du Nd:YAG et la pièce support en cuivre. Il est écrasé par serrage car c'est un matériau mou ayant une excellente conduction thermique.

Le cristal doubleur (KTP-F) est, quant à lui, maintenu en température grâce à un micro élément Peltier, un support en cuivre et de la pâte thermique à l'argent. Cette pâte thermique, ARTIC SILVER, a d'excellentes propriétés. Elle ne coule pas même à 60°C. Elle ne change pas trop d'état au cours du temps et ne dégage pas. L'élément Peltier est collé entre le support du KTP et celui du MCA à l'aide d'une colle chargée à l'argent à 99 % ne dégageant pas.

Des sondes thermiques du type CTN sont ensuite collées, avec la même colle à l'argent, dans le support du MCA et dans celui du KTP. Ces sondes ont un rôle essentiel dans l'asservissement en température des cristaux. Elles doivent être très précises et ne pas varier dans le temps.

Toute une série de tests a été réalisée par l'équipe d'industrialisation afin de qualifier cette méthode de thermalisation des cristaux. Ces tests ont été menés en étuve et ont durés plusieurs semaines. Les résultats ne seront pas exposés dans ce manuscrit.

Le plus important à retenir est que les mesures de température sont fiables dans le temps, reproductibles et précises à mieux que 0,01°C dans une gamme de température de 5°C à 50°C.

A.3.3 Le sous-ensemble SE polariseur

Le sous-ensemble polariseur doit permettre d'assurer un taux de polarisation du 561 nm, à la sortie du SLIM, supérieur à 300 :1. Ce SE polariseur est un sous-ensemble optionnel qui n'est mis en place que si le taux de polarisation du faisceau visible émis est inférieur à 100 :1 ou si il y a une demande particulière du client.

Le SE polariseur est formé d'un cristal de vanadate (YVO_4) et d'une pièce mécanique de maintien.

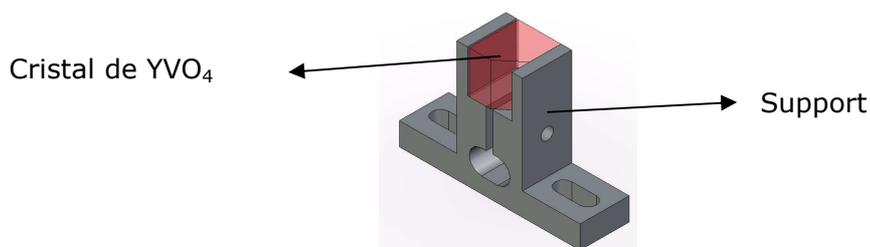


Figure 141 : Schéma de principe du sous-ensemble SE polarisation

Le cristal d' YVO_4 a été coupé à l'angle qui donne l'angle de walk-off maximum. Il est placé juste derrière le laser microchip et sépare les polarisations TE et TM de l'onde incidente. La polarisation verticale TE passe tout droit à travers le cristal. La polarisation TM est déviée suivant l'angle du walk-off.

Au bout de 3.5 mm les deux faisceaux sont séparés de quelques centaines de μm . Il suffit de sélectionner seulement le faisceau TE pour polariser parfaitement le SLIM. Cet élément a aussi été conçu de façon à replier vers l'intérieur le faisceau TM par effet de réflexion totale.

Les spécifications de ce cristal de vanadate sont les suivantes :

- YVO_4 de 3.5 mm de long avec un traitement antireflet et un biseau de 40°

- Dimensions : 2.6x2.6x3 mm +/- 0.1mm
- Planéité @ 632.8 nm = $\lambda / 8$
- Parallélisme = $< 20''$
- Distorsion du front d'onde @ 632.8 nm = $\lambda / 4$
- Angle de coupe = walk-off maximum sur le plan horizontal
- OA tolérance = +/- 0.1°
- Qualité de surface = mieux que 10-5 (suivant la réglementation MIL-O-13830A)
- Ouverture = > 90%
- Traitement antireflet = $R < 0.1\%$ @ 550 +/- 30 nm
- Tenue en puissance du traitement : faisceau de 100 μm de diamètre pour une puissance de 500 mW en continue.
- Biseau à 40° après traitement AR sur la moitié de la face de sortie

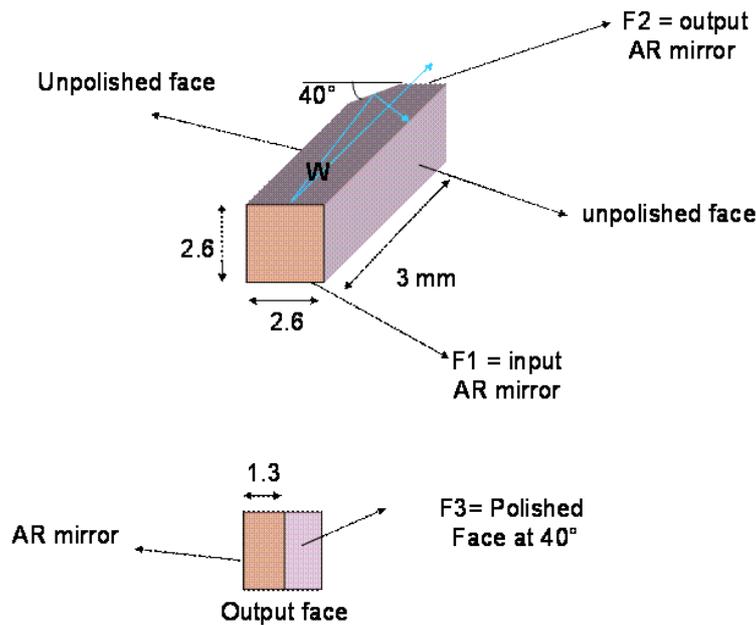


Figure 142 : Représentation schématique du polariseur en vanadate YVO_4

A.3.4 Le sous-ensemble SE détection

Le sous-ensemble détection doit permettre de transmettre un maximum de puissance à la longueur d'onde visible tout en rejetant un maximum d'infrarouge parasite (longueur d'onde fondamentale et de pompe). Ce dispositif sert aussi au prélèvement d'une partie de la puissance à la longueur d'onde visible afin de contrôler la puissance de sortie du laser.

Un circuit électronique déporté dans la carte de pilotage du SLIM mesure le bruit de battement généré par le faisceau laser. Cela permet à l'algorithme d'asservissement du laser de déterminer si le laser est mono-fréquence ou pas. Si du bruit est détecté par ce sous-ensemble, les températures de consigne des cristaux seront légèrement modifiées afin que la cavité travaille dans une zone de fonctionnement stable où son spectre d'émission sera mono-fréquence. L'algorithme d'asservissement complexe de ces cavités AMR ne sera pas détaillé ici car il pourrait faire l'objet à lui seul d'une thèse comportementale sur ces cavités microchips (travail de messieurs Julien Rouvillain et Beaurepaire).

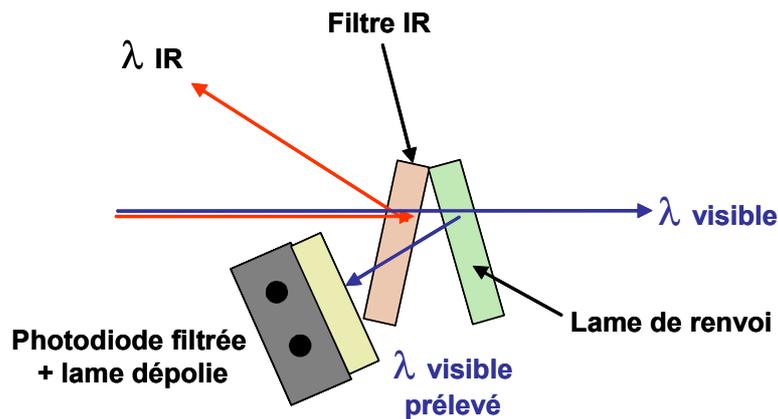


Figure 143 : Schéma de principe du sous-ensemble SE détection

Le faisceau laser qui traverse ce dispositif est très fortement énergétique car il peut atteindre une densité de 5 MW/cm^2 . Afin d'éviter toute dégradation de cet ensemble lors du passage du faisceau, tous les traitements déposés sur les optiques le constituant ont un seuil de dommage supérieur. Ces optiques sont de plus finement nettoyées sous microscope afin de supprimer toutes traces de silicone ou de solvant. En effet, tout contaminant peut, sous l'action du faisceau, changer d'état et déposer un film atténuant ou diffusant sur les faces des optiques. Les puissances transmises et réfléchies dans le dispositif peuvent ainsi varier dans le temps et induire une baisse ou une augmentation de puissance à la sortie de la tête laser SLIM.

Le SE détection est constitué de 4 éléments optiques :

• **Un filtre IR :**

Ce filtre est traité haute réflexion $\text{HR} > 99.5\%$ à 808 nm et $\text{HR} > 99.5\%$ à $1064 + 1122 \text{ nm}$, $\text{HT} > 95\%$ de 532 nm à 561 nm . Cette transmission supérieure à 95% a été spécifiée pour la longueur d'onde visible de façon à ne pas perdre trop de puissance. Une transmission supérieure n'a pas été demandée car un filtre large bande avec une transmission plus élevée aurait été ou bien excessivement cher ou bien infaisable. Le taux de réflexion $> 99.5\%$ a été calculé de façon à rejeter un maximum d'infrarouge. On aurait pu spécifier une réflexion supérieure à 99.8% mais ce traitement aurait été aussi onéreux que celui déposé sur les faces d'entrée-sortie du laser microchip.

Dans ce dispositif, le faisceau visible prélevé passe une deuxième fois dans le filtre interférentiel de façon à garantir un excellent taux de filtrage de l'infrarouge vers la photodiode de mesure ultra-sensible. Ce filtre, de $5 \times 5 \times 1 \text{ mm}$, est en silice B270, traité double face pour les SLIM 561 et 553 nm . Le fournisseur validé est Optical Coating Japan (minimum de commande 500 pièces).

Le filtre est positionné en premier. Il est orienté à 15° , vers le haut, de façon à rejeter l'infrarouge parasite vers le haut. Ce faisceau IR, composé de la longueur d'onde fondamentale et de la longueur d'onde de pompe à 808 nm , ne doit pas taper sur les montures des cristaux mais sur le capot du laser. Ce capot a d'ailleurs été micro-billé afin d'éviter toutes les réflexions directes vers les cristaux ou bien vers la pompe.

•Une lame de renvoi:

Cette lame est traitée anti-reflet $AR < 0.4\%$ de 460 à 570 nm. Cette lame mesure 5x5x1 mm et est en silice B270 traitée simple face. Elle est identique pour tous les lasers SLIM de 473 nm à 561 nm. Elle renvoie $4\% \pm 0.4\%$ de la lumière incidente vers la photodiode. La lame de renvoi est positionnée vers le bas. Elle est orientée à 12° . Cette orientation permet d'égaliser, au mieux, les transmissions et réflexions des deux polarisations TE et TM de la lumière.

Avec un angle de 12° : $\frac{R_{TE}}{R_{TM}} \approx 1,12$

La lumière visible qui sort des cristaux est orientée quasiment à 100 :1 sur l'axe TE. Toute partie de la lumière se trouvant sur l'axe TM sera réfléchi avec presque le même rapport que celle se trouvant sur l'axe TE. 12° est la position qui minimise l'influence de la polarisation résiduelle sur la mesure de puissance.

Si nous avions pris un angle de 45° pour la lame, nous aurions eu un rapport $\frac{R_{TE}}{R_{TM}} \approx 11,10$

La polarisation résiduelle en TM aurait 11 fois plus influencé la mesure que celle en TE.

L'épaisseur des filtres et des lames de renvoi a été choisie de façon à minimiser les effets d'interférences dans les lames. Si la lame n'est pas assez épaisse, un réseau de franges d'interférences constructives et destructives se crée. En fonction de la position du faisceau incident sur la lame, on aurait eu des minima et des maxima de puissance sur la photodiode.

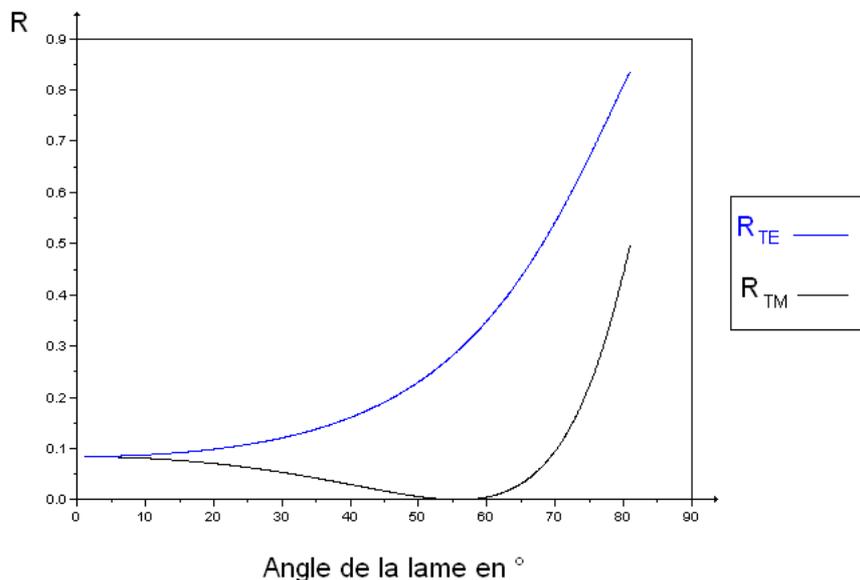


Figure 144 : Variation des taux de réflexion R_{TE} et R_{TM} en fonction de l'angle de la lame

•Une photodiode:

Cette photodiode comporte un filtre IR de façon à être le moins sensible possible aux rayonnements infrarouges parasites qui peuvent perturber la mesure. Elle doit mesurer au maximum 6x8x2 mm et avoir les deux pattes de connexion sur le côté.

La photodiode initialement choisie (Sharp BS120) filtrait un maximum de 808 nm et d'infrarouge. Elle mesurait 5x6x2 mm mais sa surface photosensible, très petite (2

mm²), ne permettait pas d'assembler les blocs de détection d'avance. Il fallait optimiser chaque bloc avec le faisceau du SLIM dans lequel il allait être monté. Cette photodiode était la même quelque soit la longueur d'onde du laser SLIM. Sa bande passante est supérieure à 1 Mhz de façon à pouvoir mesurer correctement le bruit du laser.

La photodiode utilisée aujourd'hui (Hamamatsu S6429-01) est plus grande 8x6x2 mm, a une surface photosensible deux fois plus grande et a une bande passante suffisante.

■ Spectral response (S6428-01, S6429-01, S6430-01)

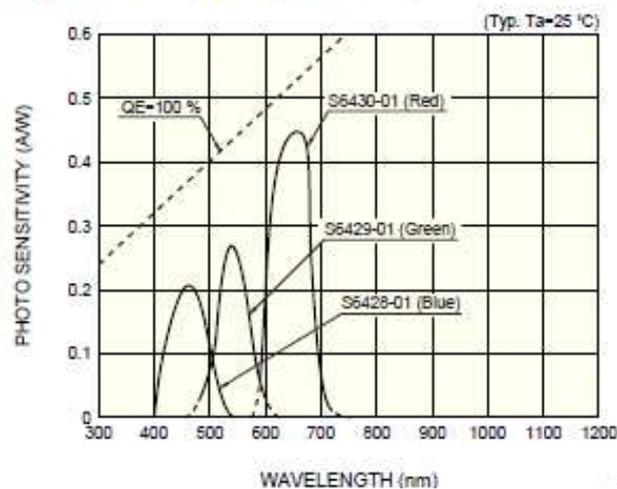


Figure 145 : Spécification de la photodiode Hamamatsu

La puissance maximale admissible par mm² donnée indiquée dans la documentation est de l'ordre de 4 mW, nous avons fait des essais et nous avons effectivement observé une dégradation du gel entre le filtre et la surface photosensible si la densité de puissance incidente est supérieure à 4 mW/mm². Plus ce gel est soumis à un rayonnement visible autour de 532 nm, moins il absorbe et plus la surface photosensible de la photodiode a du gain à 532 nm. Le résultat est une baisse de puissance lente à la sortie des têtes laser en fonction du temps malgré l'asservissement.

Pour éviter cette dégradation lente, une lame dépolie a été intercalée entre la lame de renvoi et la photodiode.

•Une lame dépolie:

Cette lame, en verre dopé carbone, est dépolie en double face. Elle permet une légère diffusion du faisceau devant la photodiode de façon à ne pas la détériorer et de façon à être moins sensible aux micro-déviations du faisceau.

Afin de pouvoir mesurer des faisceaux de plus de 150 mW, nous avons inséré dans le bloc de détection une lame dépolie directement sur la photodiode. Cette lame mesure 4x3x2 mm +/-0.1 mm. La lame est doucie en double face par une machine de polissage. Elle est constituée d'un verre dopé au carbone absorbant 50% de puissance de 532 à 561 nm. Cette lame permet à la fois d'atténuer de 50% le faisceau arrivant sur la photodiode mais aussi de l'étaler.

Le faisceau initial, de profil gaussien, très fortement énergétique en son centre, devient légèrement aplati. Il ne nous a pas été possible de mesurer exactement le profil du faisceau en sortie de la lame dépolie car celle-ci écrase le faisceau mais aussi le diffuse légèrement. La caméra ne voit plus rien à 5 cm de la lame dépolie.

La tolérance de positionnement du SE détection a été mesurée à $\pm 500 \mu\text{m}$ en déplaçant légèrement le dispositif perpendiculairement à l'axe de propagation du faisceau à l'aide d'un système de micro-positionnement. Si le SE détection se déplace légèrement, il n'occasionne pas de modification supérieure à 0,5 % de la puissance de sortie du laser.

Ce sous-ensemble de détection et filtrage est utilisé sans problème dans des lasers SLIM de 200 mW et plus. Aucune dégradation du gel de la photodiode n'a été observée même à long terme. Aucune pollution n'a été décelée sur les optiques au niveau du passage du faisceau visible.

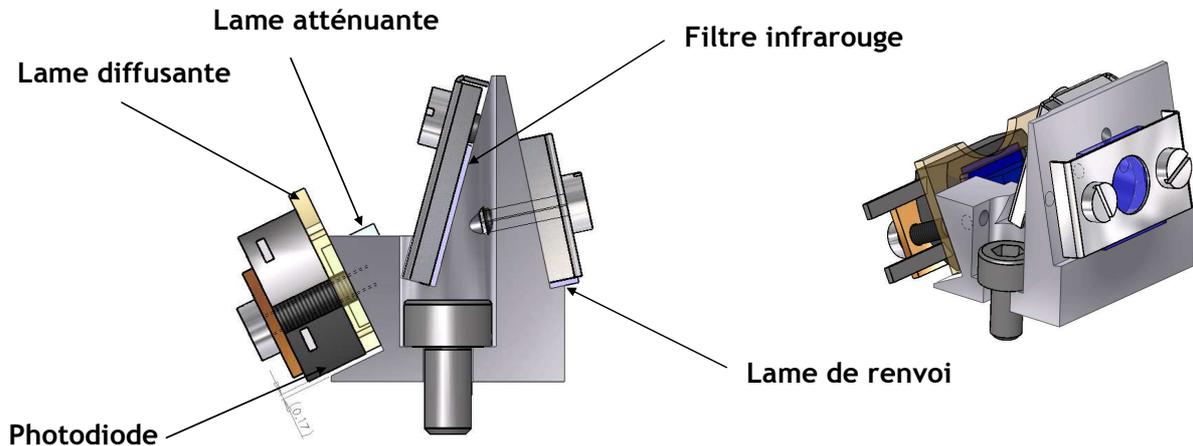


Figure 146 : Vues du sous-ensemble SE détection

A.3.5 Le sous-ensemble SE collimation

Ce sous-ensemble est composé de deux lentilles comportant un traitement anti-réfléchissant dans le visible et d'un petit trou de 1,2 mm de diamètre positionné autour de l'axe optique. La première lentille est une lentille convergente et la seconde une lentille divergente. Elles sont réglables l'une en face de l'autre à l'aide d'un micro-système de positionnement mécanique. Le petit trou quant à lui est percé dans un matériau non réfléchissant. Il permet de limiter les rayonnements, provenant de l'extérieur du laser SLIM. Ceux-ci pourraient parasiter les mesures effectuées par système de détection et éventuellement déstabiliser la cavité laser ou bien la diode de pompe.

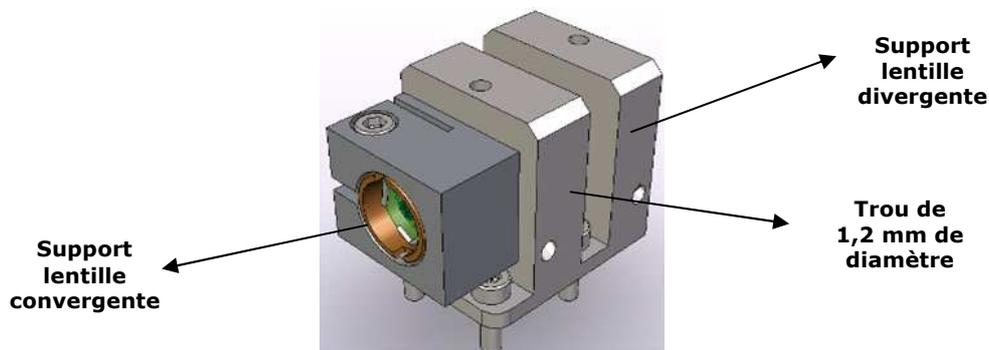


Figure 147 : Schéma de principe du sous-ensemble SE collimation

Ce SE collimation atténue la puissance de sortie d'environ 5 % à 10 % en fonction de la longueur d'onde visible. Le faisceau laser en sortie du SE collimation est collimaté à

l'infini avec un diamètre entre 0,6 et 1 mm. Le profil du faisceau est parfaitement gaussien et sa circularité est de l'ordre de 0,8 à 0,99.

A.3.6 Le sous-ensemble SE embase

Ce SE embase sert de plateforme de référence à tous les sous-ensembles décrits précédemment. C'est en fait la semelle du laser SLIM. Cette pièce sert à la fois de référence mécanique mais aussi de système de thermalisation pour l'ensemble du laser.

Le SE embase est composé d'une semelle en cuivre, de 3 éléments Peltier de 10x20 mm, d'une pièce de maintien des éléments Peltier, d'une carte électronique, d'une nappe contenant 27 fils et d'une valve de mise sous gaz neutre.

Les tolérances mécaniques des pièces en cuivre sont à l'échelle de 0,1 mm. Chaque pièce est rectifiée afin d'assurer un contact parfait entre les éléments Peltier et les pièces en cuivre.

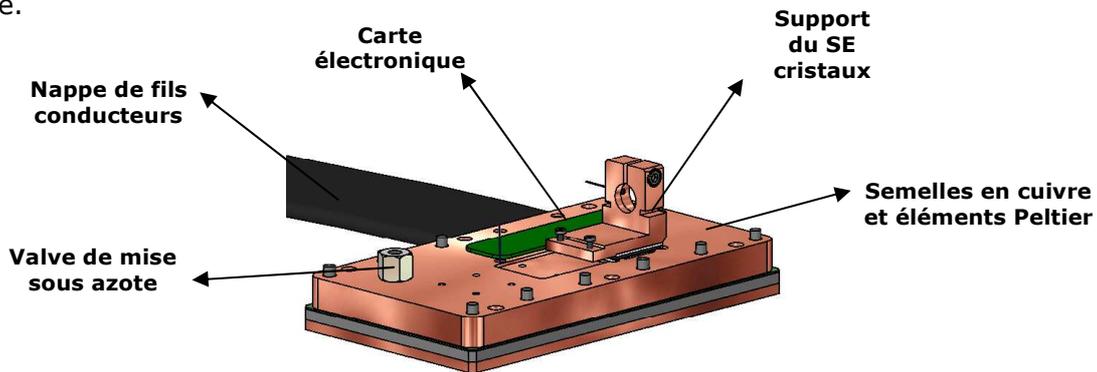


Figure 148 : Représentation du sous-ensemble SE embase

A.3.7 Le sous-ensemble SE capot

Le sous-ensemble capot est formé d'un capot en aluminium, d'un joint d'étanchéité, d'une fenêtre de sortie et d'une bague de fermeture. Le capot est micro-billé et traité afin d'éviter toutes les réflexions parasites à l'intérieur de la tête laser SLIM. La fenêtre est en silice traitée avec un dépôt antireflet inférieur à 0,1 % pour la gamme de longueur d'onde 450-650 nm.

Une fois que le SE capot est vissé sur le SE embase, le vide est fait à l'intérieur de l'enceinte. Un mélange de gaz neutre, à pression et humidité contrôlées, est ensuite introduit dans le boîtier par la valve du SE embase. Le laser est ensuite scellé.

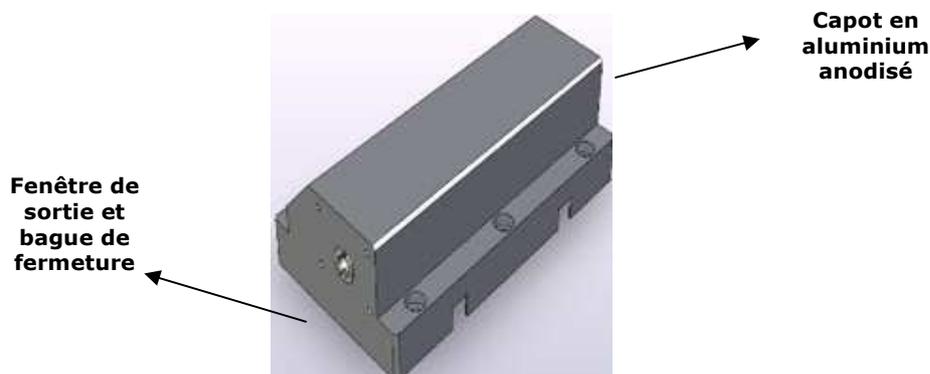


Figure 149 : Représentation du sous-ensemble SE capot

A.3.8 Schéma mécanique de la tête laser Oxixus

La figure 25 représente le dessin de la tête laser SLIM. Ses dimensions extérieures sont $44 \times 80 \times 29,1 \text{ mm}^3$.

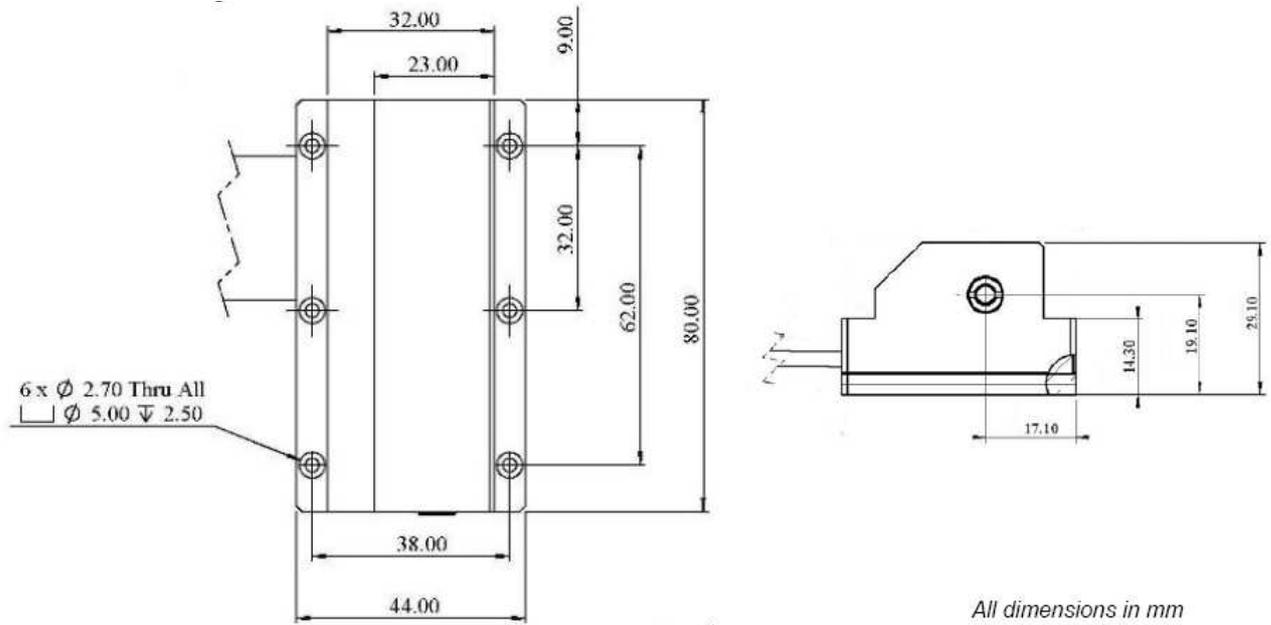


Figure 150 : Représentation graphique de la tête laser SLIM

A4. Tableaux de dimensionnement des cavités microchips

Les équations établies dans le chapitre 2, nous ont permis de réaliser un outil de simulation sous Excel. Il calcule, en fonction de l'épaisseur de chaque cristaux, les pertes induites sur les modes adjacents au mode fondamental principal de la cavité, les pertes induites sur les modes à l'ISL du filtre de Lyot KTP et celles induites sur les autres longueurs d'onde naturelles du Nd:YAG.

A.4.1 Laser microchip à 561 nm

Le tableau suivant (figure 27) présente les résultats de simulation pour une cavité à 561 nm contenant un Nd:YAG de 2,5 mm ou 1,5 mm d'épaisseur, un DPM de 4,95 mm ou 4 mm et un KTP de 5 mm ou 4 mm, pour différentes épaisseurs de lame d'onde en Quartz.

Les données d'entrée sont représentées dans les cases en jaune, les résultats de calculs des longueurs de cavité, les pertes à l'ISL du filtre, les pertes sur les modes adjacents de cavités et la largeur du filtre sont notés dans les cases en vert.

Ce tableau présente aussi les résultats de calcul de pertes pour toutes les autres longueurs d'onde fondamentales susceptibles d'osciller dans la cavité. Les cases en orange correspondent aux pertes inférieures à 1,5%. Ces longueurs d'onde pourront osciller si les miroirs de cavité ne sont pas assez sélectifs.

	1	2	3	4	5
Cristal	KTP	KTP	KTP	KTP	KTP
λ fondamentale (nm)	1123	1123	1123	1123	1123
λ visible (nm)	561,5	561,5	561,5	561,5	561,5
dnQ	8,64E-03	8,64E-03	8,64E-03	8,64E-03	8,64E-03
dnKTP	7,54E-02	7,54E-02	7,54E-02	7,54E-02	7,54E-02
eYAG (mm)	1,5	2,5	2,5	2,5	2,5
eDPM (mm)	4,95	4,95	4,95	4,95	4
long cavité (mm)	14,24	14,79	15,24	15,44	13,29
nSiO2	1,449	1,449	1,449	1,449	1,449
nYAG	1,8168	1,8168	1,8168	1,8168	1,8168
nKTP	1,784	1,784	1,784	1,784	1,784
T	0,875	0,875	0,875	0,875	0,875
eQ (lambda)	21,5	18,0	21,5	23,0	21,5
eKTP (mm)	5	5	5	5	4
perte ISL	0,24%	0,17%	0,24%	0,27%	0,36%
pertes à 1052 nm	1,42%	7,51%	1,42%	7,68%	1,42%
pertes à 1064 nm	9,28%	1,76%	9,28%	3,34%	9,28%
pertes à 1074 nm	1,07%	2,96%	1,07%	4,63%	1,07%
pertes à 1078 nm	0,18%	7,71%	0,18%	0,45%	0,18%
pertes à 1106 nm	4,81%	8,80%	4,81%	3,36%	4,81%
pertes à 1107 nm	6,78%	10,64%	6,78%	5,25%	6,78%
pertes à 1112 nm	11,08%	8,32%	11,08%	12,27%	11,08%
pertes à 1116 nm	5,12%	3,69%	5,12%	5,78%	5,12%
pertes à 1123 nm	0,00%	0,00%	0,00%	0,00%	0,00%
pertes à 1139 nm	6,84%	10,70%	6,84%	5,32%	6,84%
pertes à 1146 nm	0,26%	2,91%	0,26%	0,00%	0,26%
pertes à 1319 nm	0,22%	2,23%	0,22%	9,78%	0,22%
pertes à 1338 nm	12,18%	4,92%	12,18%	0,07%	12,18%
pertes modes adj.	4,82%	4,26%	3,99%	3,89%	3,27%
eQ (mm)	2,79	2,34	2,79	2,99	2,79
ISL filtre (nm)	1,67	1,67	1,67	1,67	2,09

Figure 151 : Résultats de calculs des pertes pour une cavité microchip à 561 nm

Si on prend pour exemple la simulation n° 3, on voit que pour une cavité microchip comportant un Nd:YAG de 2,5 mm de long, un élément polarisant DPM de 4,95 mm de long, une lame de phase de 21λ et un KTP de 5 mm de long, la longueur de cavité sera de 15,25 mm, les pertes à l'ISL de 0,24 %, les pertes sur les modes adjacents de 3,99 %. Pour cette version, il est à noter que les longueurs d'onde 1074 nm, 1078 nm, 1146 nm et 1319 nm ont la probabilité d'osciller dans la cavité avec un tel filtrage. Pour ces longueurs d'onde, il faut s'assurer que les miroirs de cavité sont dimensionnés de façon à ne pas avoir un taux de transmission supérieurs à 30%.

A.4.2 Laser microchip à 553 nm

Le tableau figure 28 présente les résultats de simulation pour une cavité à 553 nm contenant un Nd:YAg de 2,5 mm ou 1,5 mm d'épaisseur, un DPM de 4,95 mm ou 4 mm et un KTP de 5 mm ou 4 mm, pour différentes épaisseurs de lame de phase en Quartz.

Les données d'entrée sont représentées dans les cases en jaune, les résultats de calculs des longueurs de cavité, les pertes à l'ISL du filtre, les pertes sur les modes adjacents de cavités et la largeur du filtre sont notés dans les cases en vert.

Ce tableau présente aussi les résultats de calcul de pertes pour toutes les autres longueurs d'onde fondamentales susceptibles d'osciller dans la cavité. Les cases en orange correspondent aux pertes inférieures à 1,5%. Ces longueurs d'onde pourront osciller si les miroirs de cavité ne sont pas assez sélectifs.

	1	2	3	4	5	6
Cristal	KTP	KTP	KTP	KTP	KTP	KTP
λ fondamentale (nm)	1106	1106	1106	1106	1106	1106
λ visible (nm)	553	553	553	553	553	553
dnQ	8,65E-03	8,65E-03	8,65E-03	8,65E-03	8,65E-03	8,65E-03
dnKTP	7,75E-02	7,75E-02	7,75E-02	7,75E-02	7,75E-02	7,75E-02
eYAG (mm)	1,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5
eDPM (mm)	4,95	4,95	4,95	4,95	4	4
long cavité (mm)	14,39	15,01	15,39	15,64	14,44	13,06
nSiO2	1,449	1,449	1,449	1,449	1,449	1,449
nYAG	1,817	1,817	1,817	1,817	1,817	1,817
nKTP	1,786	1,786	1,786	1,786	1,786	1,786
T	0,873	0,873	0,873	0,873	0,873	0,873
eQ (lambda)	23,0	20,0	23,0	25,0	23,0	20,0
eKTP (mm)	5	5	5	5	5	4
perte ISL	0,25%	0,19%	0,25%	0,30%	0,25%	0,30%
pertes à 1052 nm	10,49%	3,20%	10,49%	3,03%	10,49%	3,20%
pertes à 1064 nm	0,07%	5,09%	0,07%	1,26%	0,07%	5,09%
pertes à 1074 nm	12,15%	5,16%	12,15%	8,43%	12,15%	5,16%
pertes à 1078 nm	5,27%	1,04%	5,27%	9,22%	5,27%	1,04%
pertes à 1106 nm	0,00%	0,00%	0,00%	0,00%	0,00%	0,00%
pertes à 1112 nm	4,46%	3,44%	4,46%	5,19%	4,46%	3,44%
pertes à 1116 nm	10,70%	8,53%	10,70%	12,16%	10,70%	8,53%
pertes à 1123 nm	3,77%	6,93%	3,77%	2,09%	3,77%	6,93%
pertes à 1139 nm	10,61%	4,07%	10,61%	10,08%	10,61%	4,07%
pertes à 1146 nm	4,19%	12,22%	4,19%	0,78%	4,19%	12,22%
pertes à 1319 nm	0,23%	0,00%	0,23%	3,61%	0,23%	0,00%
pertes à 1338 nm	6,96%	11,71%	6,96%	9,25%	6,96%	11,71%
pertes modes adj.	4,91%	4,30%	4,08%	3,94%	4,68%	3,53%
eQ (mm)	2,94	2,56	2,94	3,19	2,94	2,56
ISL filtre (nm)	1,58	1,58	1,58	1,58	1,58	1,97

Figure 152 : Résultats de calculs des pertes pour une cavité microchip à 553 nm

Si on prend pour exemple la simulation n° 2, on voit que pour une cavité microchip comportant un Nd:YAG de 2,5 mm de long, un élément polarisant DPM de 4,95 mm de long, une lame de phase de 20λ et un KTP de 5 mm de long, la longueur de cavité sera de 15,01 mm, les pertes à l'ISL de 0,19 %, les pertes sur les modes adjacents de 4,3 %. Pour cette version, il est à noter que seules les longueurs d'onde 1078 nm et 1106 nm ont la probabilité d'osciller dans la cavité avec un tel filtrage. Pour ces longueurs d'onde, il faut s'assurer que les miroirs de cavité sont dimensionnés de façon à avoir un taux de transmission supérieurs à 30%.

Si on prend pour exemple les simulations n° 3 et n° 4, on voit que pour les mêmes longueurs que vu précédemment, mais avec une lame de phase de 23λ et 25λ , la longueur de cavité sera respectivement de 15,39 mm et 15,64 mm, les pertes à l'ISL de 0,25 % et 0,30 %, les pertes sur les modes adjacents de 4,08 % et 3,94 %. Pour cette version, il est à noter que seules les longueurs d'onde 1064 nm, 1078 nm, 1106 nm, 1146 nm et 1319 nm ont la probabilité d'osciller dans la cavité avec un tel filtrage. Pour ces longueurs d'onde, le taux de transmission des miroirs de cavité devra être supérieur à 30 %. Ces deux versions sont techniquement réalisables mais nous avons choisi d'étudier la version n° 3 car elle permet d'obtenir les taux de pertes souhaités tout en gardant une longueur totale adéquate.

A5. Publications réalisées au sein du laboratoire d'Oxxius

A.5.1 Conférences nationales

1) 2008

J. Rouvillain, C. Chauzat, T. Georges, **Etude de la stabilité d'un laser Nd:YAG monolithique doublé en fréquence émettant 200 mW à 561 nm**, Institut d'Optique Graduate School, Palaiseau, Conférence CMDO, 2008.

2) 2009

T. Georges, N. Landru, J. Rouvillain, C. Chauzat, **Lasers microchip Raman à base de YVO₄, KTP et KTA pour applications visibles et infrarouges**, communication orale, conférence JNCO, 2009.

A.5.2 Conférences internationales

1) 2005

T. Georges, J. Rouvillain, C. Chauzat, Y. Mousseaux, R. Le Bras, **Dynamics and long term stability of single and multi-longitudinal mode 473 nm diode-pumped Nd:YAG/KNbO₃ lasers**, Solid State Lasers XIV: Technology and Devices, SPIE 5707, p57, 2005.

2) 2006

N. Aubert, T. Georges, C. Chauzat, R. Le Bras and P. Féron, **Low cost 7 mW CW 355 nm diode-pumped intra-cavity frequency tripled microchip laser**, Solid State Lasers XV: Technology and Devices, SPIE 6100, p 610008.1, 2006.

N. Aubert, T. Georges, C. Chauzat, R. Le Bras and P. Féron, **Diode-pumped low noise CW 355-nm intra-cavity tripled laser up to 20 mW**, Solid State Lasers and Amplifiers II, SPIE Proc. of Photonics Europe, Volume 6190, p 108, 2006.

3) 2007

N. Aubert, T. Georges, C. Chauzat, R. Le Bras and P. Féron, **Stable CW low noise operation of a diode-pumped monolithic laser at 355 nm beyond 30 mW**, Solid State Lasers XVI: Technology and Devices, Proceedings of the SPIE, volume 6451, p 645105, 2007.

N. Aubert, T. Georges, C. Chauzat, R. Le Bras, P. Féron, **Power control of a low noise CW Diode-Pumped Solid-State UV laser**, European Conference on Lasers and Electro-Optics 2007 and the International Quantum Electronics Conference, CLEOE-IQEC 2007, paper CA-37, 2007.

5) 2009

P. Janssens, A. Grillet, R. Schulz, N. Janvier, C. Chauzat, **9.3: LCoS Laser Projector**, Eurodisplay 2009, 2009

6) 2010

T. Georges, C. Chauzat, A. Poivre, **Half-Watt single frequency yellow 561 nm and yellow-green 553 nm DPSS lasers with record 19% optical conversion efficiency**, Solid state lasers XIX : Technology and Devices, Proc. SPIE, volume 7578, p 75780T.1, 2010.

T. Georges, C. Chauzat, A. Poivre, N. Landru, J. Rouvillain, **Short and long term frequency stability of linear monolithic intra-cavity frequency-doubled solid-state laser**, Solid State Lasers XIX: Technology and Devices, Proc. of the SPIE, Volume 7578, p 75780U.1, 2010.

A6. Exemples de présentations et de publications

A.6.1 Article 1 Photonics West 2010

Papier présenté à San Francisco, le 17 février 2010 lors de la conférence Photonics West, dans la section « Solid State Lasers XIX : Technology and Devices » puis publié par SPIE dans le Volume 7578, pages 75780T.1 à 75780T.7.

Half-Watt single frequency yellow 561 nm and yellow-green 553 nm DPSS lasers with record 19% optical conversion efficiency

Thierry Georges, Corinne Chauzat, Aurélia Poivre
Oxxius SA, 4 rue Louis de Broglie, F-22300 Lannion, France
tgeorges@oxxius.com

ABSTRACT

Since the first introduction of DPSS lasers at 561 nm in 2004, the power level required by some biotechnical applications has always increased. Oxxius has contributed to fulfill the demand thanks to the introduction of the SLIM-561 100mW in 2008 and of the SLIM-561 200mW and 300mW in 2009. More recently, new dyes or nano-dots have required shorter wavelengths (such as 553 nm) and new applications such as Laser Doppler Velocimetry requiring both high power and single frequency operation have appeared.

In this presentation, we demonstrate how to further increase the power. 553nm and 561 nm emission are obtained by frequency doubling the 1106 nm and 1123 nm lines of Nd:YAG. The latter transitions are significantly weaker than the 1064 nm line. As a consequence, any loss in the cavity significantly increases the laser threshold. Because of the perfect alignment of the crystal interfaces and the low divergence of the intracavity beam, monolithic cavities demonstrate significantly reduced round-trip losses compared to standard cavities. Consequently, laser threshold can be dramatically reduced and the nonlinear loss, responsible for the visible emission, can easily dominate the linear losses. We have taken standard monolithic cavities of our commercial SLIM-561 products and have increased the pumping power up to 2.8 W. Yellow and Yellow-green powers have not shown any sign of saturation and 0.5 W could be achieved at both wavelengths. This results in a record 18% pump to signal optical efficiency. We have checked that the emission remained single frequency whatever the pumping power.

Key words: DPSS, laser, 561 nm, 553 nm, flow cytometry, confocal microscopy, nanodot, laser Doppler velocimetry

1. INTRODUCTION

Flow cytometry requires wavelengths in the range of 550 nm to 565 nm in order to excite phycoerythrin (PE) and its tandems and red fluorescent proteins such as DsRed and dTomato and to avoid fluorescence bandwidth of fluorescein and GFP [1]. The 561 nm wavelength was proposed several years ago, but it appears that a shorter wavelength, such as 553 nm could be in some cases a better compromise [1]. It is clear that both wavelengths will be used in flow cytometry. Although powers of 50 to 150 mW should be sufficient for many applications, research tools require powers greater or equal to 200 mW. Multi-channel Laser Doppler Velocimetry requires 3 single frequency laser sources with powers ranging up to 500 mW. Today, Diode Pumped Solid State (DPSS) lasers can offer such a power only at 532 nm. The development of high power 553 nm and 561 nm single frequency sources would perfectly complete the 532 nm wavelength.

Frequency doubled DPSS lasers based on the strong 1064 nm line of Nd:YAG and KTP have been widely studied. The problem with 561 nm and 553 nm emissions stems from the fact that related IR lines (1123 nm and 1106 nm) are significantly weaker than 1064 nm. 1106 nm line is so weak that we have not found any published paper demonstrating 553 nm frequency doubled emission. In this paper, we will present a design of efficient high power DPSS lasers. Characteristics such as output power, spectral purity, noise, beam profile will be measured. Finally, impact of gray track will be evaluated.

2. DESIGN OF DPSS LASER SOURCES

2.1 Fluorescence of Nd:YAG

Among the crystal hosts for Nd^{3+} , YAG provides the largest Stark splitting of the ${}^4\text{I}$ manifolds. In particular, the two highest Stark sublevels are situated 2468 and 2521 cm^{-1} above ground state. In combination with the two-fold splitting of ${}^4\text{F}_{3/2}$ metastable level, they lead to 4 transitions with wavelength beyond 1100 nm : 1106 nm , 1112 nm , 1116 nm and 1123 nm .

In the following, we have used a 3 W 808 nm diode from Axcel Photonics (www.axcelphotonics.com) focused by a 0.22 pitch GRIN lens to pump the Nd:YAG crystal. We could drive the current from 0 to 3 A . At maximum current, the diode power is 2.8 W and the injected power is about 90% of the emitted power. Fluorescence spectrum above 1100 nm was recorded with an optical spectrum analyzer with a resolution of 0.2 nm (figure 1). These four lines would convert to $553\text{--}561\text{ nm}$ emission after adequate frequency doubling. 561 nm is now becoming a standard for confocal microscopy and flow cytometry and is being used for laser Doppler velocimetry. 553 nm could be a complement to this initial wavelength.



Figure 1: Fluorescence of Nd :YAG in the $1100\text{--}1200\text{ nm}$ window

The 3--dB bandwidth of each of the four lines is approximately equal to 1.5 nm (about the same as for 1064 nm line). Emission cross-section at 1123 nm (respectively at 1106 nm) is however 10 times (respectively 20 times) weaker than at 1064 nm (figure 2, [2]). 1106 nm line is weaker than 1319 nm line, which is not considered to be very efficient. Fortunately, no excited state absorption is supposed to reduce 1106 nm and 1123 nm laser efficiency.

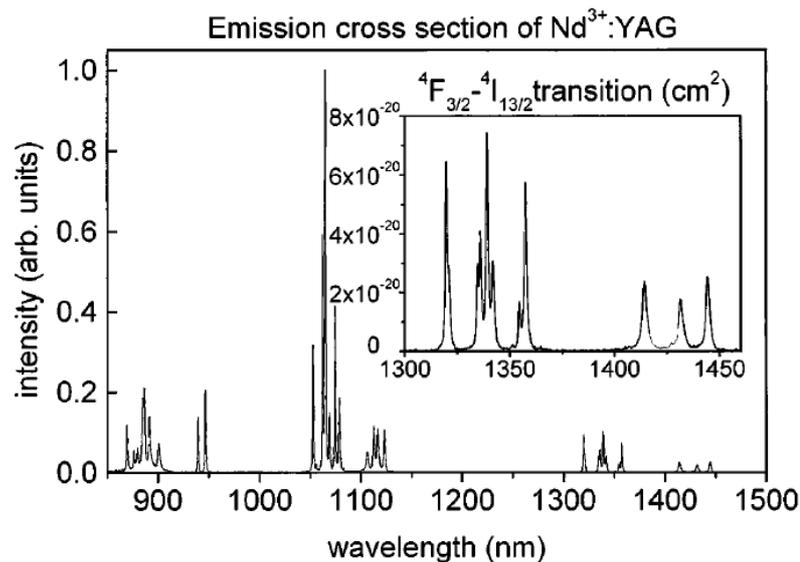


Figure 2: Full spectrum of fluorescence of Nd :YAG according to [2]

2.2 Nonlinear conversion with KTP

KTP crystals are widely used to convert 1064 nm emission into green 532 nm emission. Type II phase-matching is used with a propagation direction in the xy-plane. This plane of propagation is quite favorable since it provides a high d_{eff} value (3.58 pm/V), small walk-off (<4 mrad) and high temperature and angular tolerances (25 °K.cm and 11.5 mrad.cm). For 5 mm long KTP, phase matching is temperature independent (over 50 °K) and very angular tolerant (about 1.4°). The only drawback comes from photorefractive effects leading to gray track. From our experience, high gray track resistant crystals (such as KTP.fr from Cristal Laser, www.cristal-laser.fr) are required for green power exceeding 200 mW.

Type II phase matching conditions are compatible with frequency doubling of 1123 nm and 1106 nm. Propagation direction is however in the xz-plane, with a larger walk-off (25.5 mrad, respectively 20.8 mrad) and reduced angular tolerances (2.4 mrad.cm, respectively 2.9 mrad.cm) at 1123 nm respectively 1106 nm. The value of d_{eff} is about 3.7 pm/V. As a consequence, visible beam may be slightly elliptical and angular tolerance of a 5 mm KTP may not exceed 0.3°. Altechna (www.altechna.com) was the supplier of all KTP crystals and was able to provide crystals cut with accuracy ($\pm 0.1^\circ$) compatible with the tolerance.

2.3 Mirrors, polarizers and filters

Mirrors are directly deposited on Nd:YAG and KTP crystals. They are highly reflective (>99.85%) in the band 1100-1150 nm and transmit at least 30% at 1064 nm in order to prevent oscillation of main Nd:YAG line. As a first experiment, we aligned the 808 nm pumped Nd:YAG crystal with the KTP crystal. Whatever the KTP crystal used, infrared emission was made of 3 laser lines: 1112 nm, 1116 nm and 1123 nm. Visible spectrum consisted of the 5 frequency mixings lying between 556 nm and 561 nm. We were never able to make the weak 1106 nm line oscillate. In addition, visible emission was noisy because of the “green noise” [3].

From these experiments, it is clear that a band pass filter is required to select one of the 4 lines and a second narrow filter is needed to select a single longitudinal mode to cancel green noise. A free spectral range (FSR) of about 1.5 nm (equal to the 3-dB linewidth of the infrared emission) is adapted to the mode selection. A free spectral range of 20 nm is sufficient to provide line selection. We have chosen to use Lyot (or birefringent) filters made of a 45° birefringent element and a 0° polarizer. A single polarizer inserted between two birefringent crystals can be used to provide the two filters. The 45° 5mm phase-matched cut KTP crystal can be used as the birefringent ($\delta n=0.08$) element for mode selection. $\text{FSR}=\lambda^3/2e\delta n$ is calculated to be 1.55 nm. Because of its weak birefringence ($\delta n=0.009$), a quartz plate is selected as the birefringent element for the line selection. A width of 1.8 to 2 mm can be typically used.

2.4 Cavity design

553 nm and 561 nm laser cavities are very similar. They consist of 4 optically contacted crystals: a 2 mm long Nd:YAG, a ~2 mm long quartz, a 5 mm long polarizer and a 5 mm long KTP crystals (figure 3).

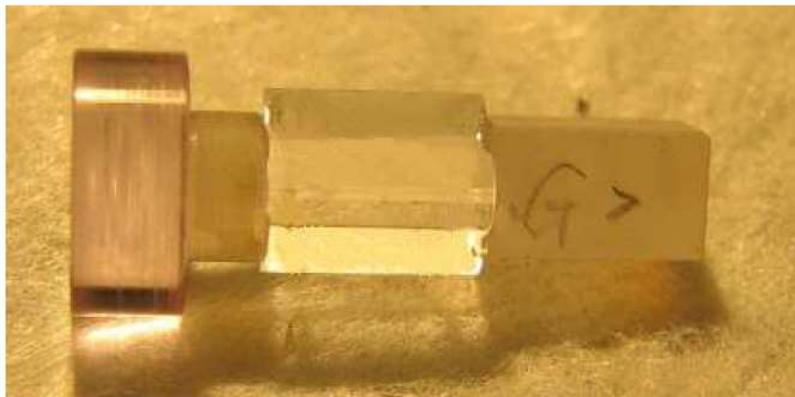


Figure 3: Picture of a 561 nm laser cavity

The cavity length is about 14 mm. Linear optical losses of such cavities can be as low as 0.5% per round trip. This is a key factor for efficiency of lines as weak as 1106 nm line.

3. EXPERIMENTAL RESULTS

3.1 Power characteristics, spectrum and noise

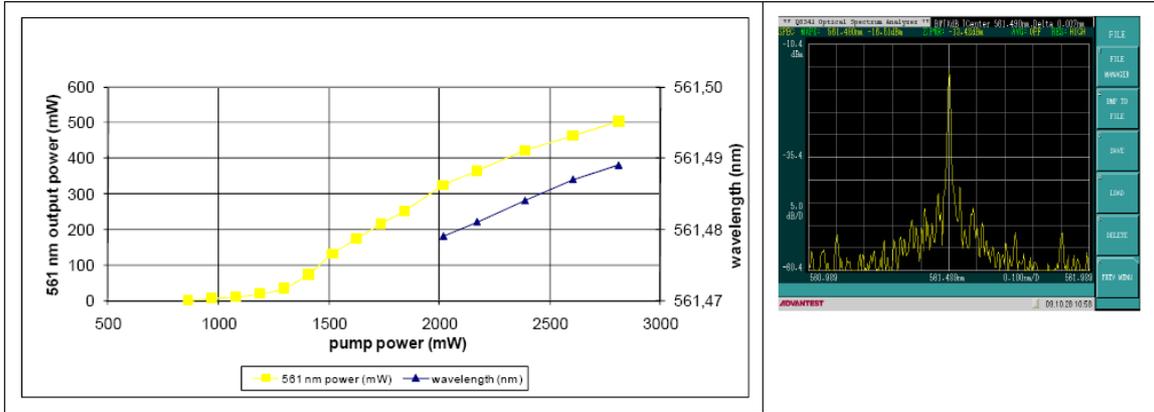


Figure 4: Power characteristics of a 561 nm DPSS laser and spectrum at 500 mW.

Power characteristics of single frequency lasers are quite different from those of multimode lasers because mode can hop when varying the pump power. In addition, maximum power strongly depends on the selected mode. We have first measured the power of a 561 nm laser without monitoring the spectrum or the noise and we authorized a small tuning of the filter temperature to reach maximum power. 561 nm oscillation threshold is as small as 900 mW. Because of the low linear loss, nonlinear conversion saturates before output power reaches 100 mW (linear characteristics). Beyond 300 mW, yellow power becomes slightly sublinear with respect to pump power because 1123 nm mode becomes too small and mode overlap with pump is reduced (figure 3). At maximum pump power, optical efficiency reached 18%.

This could still be improved by reducing the pumping mode or by increasing the cavity length (which would increase the size of the 1123 nm mode).

Starting from highest pump power, we have measured the emitted wavelength (figure 4). We could keep the same mode over 800 mW pump power range, but the decrease of pump power was related to a decrease of the emitted wavelength (10 pm). We could have avoided this wavelength shift by increasing the temperature of the amplifier.

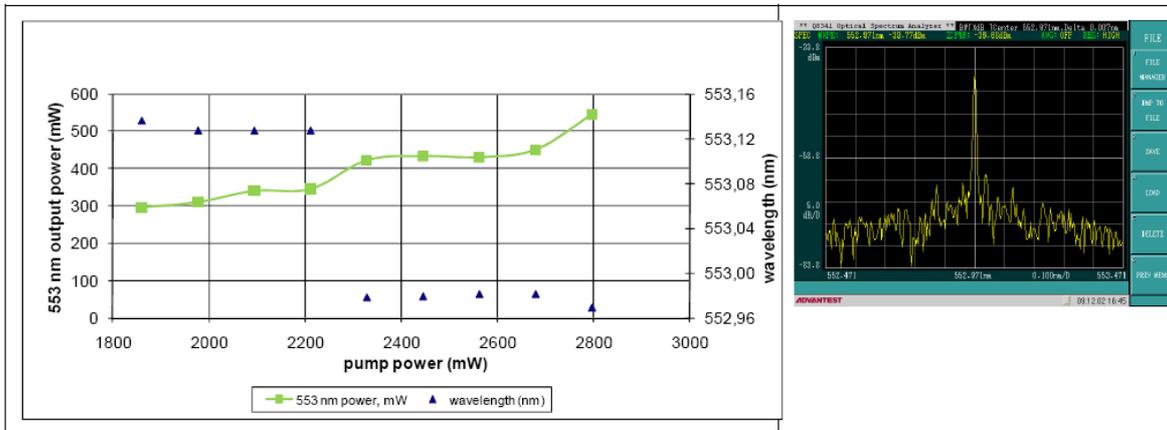


Figure 5: Power characteristics of a 553 nm DPSS laser.

We have conducted the same experiment on the newly developed 553 nm laser. Threshold power was below 1000 mW pump power. The power characteristic was less smooth because of 3 mode hops (figure 5). A better choice of the mode would probably lead to a nicer curve. Anyway, optical pump-to-553 nm efficiency reached a record 19.5% (with a slope efficiency close to 30%). This is a slightly better efficiency than for 561 nm emission. These results are surprisingly good for a transition that was not demonstrated so far. In comparison, we have built similar laser cavities at 532 nm and the best efficiency was around 25%.

If the cavity round trip loss is small, laser threshold can be kept small even for weak transitions. Far away from threshold, laser efficiency is driven by the competition between nonlinear and linear loss. The best efficiency is obtained for the best nonlinear conversion.

Wavelength, nm	d_{eff} (pm/V)	Walk-off (mrad)
532	3.58	3.5
553	3.76	21
561	3.69	25.5

Table 1: Phase matching conditions of KTP

Since d_{eff} values are not significantly different for the three wavelengths (though slightly better at 553 nm), nonlinear conversion and thus conversion efficiency is mainly driven by the walk-off.

Similarly to 532 nm laser sources, noise was measured below 0.2% rms both at 553 nm and at 561 nm when the laser was operated single frequency.

3.2 Beam characteristics

We have first measured the beam divergence of the 500 mW 561 nm laser. As expected (walk-off), the beam was slightly elliptical with divergences of 5.8 mrad and 6.8 mrad along the two principal axes. These values are larger than those obtained at 200 mW. This is due to a reduction of the thermal lens focal length. We used a Beam Master (Coherent) to evaluate the M^2 value of the beam. We have added a telescope (-6mm/30mm) to reduce the divergence to

slightly more than 1 mrad in order to be compatible with the instrument. In addition, the laser was inserted in a closed package (the same as for our standard SLIM products) in order to reduce power fluctuations. The measured value of M^2 was around 1.1 and to our surprise did not present a larger value for the axis parallel to the walk-off. The beam has therefore a quality as good as the beam of a gas laser.

We performed the same measurement on the 500 mW 553 nm laser. We obtained the same value for M^2 and a slightly reduced ellipticity: 90% vs 85%.

3.3 Gray track evaluation

Gray track in KTP is a major problem for 532 nm lasers. For moderate green power (<500 mW), gray track can be modeled as photorefractive green induced loss. Loss increases in time and strongly depends on green intensity (quadratic 2-photon process, [6]). Part of the loss is bleached when the laser is turned off. The first impact of loss is the heating of the KTP crystal. This heating directly affects the KTP-based Lyot filter transmittance and can be easily measured. When KTP temperature is compensated for, a small reduction of output power can be measured. In general, the green power decreases up to the point where visible power stabilizes. This green power is considered to be the threshold of the gray track. For a 300-400 mW green laser, it typically takes several hours to reach the threshold and the threshold green power is measured between 150 and 200 mW with standard KTP crystals. With high gray track resistant KTP crystals bought to Crystal Laser, threshold is above 500 mW at 532 nm. Below threshold, we can still measure a slow drift in KTP temperature (<0.2 °K) resulting in a power reduction (due to a reduction of the Lyot filter transmittance), but power can be recovered by simply compensating for the temperature drift.

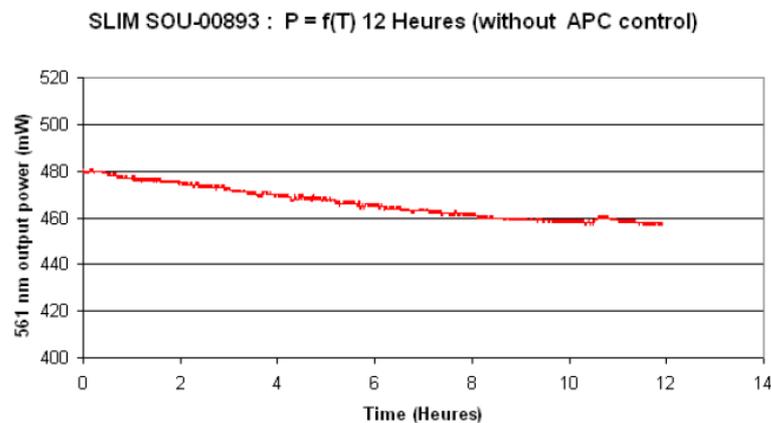


Figure 6: Power stability of a 561 nm laser without power control.

We started a 561 nm laser with a constant pump power of 2.8 W and kept constant amplifier and KTP temperature. Power measured at the output of the cavity was greater than 500 mW but introduction of a power tap, a telescope and a window led to a small power reduction at laser output. After 12 hours of operation, KTP temperature was reduced by 0.1 °K (figure 6) and initial power (480 mW) was fully recovered. This is the typical behavior of operation below gray track threshold.

We could expect the gray track threshold to be reduced at 553 nm compared to 561 nm because the wavelength is closer to 532 nm. Similar power stability measurements were conducted at 553 nm and led to the same result. Standard KTP can be used at this wavelength at least up to 500 mW. With these experiments, we confirm that gray track is strongly dependent on wavelength. Since 553 nm pump efficiency is almost as good as 532 nm efficiency, the replacement of 532 nm by 553 nm could significantly reduce the gray track problem.

4. CONCLUSION

We have demonstrated that frequency doubled DPSS laser architecture based on optically contacted crystals provide best-of-class performance in terms of optical conversion efficiency (up to 19%), total output power (>500 mW), single frequency operation, noise (<0.2% rms) and beam quality ($M^2=1.1$). These results are the first published at the wavelength of 553 nm, the best ever published at the wavelength of 561 nm and comparable to the best results reached at 532 nm. We have shown that these wavelengths are much less sensitive to KTP gray track than 532 nm. These results should be scalable with pump power. Oxixius' SLIM product line is based on this technology. Intermediate wavelengths 556 nm and 558 nm (obtained with the frequency conversion of 1112 nm and 1116 nm) should present the same characteristics.

These lasers are perfectly suited for several applications. The first one is the coverage of the diode-free part of the spectrum (530-600 nm) specially required by the bio applications (for excitation of new dyes or nanodots used in confocal microscopy and flow cytometry). The second one is the multi-channel laser Doppler velocimetry (532 nm, 553 nm and 561 nm). Finally these sources are particularly suited for external cavity frequency doubling and could lead to a set of deep UV wavelengths ranging from 266 nm to 280 nm. For the latter application, wavelength stability as discussed in [5] is a key factor.

ACKNOWLEDGEMENT

This work was partially financed by a grant from OSEO.

REFERENCES

1. W. Telford et al., "Green fiber lasers: an alternative to traditional DPSS green lasers for flow cytometry", *Journal of the international society for advancement of cytometry* 75A, 1031-1039 (2009).
2. H. Kretschmann et al., "High-power diode-pumped continuous-wave Nd³⁺ lasers at wavelengths near 1.44 μm", *Opt. Lett.* 22, 466-468 (1997).
3. T. Baer, "Large amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG laser", *JOSA B*, 9, p.1175 (1986).
4. T. Georges, J. Rouvillain, C. Chauzat, Y. Mousseaux, R. Le Bras, "Dynamics and long term stability of single- and multi-longitudinal mode 473 nm diode-pumped Nd:YAG/KNbO₃ lasers", *Proc. SPIE* 5707, 57-64 (2005).
5. T. Georges, Corinne Chauzat, Aurélie Poivre, Nicolas Landru and Julien Rouvillain, "Short and long term frequency stability of linear monolithic intra-cavity frequency-doubled solid state lasers", *Proc. SPIE* 7578 (2010).
6. B. Boulanger et al., "Study of KTP gray-tracking at 1064, 532 and 355 nm", *Appl. Phys. Lett.* 65, 2401-2403 (1994).

A.6.2 Article 2 Photonics West 2010

Papier présenté à San Francisco, le 17 février 2010 lors de la conférence Photonics West, dans la section « Solid State Lasers XIX : Technology and Devices » puis publié par SPIE dans le Volume 7578, pages 75780U.1 à 75780U.7.

Short and long term frequency stability of linear monolithic intra-cavity frequency-doubled solid-state laser

Thierry Georges, Corinne Chauzat, Aurélia Poivre, Nicolas Landru and Julien Rouvillain
Oxxius SA, 4 rue Louis de Broglie, F-22300 Lannion, France

tgeorges@oxxius.com

ABSTRACT

Single longitudinal mode visible DPSS are more and more used in devices where performance can be affected by short term (minutes) frequency drifts and hops. Long exposure holography and Raman spectrometry are applications requiring high frequency stability. Resonant external cavity frequency doubling (to generate CW deep UV) and pumping doubly resonant OPOs may be even more demanding applications in terms of frequency stability. Mechanical vibrations and thermal fluctuations are usual sources of short term frequency variations or instabilities. Monolithic ring cavities (such as NPRO) are known to solve this problem but they are quite expensive to manufacture. We will show that much simpler linear monolithic cavities used in our standard product line (SLIM-532, SLIM-550, SLIM-561 and SLIM-660) present best of class frequency stabilities compatible with the most demanding applications. Frequency tuning capabilities will be discussed and could be used in an active stabilization of the laser.

Some applications can benefit from long term wavelength stability as well. Raman spectra can be monitored without control of the pump wavelength if the long term stability is good. In addition, narrow filters can be used to measure small Stokes shifts. We are monitoring several monolithic laser sources. After more than 6000 hours of operations, the wavelength shift is within 1 pm. The laser source has been restarted more than 1000 times without any change of the operating wavelength. Finally, thermal cycles do not impact the wavelength.

In conclusion, we demonstrate that monolithic linear cavities are best suited for all applications requiring wavelength stability.

Key words: DPSS, laser, single-frequency, stability, Raman spectroscopy, holography, interferometry, frequency doubling

1. INTRODUCTION

The main sources of commercially available CW deep UV lasers are based on resonant external cavity frequency doubling of CW visible (532 nm) sources. External cavity must be locked on the laser frequency [1]. Complexity of the locking scheme directly depends on the speed and on the amplitude of the frequency fluctuations. In addition, long term drifts may add some complexity. It is thus important to develop single-frequency laser sources with both short-term and long-term stability. In addition it could be interesting to have different wavelengths such as 532 nm and 561 nm to cover a larger part of the deep UV spectrum. Long exposure holography and Raman spectroscopy can also benefit from frequency stable laser sources. In particular, Raman spectroscopy could benefit from a long term stable source because it would not require any calibration (1 pm drift corresponds to 0.035 cm^{-1} at 532 nm).

In the paper we will describe a monolithic laser architecture perfectly designed for wavelength stability. Mechanical vibrations, responsible for high speed frequency fluctuations, are suppressed. Long-term (beyond 6000 hours) wavelength stability measured with a high resolution spectrum analyzer will be presented. Diode current variations will be shown to be the main sources of short-term frequency fluctuations. Finally amplifier temperature tuning will be presented as a mean to control the laser frequency.

2. DESIGN OF STABLE DPSS LASER SOURCES

2.1 Nd:YAG amplification

Among the crystal hosts for Nd^{3+} , YAG is isotropic, has a good thermal conductivity and can be produced at very high quality. In addition, the ${}^4\text{F}_{3/2}$ to ${}^4\text{I}_{11/2}$ transition provides many lines between 1052 nm and 1123 nm. With adequate frequency doubling, most of the spectrum between 526 nm and 561 nm can be covered [2]. In the following, we have used a 2W 808 nm diode from Axcel (www.axcelphotonics.com) focused by a 0.22 pitch GRIN lens to pump the Nd:YAG crystal. The 3-dB bandwidth of most of the lines is approximately equal to 1.5 nm. There is a factor of 20 between the strongest (1064 nm) and the weakest (1106 nm) cross-sections but we have demonstrated that this parameter is irrelevant in low-loss laser cavities.

2.2 Nonlinear conversion with KTP

KTP crystals are widely used to convert 1064 nm emission into green 532 nm emission. Type II phase-matching is used with a propagation direction in the xy-plane. This plane of propagation is quite favorable since it provides a high d_{eff} value (3.58 pm/V), small walk-off (<4 mrad) and high temperature and angular tolerances (25 °K.cm and 11.5 mrad.cm). For 5 mm long KTP, phase matching is temperature independent (over 50 °K) and very angular tolerant (about 1.4°). The only drawback comes from photorefractive effects leading to gray track. From our experience, high gray track resistant crystals (such as KTP.fr from Cristal Laser, www.cristal-laser.fr) are required for green power exceeding 200 mW. Non critical phase matching conditions are reached at 1078 nm. Type II phase matching conditions are still compatible with frequency doubling wavelengths greater than 1078 nm. Propagation direction is however in the xz-plane, with a larger walk-off and reduced angular tolerances.

2.3 Mirrors, polarizers and filters

Mirrors are directly deposited on Nd:YAG and KTP crystals. They are highly reflective (>99.85%) in a band of 50 nm around the desired wavelength. It is clear that a band pass filter is required to select one of the lines and a second narrow filter is needed to select a single longitudinal mode to cancel green noise. A free spectral range (FSR) of about 1.5 nm (equal to the 3-dB linewidth of the infrared emission) is adapted to the mode selection. A free spectral range of 20 nm is sufficient to provide line selection. We have chosen to use Lyot (or birefringent) filters made of a 45° birefringent element and a 0° polarizer. A single polarizer inserted between two birefringent crystals can be used to provide the two filters. The 45° 5mm phase-matched cut KTP crystal can be used as the birefringent ($\delta n=0.08$) element for mode selection. $\text{FSR}=\lambda^2/2e\delta n$ is calculated to be 1.55 nm. Because of its weak birefringence ($\delta n=0.009$), a quartz plate is selected as the birefringent element for the line selection. A width of 1.8 to 2 mm can be typically used.

2.4 Cavity design

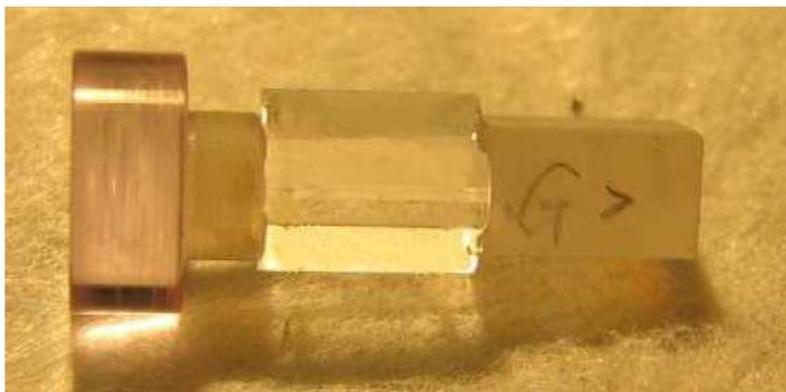


Figure 1: Picture of a 561 nm laser cavity

532 nm, 553 nm and 561 nm laser cavities are very similar. They consists of 4 optically contacted crystals: a $e_1=2$ mm long Nd:YAG, a $e_2=2$ mm long quartz, a $e_3=5$ mm long polarizer and a $e_4=5$ mm long KTP crystals (figure 1). The cavity

length is about 14 mm. Linear optical losses of such cavities can be as low as 0.5% per round trip. This is a first advantage of this technology. A second advantage of such a design stems from the short length of the cavity: mode spacing is large (~35 pm) and mode selection is easier. Possible oscillating modes are $\lambda_m = (\sum n_i e_i) / m = K / m$, where n_i are the refractive indexes. The main advantage for the frequency stability is the robustness with respect to vibrations: cavity length (and thus mode frequency) is not affected by mechanical vibrations. Only thermal variations can induce wavelength variations.

The Nd:YAG crystal of the laser cavity is hold by a copper mount and the temperature is controlled by a TE cooler. A small TEC controls the temperature of KTP crystal (filter). Base temperature of laser cavity and diode TECs are maintained at 30°C by another large TEC. This provides a good isolation with respect to external temperature. There are two sources of short-term temperature variations: the remaining fluctuations of controlled temperatures (amplifier and filter) and the fast oscillations of absorbed pump power. Long-term wavelength variations can be induced by the evolution of crystal losses or by the evolution of the pumping diode.

2.5 Power control

By simply keeping all temperatures and diode current constant, short-term fluctuations are small (<1%) and only small power drifts (a few percents) can be measured over hours. The power control strategy is quite simple. A fast loop on the diode current is used to stabilize short-term power fluctuations. Due to the natural power stability of the laser source, the amplitude of current variations usually remains small (a few mA, see figure 6). A slow loop on filter temperature is used to keep average pump power constant over time.

3. WAVELENGTH STABILITY

Wavelength is measured by a high resolution optical spectrum analyzer (OSA) from Advantest (Q8341). We have checked with a HeNe source that long-term accuracy is better than 2 pm. We have tested SLIM-532, SLIM-550 and SLIM-561 products with different output powers and we have not found significant differences between these laser sources.

3.1 16-hour test with base temperature ramps

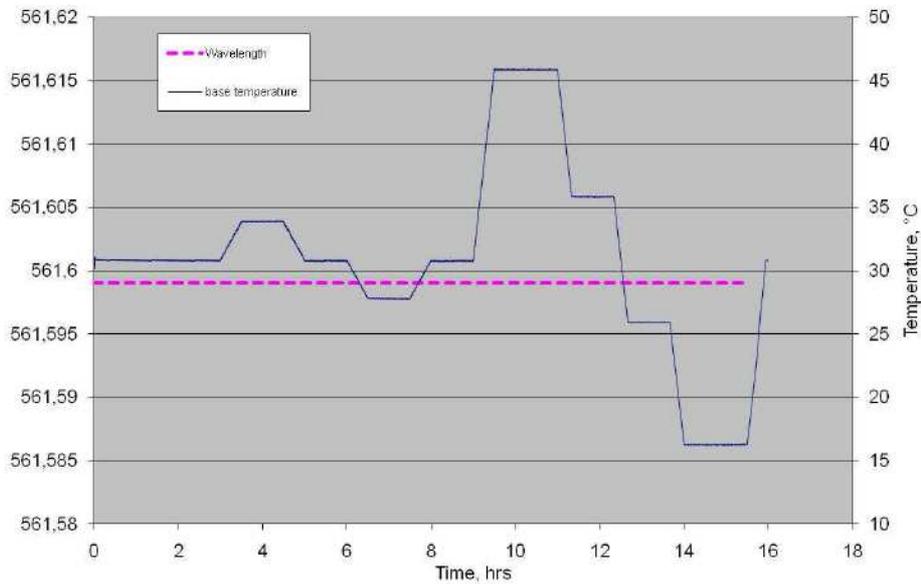


Figure 2: Wavelength stability in a temperature ramp test

Among standard tests of our products, power and wavelength stability are tested over 16 hours with temperatures ranging between 15°C and 45°C. Since the base of the laser cavity is maintained at a temperature of 30°C, the laser is almost not affected by external temperature changes. As presented in figure 2, wavelength is stable within 1 pm (561.599 nm for the laser source under test).

3.2 500 restart test

Many frequency doubled DPSS lasers are quite sensitive to repeated restarts. We have implemented a slow start of the diode in order to increase its lifetime and to reduce its spectral change over time. We have conducted several 500 restart tests on the previous laser source. The laser typically takes 3-5 minutes to start, it operates for 5-7 minutes and is shut down for 1 minute. During stable operation, wavelength is measured once. This cycle is repeated 500 times. There is a slight change in the power from one start to another (0.4% peak-peak). It is related to room temperature. Part of it is due to the temperature response of the calorimeter. The 500 wavelength measurements were identical: 561.599 nm. This means that the starting procedure is fully repeatable.

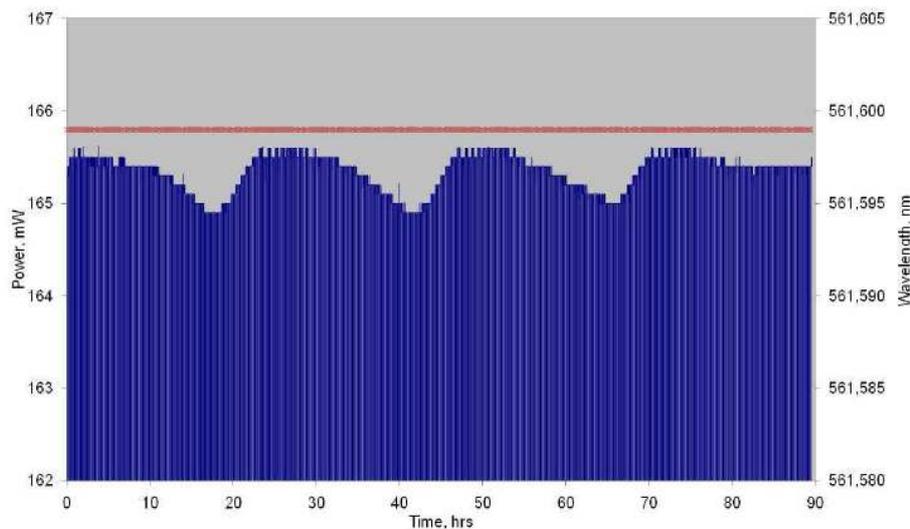


Figure 3: Wavelength stability in 500 restart test

3.3 Long-term operation

The laser source has now operated over 6700 hours. The wavelength has been regularly measured since the first test of the laser source. The only values ever read on the OSA were 561.599 nm (the most frequent) and 561.600 nm. Neither diode nor cavity changes have thus affected the operating point of the laser source.

4. FREQUENCY STABILITY

Optical spectrum analyzers cannot precisely measure the laser frequency. We have selected a Fabry-Pérot interferometer (FPI) with a free spectral range (FSR) of 1.5 GHz and a finesse of 100 (SA200 from Thorlabs). The frequencies were scanned by a piezo actuator. The full FSR was covered by an increase of 41.6 Volts. 2 MHz frequency shift corresponds to 56 mV. In all the experiments, we induced 60 V ramps to the piezo-actuator and determined the voltage of the peak transmission of the FPI. One measure took approximately 2.5s.

4.1 Short term frequency stability

In a first test, we conducted 10 minutes measurements of the laser frequency. We could observe frequency oscillations at 0.07 Hz. The peak-peak frequency fluctuations did not exceed 0.7V or 25 MHz (figure 4). This amount of fluctuation is quite small. In order to determine the origin of the frequency fluctuations, we successively turned off the feed-back loop of TECs and of diode current. It turned out that the main source of frequency oscillations was the diode current. If frequency stability was more important than power stability, it would be possible to keep diode current constant and control the output power by the filter temperature. This would further reduce frequency fluctuations.

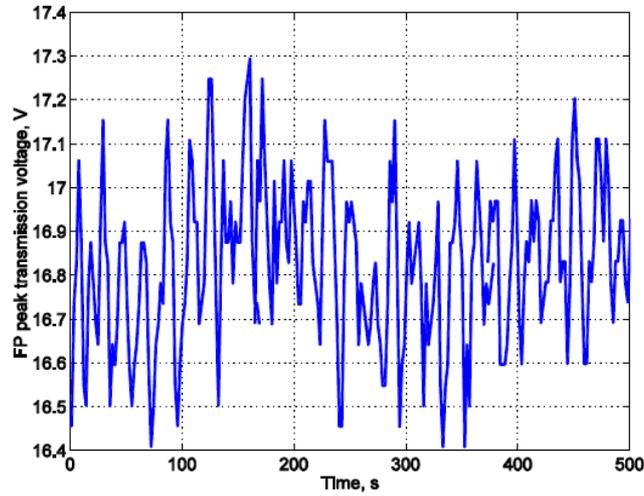


Figure 4: Short term frequency stability measured with a Fabry-Perot interferometer

4.2 16-hours FPI test

In a second test, we wanted to evaluate mid-term drift of the laser. The laser and the FPI measurements were operated over 16 hours. It appeared that peak piezo voltage and room temperature (measured on the laser base plate) were fully correlated (figure 5). Between 6 and 8 hours, two FPI peaks were present and peak search algorithm constantly switched from on peak to the other. In order to determine the origin of the frequency drift, we separately heated the laser source and the FPI. It appeared that frequency drifted only when FPI was heated. In addition, filter temperature measurements revealed that the laser source was not affected by the small variations of room temperature. We could thus conclude that our laser was far more stable than a FPI. This is not surprising because the laser cavity is monolithic and temperature controlled whereas FP cavity is not temperature controlled.

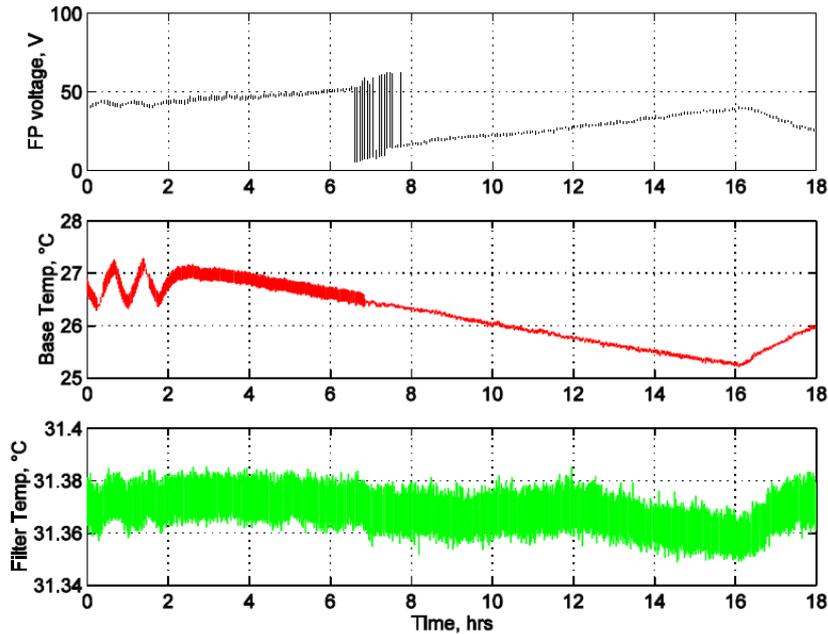


Figure 5: Overnight frequency stability measured with a Fabry-Perot interferometer

4.3 Influence of amplifier temperature (st2)

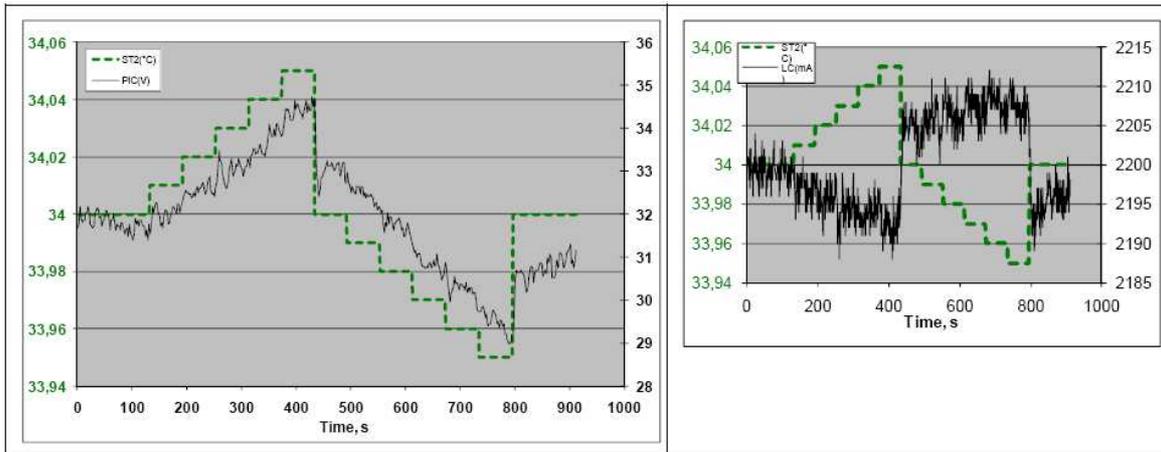


Figure 6: Laser frequency control measured with a Fabry-Perot interferometer

We have shown that diode current could be used to change the laser frequency. The reason for that is that more power absorbed by the amplifier induces an increase of the amplifier temperature. But this process directly affects the power stability. Another way to change the laser frequency is to change the amplifier temperature through the TEC. We have increased the amplifier temperature (st2) by steps of 10 m°C (figure 6). Laser frequency typically increased at a rate of ~20 MHz for 10 m°C. This value is consistent with OSA measurements: when amplifier temperature is increased by 1°C, we can typically observe an increase of 2 pm (about 2 GHz). This frequency response of the laser with respect to amplifier temperature could be used to lock the laser frequency on an external reference.

5. CONCLUSION

We have presented a monolithic design of CW single frequency DPSS visible lasers. The design is compatible with any wavelength obtained from frequency doubled Nd:YAG emission (from 526 nm to 660 nm). This design is fully insensitive to mechanical vibrations and does not present any long term drift (<1 pm over more than 6000 hours). Lasers always start on the same axial mode. Similarly to monolithic ring cavities, frequency variations are mainly driven by pump current fluctuations. The latter are required for power stabilization. Thanks to the monolithic design, current fluctuations are smaller than 10 mA, resulting in peak to peak frequency oscillations smaller than 25 MHz. These frequency oscillations could be further reduced by replacing the current control by a filter temperature control of the power. Mid-term frequency stability could not be measured because the laser frequency was far more stable than the Fabry-Pérot interferometer. Finally, we have shown that amplifier temperature could provide a feed-back on the laser frequency in order to lock the laser frequency on an external frequency reference. This laser design is implemented in our SLIM series at 532 nm, 553 nm, 561 nm and 660 nm. These lasers do not need any wavelength calibration in their lifetime.

ACKNOWLEDGEMENT

This work was partially financed by a grant from OSEO.

REFERENCES

1. T. W. Hänsch and B. Couillaud, "Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity", *Opt. Commun.* 35 (3), 441 (1980).
2. T. Georges, C. Chauzat and A. Poivre, "Half-Watt single frequency yellow 561 nm and yellow-green 553 nm DPSS lasers with record 19% optical conversion efficiency", *Proc. SPIE*, Vol. 7578 (2010).

Résumé



Etude de lasers microchips à base de Nd:YAG doublé en fréquence, pompés par diode et émettant en régime continu mono-fréquence à 553 nm ou à 561 nm avec une puissance de sortie supérieure à 200 mW

Le remplacement des lasers à colorant émettant dans la gamme 550-570 nm, à l'aide de lasers solides, représente un véritable enjeu industriel. Les applications sont multiples tant dans le domaine de la recherche biomédicale que dans celui de la métrologie. Quelques solutions ont été développées à 561 nm et à 553 nm. Néanmoins, elles ne permettent pas de fournir des lasers intégrables parfaitement mono-fréquences émettant en continu un faisceau gaussien, d'une puissance supérieure ou égale à 200 mW.

Dans ces travaux, nous proposons une étude théorique et expérimentale de cavités laser solides monolithiques à base de Nd:YAG pompé par diode, doublé en fréquence en intra-cavité, à l'aide d'un cristal non-linéaire de KTP. Ces cavités, constituées de plusieurs cristaux, sont contactées par adhérence moléculaire. Elles ne contiennent aucune optique de mise en forme des faisceaux et présentent la particularité de comporter un double filtre de Lyot. Nous présentons les résultats obtenus avec des cavités émettant à 561 nm pour des puissances supérieures ou égales à 300 mW. Puis, après une étude statistique et une analyse des résultats de test de ces cavités à long terme (> 6000 heures), nous discutons des problèmes éventuels de fiabilité et nous suggérons des axes d'amélioration.

Ayant réussi à faire osciller, pour la première fois, la raie à 1106 nm du Nd:YAG, nous montrons ensuite la faisabilité d'un laser compact mono-fréquence continu à 553 nm, émettant une puissance de 200 mW à 500 mW avec un rendement de conversion pompe/laser visible de l'ordre de 19 %.

Pour conclure, nous montrons qu'il est possible, dans des cavités de ce type, de faire osciller des raies Raman issues des raies fondamentales et de les doubler en fréquence en intra-cavité. Nous ouvrons ainsi la porte à toute une famille de lasers solides émettant dans la gamme 540-600 nm.

Mots clefs :

Laser néodyme, laser visible, laser pompé par diode, laser solide pompé par diode, laser quatre-niveaux

