

# Lasers ytterbium bipolarisations : rôle de la direction de polarisation de l'onde de pompe

H. Akagla<sup>1</sup>, P. Loiko<sup>2</sup>, G. Loas<sup>1</sup>, N. Chapron<sup>1</sup>, P. Lehoux<sup>1</sup>, A. Benayad<sup>2</sup>,

P. Camy<sup>2</sup>, M. Vallet<sup>1</sup> et M. Brunel<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut Foton, Univ Rennes, CNRS, Institut FOTON-UMR 6082, 35000 Rennes, France

<sup>2</sup>Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAEN,

Université de Caen Normandie, 6 Boulevard du Maréchal Juin, 14050 Caen Cedex 4, France

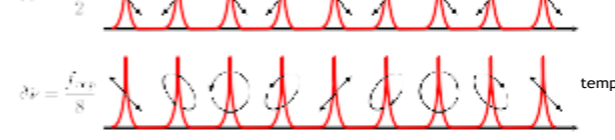


## Introduction

Les lasers ytterbium sont très utilisés pour la génération d'impulsions femtosecondes et en particulier pour la spectroscopie "dual-comb". Dans le cas de milieux actifs quasi-isotropes, deux états propres de polarisations orthogonales peuvent osciller simultanément et générer deux peignes de fréquences dont les taux de répétition sont ajustables [1, 2]. Afin d'équilibrer les puissances des deux modes, on peut se demander si l'emploi d'une pompe polarisée pourrait créer un dichroïsme de gain, comme cela a déjà été démontré dans les lasers néodyme [3, 4]. Nous étendons l'étude de l'anisotropie induite par la pompe à différents cristaux dopés ytterbium.

## Contexte

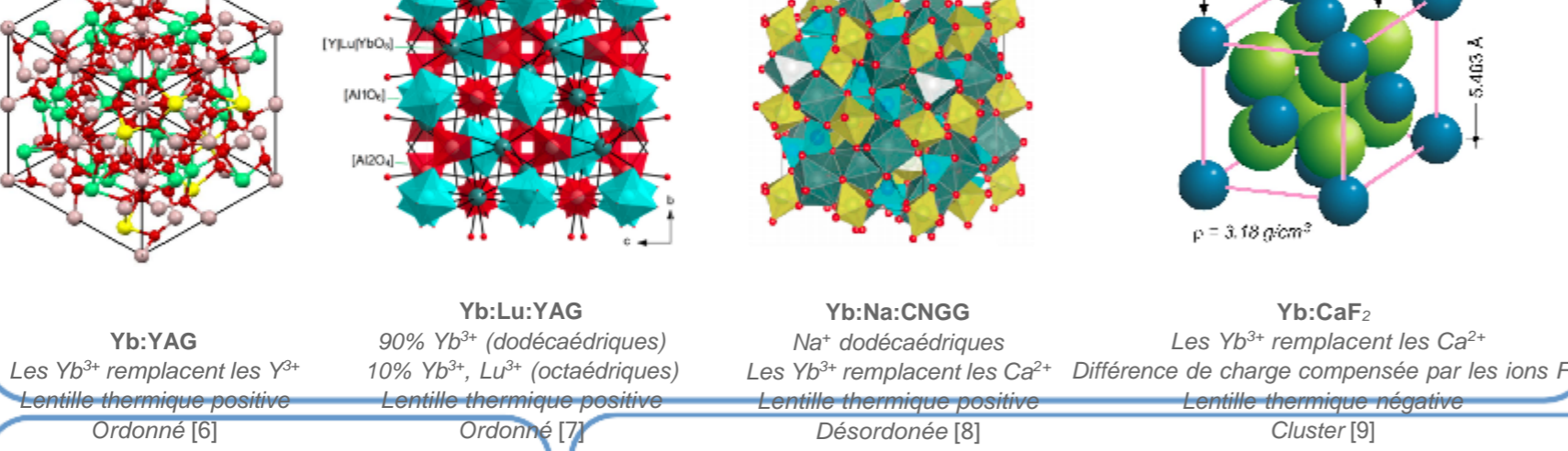
- laser mode-locked vectoriel Nd:YAG démontré au laboratoire [5]
- double peigne de fréquences
- séquences de polarisations contrôlables



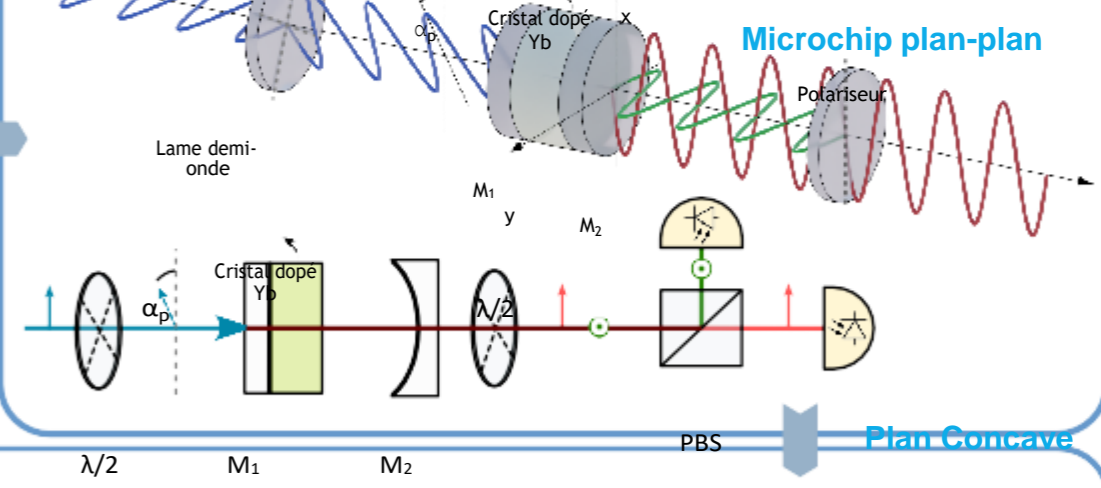
## Objectifs

- lasers ytterbium (Yb:YAG, Yb:Lu:YAG, Yb:CaF<sub>2</sub>, Yb:Na:CNGG)
- étude de l'influence de la polarisation de la pompe
- étude du couplage dans l'ytterbium
- cavité simple de type microchip, plan concave, modèle rate-équations bi-mode

## Milieux actifs isotropes



## Montage expérimental



## Modèle

Equations d'évolutions de  $n_x$  et  $n_y$

$$\frac{dn_x}{dt} = \kappa(n_y + \beta n_x)I_p - \Gamma n_x$$

$$\frac{dn_y}{dt} = \gamma P_p - [\gamma + \kappa(I_x + \beta I_y)]n_x$$

$$\frac{dn_x}{dt} = \gamma P_p - [\gamma + \kappa(I_y + \beta I_x)]n_y$$

Anisotropie de pompage [10]

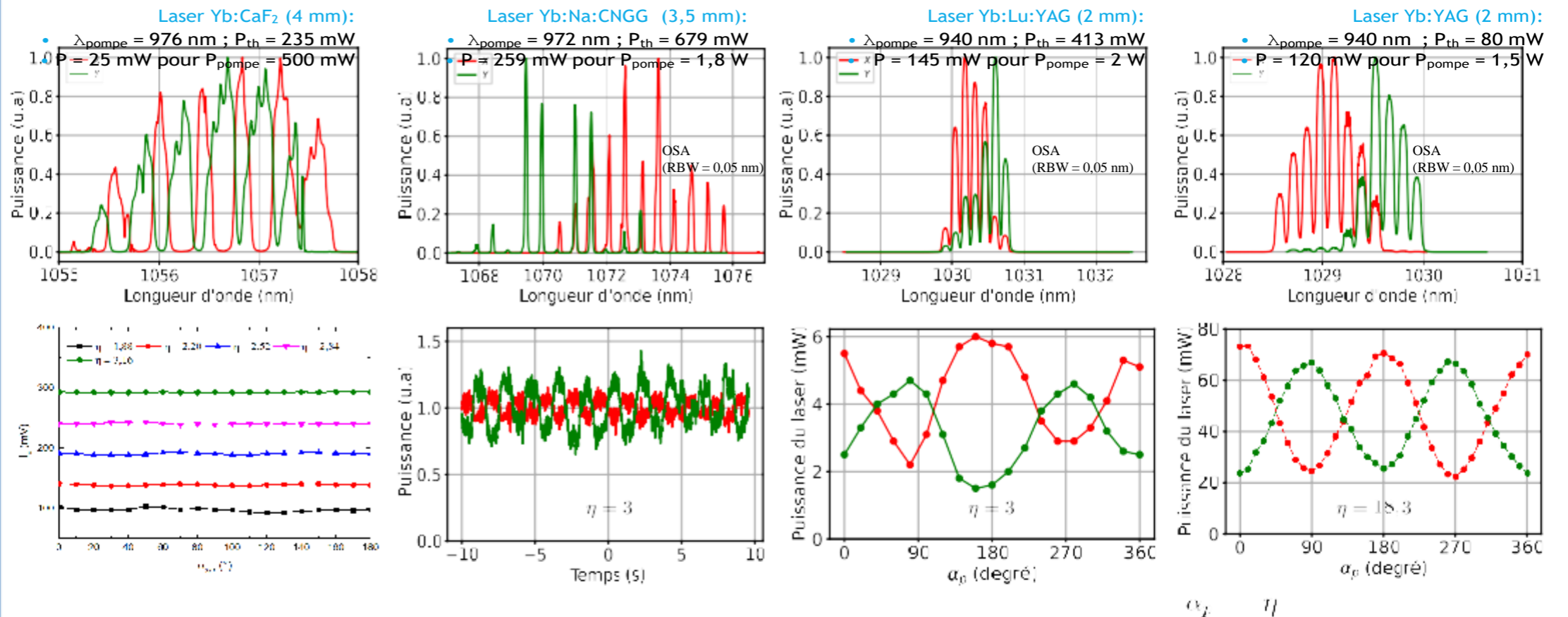
$$P_p = P(1 + \varepsilon \cos(2\alpha_p))$$

Solutions stationnaires normalisées

$$I_x = \eta \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \cos(2\alpha_p) - 1 \right)$$

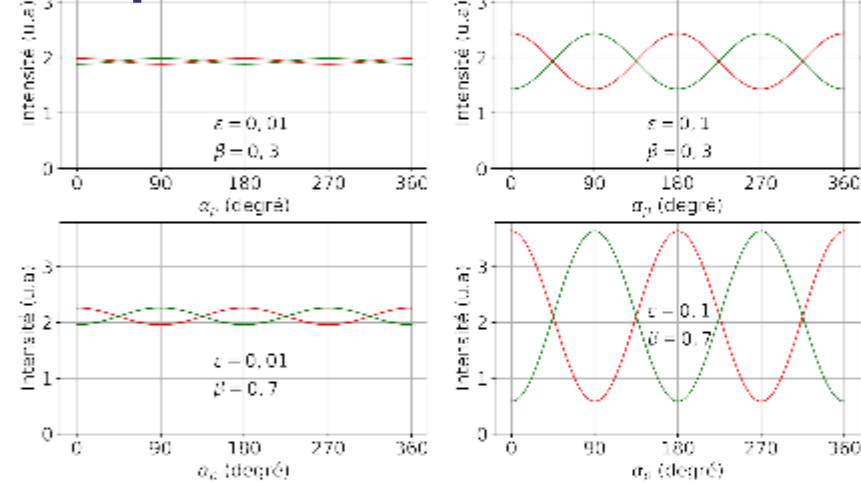
$$I_y = \eta \left( 1 - \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \cos(2\alpha_p) \right)$$

## Résultats expérimentaux



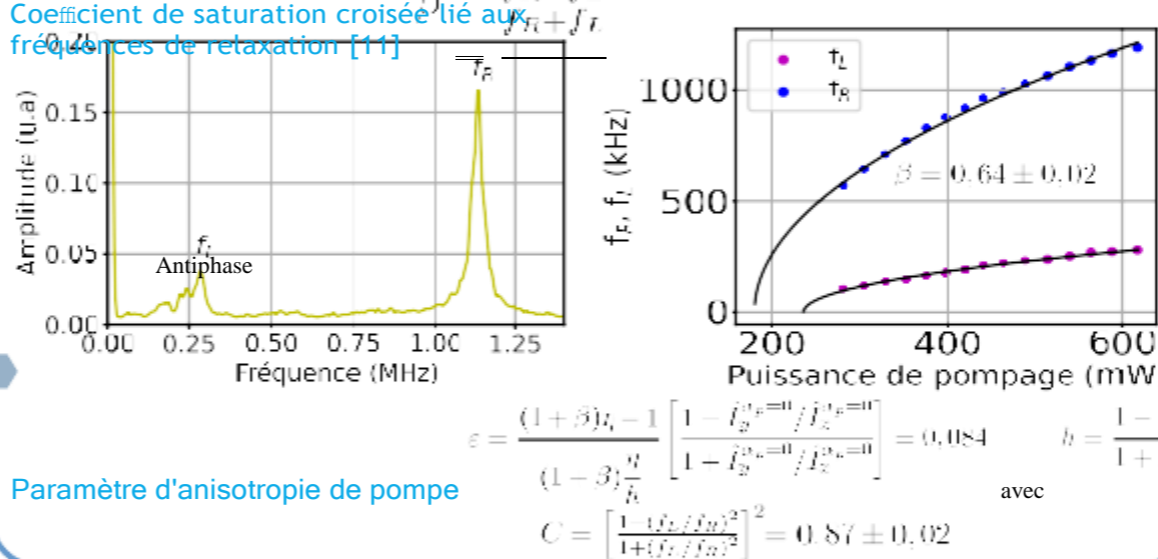
Observations : Fonctionnement des quatre lasers suivant deux états de polarisations linéaires et orthogonaux. Le rapport  $I_y/I_x$  dépend de  $\alpha_p$  et de  $\eta$ . Facilité de favoriser un état propre ou l'autre dans le cas de Yb:YAG, Yb:Lu:YAG et Yb:Na:CNGG. Les états de polarisation du Yb:CaF<sub>2</sub> sont quasi-indépendants de la polarisation de la pompe en raison de l'isotropisation du milieu actif par des transferts d'énergie entre les ions voisins.

## Exploration du modèle

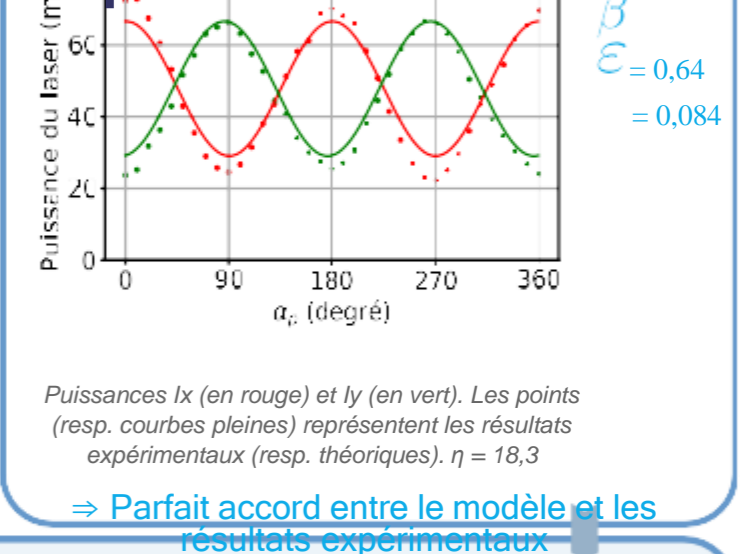


Le contraste entre les intensités des deux états propres de polarisations augmente lorsque le coefficient d'anisotropie de la pompe ou le paramètre de saturation croisée augmente.

## Mesures de $\beta$ et $\varepsilon$ (Yb:YAG)



## Comparaison théorie/ expérience Yb:YAG



## Conclusion

- ⇒ Les lasers Yb permettent de générer une oscillation simultanée de deux états propres de polarisations dans les matrices isotropes comme le YAG, LuAG, Na:CNGG et le CaF<sub>2</sub>.
- ⇒ Un modèle d'équation à deux modes prédit la dépendance de la polarisation de la pompe en fonction du paramètre de saturation croisée et du paramètre d'anisotropie de pompage.
- ⇒ Bon accord entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux [13].
- ⇒ La sensibilité à l'orientation de la pompe dépend fortement de la structure de l'hôte.
- ⇒ Pour les lasers à verrouillage de mode, le Na:CNGG peut être un bon compromis : gain large (impulsions fs) et une anisotropie de pompage  $\varepsilon$  pas trop faible.

Matrice	Ordonnée	Ordonnée	Désordonnée	Cluster
$\beta$	0,64	0,67	0,67	0,8
$\varepsilon$	0,08	0,06	0,02	0,004

## Perspectives

- Mettre en place un système de refroidissement sur les cristaux.
- Extension du principe aux peignes de fréquences synchrones ou asynchrones (voir poster N° 482).
- Utiliser un SESAM pour générer des impulsions courtes.
- Génération des séquences de polarisations en contrôlant l'écart fréquentiel des peignes.

## Références

- [1] B. Willenberg, J. Pupeikis, L. M. Krüger, F. Koch, C. R. Phillips, and U. Keller. Opt. Express, 28(20): 30275-30288, 2020.
- [2] N. Madschig, J. Drs, P. Brochard, J. Fischer, S. Schilt, V. J. Wittwer, and T. Südmeyer. Opt. Express, 29(10) :15104-15113, 2021.
- [3] G. Verschaffelt, G. Van der Sande, J. Danckaert, B. Ségard, P. Glorieux, and T. Erneux. Phys. Rev. A, 77(6) :063801, 2008.
- [4] H. Chen, S. Zhang, and Y. Tan. Appl. Opt., 55(11) :2858-2862, 2016.
- [5] J. Thévenin, M. Vallet, and M. Brunel. Dual-polarization mode-locked Nd :YAG laser. Opt. Lett.,37(14) :2859-2861, 2012.
- [6] M. Arzakantsyan, thèse de doct., Ecole Polytechnique X, 2013.
- [7] S. Slimi, V. Jambunathan, M. Pan, Y. Wang, W. Chen, P. Loiko, R. M. Solé, M. Aguiló, F. Díaz, M. Smrz, et al. Applied Physics B, 129(4) :57, 2023.
- [8] J. Ueda. Journal of the Ceramic Society of Japan, vol. 123, no. 1444, p. 10591064, 2015.
- [9] V. Petit, P. Camy, J.-L. Doualan, X. Portier, and R. Moncorgé. Physical Review B, 78(8) :085131, 2008.
- [10] T. Chartier, F. Sanchez, and G. Stéphan. Appl. Phys. B, 70(1) :23-31, 2000.
- [11] Lacot E, Stoeckel F. JOSA B. 1996 Sep 1;13(9):2034-40.
- [12] M. Brunel, A. Amon, and M. Vallet. Opt. Lett., 30(18): 2418-2420, 2005.
- [13] H. Akagla, N. Chapron, G. Loas, M. Vallet, and M. Brunel. Opt. Lett., 48(3) :700-703, Feb 2023.

Support technique : A. Carré, L.Frein, S.  
Bouhier et C.Hamel

**OPTIQUE Normandie**  
**2024**

**(01-05)/07/2024**